

Г.И. Зебрев

**Радиационные эффекты в кремниевых
интегральных схемах высокой степени интеграции**

НИЯУ МИФИ

2010

ГЛАВА 1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ

1.1. Радиационная стойкость элементной базы

К микроэлектронным изделиям с длительным сроком функционирования в условиях возможного действия специальных воздействующих факторов предъявляется ряд специфических требований, к числу наиболее значимых из которых можно отнести высокую надежность, малое энергопотребление, малые габаритные размеры, широкий диапазон рабочих температур, высокая радиационная стойкость. В качестве примера можно привести необходимость обеспечения длительного функционирования электронного оборудования на борту космических аппаратов (КА) в условиях воздействия жестких излучений космического пространства (КП).

Длительность активного существования аппаратуры КА во многом определяется надежной работой микроэлектронных компонентов и интегральных схем. Ионизирующие излучения космического пространства вызывают деградацию отдельных элементов интегральных схем (ИС), - главным образом, транзисторов. Изменение характеристик при облучении всей ИС в целом определяется деградацией составляющих схему элементов, но это изменение носит чрезвычайно сложный характер. Полное описание функциональных параметров ИС и их радиационный отклик практически невозможно, в том числе и по причине трудности выбора информативных критериальных параметров. В качестве таковых обычно используют простейшие входные и выходные параметры ИС. При этом параметрические отказы можно определить по дрейфу этих характеристик за пределы норм ТУ. Дрейф входных и выходных параметров ИС связан с радиационным откликом отдельных элементов ИС, либо небольших блоков.

Экспериментальное изучение радиационной стойкости аппаратуры происходит обычно на уровне отдельных элементов (транзисторов) ИС. Это связано с тем, что понять природу радиационной деградации сразу на уровне более или менее сложной цепи очень сложно, и приходится сначала интерпретировать в рамках некоторой модели результаты для одного транзистора, а затем пытаться предсказать поведение всей схемы в целом. При этом деградацию параметров отдельного транзистора необходимо рассматривать на физическом уровне (процессы в материалах и приборные эффекты), в то время как деградация параметров всей схемы в целом или даже отдельных ее блоков невозможно описать без использования схемотехнических методов моделирования. Отсюда становится понятным важным необходимость использования многоуровневых методов моделирования, когда результаты расчетов на физическом уровне пе-

редаются на следующий иерархический уровень схемотехнического моделирования.

В идеале, полный анализ и предсказание радиационного отклика микросхем может основываться на детальном SPICE моделировании работы ИС с учетом физических моделей деградации отдельных ее элементов (восходящее моделирование). Тем не менее, в общем случае, следует иметь в виду, что радиационная стойкость системы не сводится к радиационной стойкости её элементов. Характер топологии и сама архитектура схемы накладывает на радиационный отклик параметров схемы условия, которые, либо нивелируют эффекты деградации одного элемента на уровне всей схемы, либо, что бывает чаще, усиливают степень деградации ИС в целом. Типичным примером являются КМОП логические элементы И-НЕ и ИЛИ-НЕ. На уровне вентиля радиационная деградация отдельных транзисторов либо смягчается схемными эффектами (в элементах И-НЕ), либо усугубляется архитектурой ячейки (в элементах ИЛИ-НЕ). В целом часто работает правило, что радиационная стойкость ИС определяется радиационной стойкостью наименее стойких ее компонентов и блоков.

Альтернативным подходом является качественный анализ работы ИС, определение критических участков схемы, а также содержательных информативных параметров, через которые можно связать деградацию ИС в целом через деградацию отдельных ее элементов. Выбор таких параметров возможен, если параметры всей микросхемы определяются параметрами одного или небольшого количества транзисторов на этой схеме. Например, входной ток операционных усилителей (ОУ) практически полностью определяется базовым током одного или двух биполярных транзисторов на входе дифференциального усилителя, в то время как напряжение смещения того же (ОУ) может зависеть от параметров множества транзисторов, в том числе и в других каскадах.

Подход восходящего моделирования имеет определенные недостатки, поскольку результаты такого, как правило, чрезвычайно громоздкого моделирования сами по себе довольно обширны и требуют дальнейшего осмысления и обобщения. Другим недостатком такого моделирования является необходимость использования обширной и детальной информации о параметрах приборов и отсутствие надежных моделей с набором параметров, адекватных проблемам моделирования надежности и радиационной стойкости микросхем. В этих условиях неизбежно приходится сокращать количество параметров моделей путем перехода на более высокий уровень описания схем.

Походящим уровнем описания является уровень макро моделирования интегральных схем. Такое моделирование, основанное на поведенческих моделях, не затрагивает детальные процессы деградации, происходящие в отдельных

структурах или элементах (например, транзисторах), а рассматривает радиационную деградацию выходных характеристик относительно крупных схемных блоков. Оценка радиационной стойкости РЭА, основанная на макромоделях, а также методы компьютерного имитационного моделирования функционирования РЭА являются одними из самых эффективных методов анализа работоспособности электронных схем, но до сих пор используются довольно редко.

Любое моделирование основывается на эмпирических данных, полученных экспериментальным путем. Экспериментальное исследование радиационного отклика такой сложной системы как ИС, всегда носит неполный характер. В этой связи становится очевидным, что более или менее полную информацию о радиационно-чувствительных параметрах ИС можно получить только на этапе их проектирования с помощью исследования и характеристики свойств на уровне тестовых структур.

В этом смысле проблема прогнозирования радиационных свойств ИС и проблема проектного обеспечения их радиационной стойкости сливаются в одну задачу, что накладывает жесткие ограничения на схемотехнические, конструкционные и технологические проектные решения для изготовления радиационно-стойких изделий. Одним из перспективных технологических направлений является развитие технологии «кремний на изоляторе» (КНИ). Для повышения стойкости интегральных микросхем (ИМС), выполненных по КНИ КМОП технологии, к эффектам полной дозы необходимо исследовать эффективность существующих технологических и конструктивно-топологических методов и при необходимости разработать новые. Как мы уже отмечали, неотъемлемой частью процесса создания таких методов является многоуровневый подход к моделированию, от физического уровня описания процессов в материалах к описанию процессов в приборах (транзисторах) и, далее, к схемотехническому и системному уровням.

1.2. Классификация радиационных эффектов в ИС

Радиационные эффекты в элементах микроэлектроники можно условно поделить на дозовые и перемежаемые, то есть вызванные воздействием отдельных ионизирующих частиц. Первые определяются медленным накоплением полной ионизационной дозы (типичная мощность дозы на орбитах пилотируемых полетов ~ 10...100 рад/год) и связанным с этим постепенным сдвигом параметров приборов за пределы норм ТУ. Медленность этого процесса обуславливает его относительную предсказуемость в долговременной перспективе. Дозовая деградация носит характер постепенного старения, т.е. эти эффекты незаметны при относительно коротких сроках существования объекта, либо в начале его эксплуатации в космосе. Подавляющее большинство дозовых отказов

являются параметрическими отказами. Другая особенность дозовой деградации – её относительно слабая зависимость от характера излучения (энергетического спектра и типа частиц).

Одиночные радиационные эффекты (ОРЭ) вызываются одиночные высокоэнергетическими ионизирующими частицами и их воздействие носит перемежающийся характер, связанным со случайным попаданием отдельных частиц в чувствительные микрообъемы элементов памяти, вызывая переключение логического состояния.

ОРЭ, в свою очередь, можно разделить на обратимые и необратимые. Обратимые переключения (сбои) имеют место, как правило, в запоминающих устройствах статической и динамической памяти и представляют собой обратимое переключение ячейки из одного состояния в другое без потери работоспособности ячейки (single-event upset, SEU). В настоящее время уже давно существуют эффективные методы обнаружения и коррекции таких сбоев (Error Detection and Correction, EDAC) [Chen, 84], которые могут быть реализованы как на аппаратном, так и на программном уровне.

Гораздо более опасными являются одиночные события, приводящие к необратимым разрушающим последствиям. Главными разновидностями таких катастрофических отказов являются радиационно-индуцированная защелка (single-event latchup, SEL), [A.H.Johnson, 1990] [Brugier, 1996] радиационное выжигание мощных МОП транзисторов (single-event burnout, SEB), а также пробой окислов транзисторов, вызванные одиночной частицей (single-event gate rupture, SEGR)[Galloway, 1996].

Кроме того, имеет место деградация, обусловленная смещениями атомов решетки кремния, которая обусловлена главным образом космическими протонами и вторичными нейтронами различного происхождения [Messenger, 1986]. В соответствии со сказанным, радиационные отказы в то разделять на

- отказы, вызванные эффектами ионизационной дозы;
- отказы, вызванные эффектами повреждения решетки кремния;
- обратимые сбои, вызванные одиночными частицами (SEU);
- катастрофические отказы, вызванные одиночными частицами (SEL, SEB, SEGR).

По своему характеру, отказы можно поделить на параметрические и функциональные. Параметрические отказы соответствуют выходу характеристик приборов за пределы норм ТУ. Функциональные характеризуются полной потерей работоспособности прибора.

Среди параметрических отказов можно выделить цифровые (по току потребления, временам переключения), аналоговые (по коэффициентам усиления,

напряжениям смещения, рабочим частотам и т.п.) и отказы по смешанному сигналу (точность, разрешение, искажения и т.п.). Основной причиной параметрических отказов является достаточно медленный радиационно-индуцированный дрейф параметров приборов

1.3. Классификация типов радиационно-стойких ИС

Различают три категории интегральных схем по их уязвимости к радиационному окружению: радиационно-стойкие (rad-hard), «устойчивые» (tolerant) и коммерческие для специализированных применений (COTS) [Winokur, 1990]. Требования по стойкости для этих трех категорий представлены в следующей таблице.

Табл.

	радиационно-стойкие (rad-hard)	радиационно-устойчивые (rad-tolerant)	COTS
полная доза (крад, Si)	100...1000	20...100	< 20
мощность дозы (рад/с, Si)	>10 ⁹	10 ⁷ ...10 ⁹	<10 ⁷
защелка	не допускается	на усмотрение заказчика	на усмотрение заказчика
пороговое ЛПЭ, МэВ см ² /мг	> 80	20-80	<20

При изготовлении радиационно-стойких схем предусматривается непрерывный контроль над статистическими параметрами изделий. Под радиационной толерантностью (устойчивостью) понимается допустимая стойкость по отдельным параметрам, которая не является следствием каких-либо специальных технологических мер при изготовлении. И, наконец, приборы COTS обладают относительно низкой стойкостью.

В международной практике принята следующая маркировка, характеризующая уровень стойкости приборов к эффектам полной дозы [N. van Vonne, 1995].

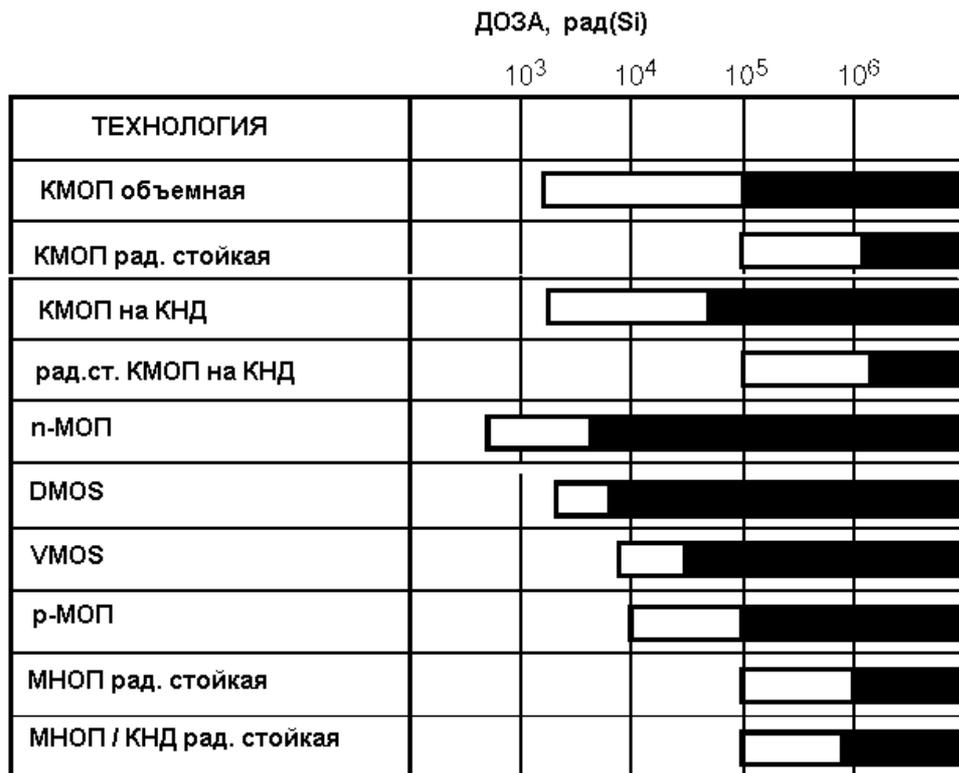
Табл. Международная маркировка уровней радиационной стойкости приборов

маркировка уровней стойкости	полная доза , рад (Si)
/	нет гарантий

M	3000
D	1×10^4
R	1×10^5
H	1×10^6

Данные по стойкости элементной базы приведены на следующих двух таблицах.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ИМС МОП ТЕХНОЛОГИЙ



начальные стадии деградации
 сильная деградация

тывать заметные изменения от партии к партии даже в рамках одной технологии.

2. Невозможно построить единую методологию испытаний, годную для всех типов приборов и ИС. Не существует универсального подхода к выбору условий испытания (температура, мощность дозы, электрические режимы и т.п.).

3. Наземные установки не всегда способны обеспечить условия, существующие на орбите. Экстраполяция результатов, полученных на лабораторных моделирующих установках не является простой задачей и требует понимания механизмов деградации и создания детальных моделей процессов деградации.

4. Отсутствует общая методология оценки радиационной стойкости высокопроизводительных схем высокой степени интеграции, равно как и аттестованная методология предсказания радиационной стойкости всей сложной схемы по результатам испытания составляющих ее блоков.

5. Функциональная сложность современных микросхем затрудняет получение достоверной и полной картины их радиационного поведения по результатам испытаний и измерения простейших параметров (токов, напряжений) в конкретных режимах и условиях ограниченного количества испытаний.

1.5. Использование микросхем коммерческих технологий (COTS)

До недавнего времени на борту космических аппаратов использовались только специализированные радиационно-стойкие микросхемы. Обеспечение радиационной стойкости компонентов ЭРИ является комплексной задачей, включающей в себя технологические и схемотехнические методы, процедуры отбора и верификации. Необходимость в безусловной уверенности в работоспособности компонентов влечет за собой огромные дополнительные усилия при производстве, испытании, отборе, документации. Все это чрезвычайно удорожает производство радиационно-стойких компонентов. Приборы радиационно-стойкой технологии, по крайней мере, на порядок дороже, чем приборы коммерческих технологий. При этом увеличение радиационной стойкости достигается за счет некоторого ухудшения функциональных характеристик приборов.

Начиная с середины 70-х годов, доля интегральных схем военного назначения непрерывно падала и в середине 90-х годов составляла не более 2% от общего числа продаж ИС. Эта ситуация кардинально отличается от ситуации 60-х годов, когда доля военных ИС в структуре производства была очень значительна.

Это обусловлено несколькими причинами. Во-первых, это политические причины, когда из-за спада напряженности в ядерном противостоянии во всем мире происходит резкое сокращение объема финансирования военных программ. Во-вторых, разработки 70-80 годов привели к созданию элементной ба-

зы характерной для того времени (ширина линии $\sim 1 \dots 2$ мкм) с довольно высоким уровнем радиационной стойкости ($\sim 10^6$ рад). Поэтому, несмотря на то, что сейчас в спутниковых системах начинают использоваться все более и более современные элементы, до сих пор в космосе летает достаточно большое количество схем, разработанных еще в 80-е и даже 70-е годы. Особенно консервативным в этом смысле являются военные ведомства, которые стремятся использовать в критических узлах только проверенную временем и очень надежную технику, при условии, если она обеспечивает необходимые функциональные возможности. Вероятно, создание нового поколения радиационно-стойкой элементной базы будет стимулироваться только появлением нового поколения стратегических вооружений, предъявляющим новые требования по функциональным возможностям.

С другой стороны, радиационно-стойкие приборы становятся все более необходимыми в сфере гражданского применения (например, на атомных электростанциях, в метеорологических спутниках и спутниках связи и т.п.), где экономические соображения играют решающую роль. Кроме того, для электроники космического базирования уровень радиационной стойкости 10^6 рад может оказаться избыточным, поскольку даже при времени активного существования космического аппарата 10..15 лет, набираемая доза не превышает, как правило, уровня 10^5 рад.

Анализ полной стоимости систем, которые продолжительное время функционируют в условиях, при которых невозможна замена вышедших из строя узлов, показывает, что для применения в критических системах военного назначения (боеголовки ракет, авионика военных самолетов и т.п.) разумно использовать более дорогие, но надежные компоненты.

Однако там где соображения экономической эффективности при невысоком уровне критичности играют решающую роль, становится привлекательным использование высокоэффективной коммерческой элементной базы (Commercial Off the Shelf, COTS). В 1994 году Министр обороны США В.Перри издал директиву в изменении политики закупок аппаратуры, целью которой являлась снижение затрат за счет более широкого применения коммерческих технологий и замене военных технических требований промышленными. Причины, по которым целесообразно использовать коммерческие компоненты в радиационном окружении, состоят в следующем:

- Коммерческие компоненты существенно дешевле, чем радиационно-стойкие благодаря большому объему производства и минимальной начальной отбраковке.

- Использование COTS увеличивает возможности аппаратуры по быстродействию и объемам памяти, разнообразию выполняемых функций и т.п. По функциональным возможностям радиационно-стойкие элементы отстают от коммерческих на одно-два поколения.
- Радиационно-стойкие компоненты не всегда имеются в готовом виде и в достаточных количествах. Поэтому требуется дополнительное время на выполнение заказа.
- При использовании COTS есть определенные риск, связанный с разбросом характеристик изделий от партии к партии и недостаточным контролем за технологические шагами изготовления, существенно влияющими на радиационную стойкость [Shaneyfelt, 1994].
-

1.6. Статистический разброс параметров

Изготовители коммерческих приборов не имеют необходимости контролировать в процессе изготовления параметры приборов, ответственные за радиационную стойкость. Технологические условия изготовления могут быть подвергнуты изменению, так что это не сказывается на функциональных характеристиках, но может существенно изменять радиационную стойкость микросхемы. В качестве примера можно указать на толщину эпитаксиального слоя, которая сильно влияет на стойкость элементов КМОП технологии по отношению к защелкам и практически не сказывается на других электрических и надежности характеристиках приборов, что приводит к отсутствию жесткого контроля этого параметра при изготовлении. Поэтому, в коммерческих приборах имеет место значительный разброс параметров радиационной стойкости.

Во-первых, огромный разброс параметров радиационной стойкости наблюдается в однотипных микросхемах от разных изготовителей [Harboe-Sorensen, 1990]. Например, дозы отказа 4 Мб схемы динамической памяти у разных изготовителей могут меняться практически порядок (Hitashi -10...16 крад; Samsung - 24...32 крад; Toshiba - 65...104 крад). [Shaeffer, 1992]. Наибольший разброс по стойкости имеет место для коммерческих микропроцессоров. У однотипных микропроцессоров от разных изготовителей доза отказа может колебаться от нескольких десятков крад до более чем 1 Мрад [Schaffer, 1992].

Во-вторых, у одного изготовителя стойкость может существенно варьироваться от пластины к пластине [Никифоров, 2001-173] . Например, в работе [Shaneyfelt, 1994] программируемая память EEPROM одной технологии, размещенная на 13 пластинах, может иметь разброс по дозам отказа в диапазоне 5...25 крад.

В-третьих, имеет место разброс параметров радиационной стойкости даже от кристалла к кристаллу, расположенных на одной пластине, что обусловлено неоднородным выполнением различных технологических операций (например, легирования) по всей площади пластины. Параметры отдельного кристалла определяются различным расстоянием между кристаллом и краем пластины и могут отличаться друг от друга по дозе отказа до трех раз.

Типичные разбросы по дозам отказа приборов разных типов характеризуются следующими значениями:

- | | | |
|---|---------|----------|
| - линейные ИС | 2 – 50; | |
| - ИС смешанного типа (аналогово-цифровые) | | 2 – 30; |
| - флэш память | 5 – 15; | |
| - динамическая память (DRAM) | | 15 – 50; |

- микропроцессоры

15 – 70.

Разбросы по дозам отказа иллюстрируются данными из следующей таблицы.

Табл. 1. Разбросы по дозам отказов в коммерческих радиационно-устойчивых приборах от разных изготовителей

Фирма-изготовитель	Дозы отказа, крад (Si)	отношение макс/мин	источник
IBM	10...50	5	[Calvel, 1994]
Integrated Device Technology	0,266...17,5	66	[Shaeffer, 1991]
LSI Logic	45...1070	24	[Shaeffer, 1992]
Performance Semiconductor	4...80	20	[Kimbrough, 1994]
Siemens	48...70	1,5	[Shaeffer, 1992]
Texas Instruments	13...27	2,1	[Calvel, 1994]

1.7. Методология QML

Простейший подход к оценке радиационной стойкости микросхем состоит в радиационном испытании готового изделия после цикла разработки и изготовления. Такой подход не вполне пригоден для современных БИС и СБИС, обладающих высокой функциональной сложностью и сильной зависимостью интенсивности радиационных отказов от режимов и условий функционирования и, зачастую, значительным разбросом параметров.

Кардинальным способом повышения надежности и радиационной стойкости является методология сертификации технологии изготовления, известная в англоязычной литературе как (Qualified Manufacturers List, QML) [Winokur, 1990].

Основными чертами этой методологии являются [Никифоров, 2002]:

- проведение испытаний на всех этапах жизненного цикла БИС – в ходе их разработки, производства и эксплуатации со смещением "центра тяжести" испытаний на ранние этапы создания изделий – введение системы радиационного мониторинга техпроцессов и контроля производственных партий изделий, в том числе по тестовым структурам;
- развертывание основной цели испытаний от "оценки соответствия" требованиям к достоверному и подробному описанию фактического характера радиационного поведения БИС с последующей расчетно-экспериментальной оценкой радиационной стойкости БИС, в том числе адаптированной (при необходимости) к условиям их применения в кон-

кретной аппаратуре;

- радикальное повышение информативности радиационных испытаний на основе обеспечения реального динамического режима работы и углубленного функционального и параметрического контроля БИС в процессе испытаний, в том числе в предельных условиях эксплуатации.

В качестве примера применения методологии QML можно привести контроль за токами утечек транзисторов в закрытом состоянии. Увеличение токов утечек через канал и/или через область паразитного транзистора, примыкающего к толстому защитному окислу, является одним из основных механизмов отказа при воздействии полной ионизационной дозой.

В то же время токи утечки очень чувствительны к флуктуациям количества технологического заряда в подзатворном окисле и количества легирующих примесей в кремниевой подложке [Sexton,1992], [Schwank, 1989], [Terrel, 1989]. Процесс статистического контроля над этим легко измеряемым параметром изготовления позволяет корректировать ход технологического процесса изготовления, добиваясь улучшения характеристик и их однородности.

Обеспечение и оценка радиационной стойкости современных микросхем, а также адекватность процедур отбора и отбраковки обуславливает необходимость многократного увеличения объема радиационных испытаний, причем, по возможности, без существенного роста затрат на их проведение.

Это достигается широким использованием имитационных методов и средств испытаний, ориентированных на применение рентгеновских, лазерных, изотопных и других высокопроизводительных и дешевых источников воздействий, характеристики которых выбираются по критерию эквивалентности (адекватности) доминирующих радиационных эффектов в изделиях.

Имитирующие установки (имитаторы) хорошо интегрируются в техпроцесс создания изделий, легко размещаются на участках выходного и входного контроля, идеально совместимы с ПЭВМ и автоматизированной контрольно-измерительной аппаратурой любой степени сложности. [Никифоров, 2002]

1.8. Методы отбраковки

Однородность характеристик радиационной стойкости для разных образцов является одной из главных условий возможности использования элементной базы в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов. Важнейшей процедурой является, таким образом, селекция и отбор микросхем промышленных и коммерческих технологий, которые обеспечиваются отбраковочными испытаниями [Данилин, 1991].

Программа отбраковки и специальных испытаний электронных компонентов является единой для всех ИТЦ и предусматривает [Верхотуров, 2002]:

- входной контроль ЭРИ из объема приемосдаточных испытаний, указанных в технических условиях (ТУ) на изделия;
- отбраковочные испытания, включающие электротермотренировку (ЭТТ), мощностную или термopotенциальную в объеме до 240 ч, контроль герметичности, термоциклирование, выдержку при повышенной температуре и повышенной влажности, воздействие механических нагрузок;
- диагностический контроль информативных параметров (в том числе не указанных в ТУ) по ужесточенным нормам, контроль потактного тока потребления интегральных микросхем и дрейфа информативных параметров после ЭТТ и выдержки при повышенной температуре;
- разрушающий физический анализ образцов изделий из партии;
- приемка партий после проведения испытаний.

Отбраковка изделий по радиационной стойкости осуществляется как операция в составе технологического процесса на предприятиях-изготовителях, если это является необходимым, а контроль радиационной стойкости партии закупленных изделий, если существуют сомнения в соответствии ЭРИ данной партии требованиям модели ВВФ КА, осуществляется на основе совместного решения Заказчика и Подрядчика работ по изготовлению космического аппарата.

В целом обеспечение стойкости КА к воздействию ионизирующих излучений космического пространства осуществляется на этапе проектирования и наземной экспериментальной отработки в соответствии со следующим алгоритмом [Мырова, 1991]

- расчет локальных радиационных условий эксплуатации радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) и ЭРИ с использованием компоновочной схемы КА, модели полей ИИ КП и данных по орбитальным характеристикам и САС КА;
- расчетная оценка стойкости РЭА КА к воздействию ИИ КП по дозовым, перемежающимся и катастрофическим отказам с использованием данных по функционально-алгоритмическому построению бортового комплекса управления КА, принципиальных электрических схем блоков аппаратуры, справочных данных о стойкости ЭРИ;
- проверка критерия соответствия требованиям по стойкости и определение блоков аппаратуры, стойких к воздействию ИИ КП, блоков, требующих проведения испытаний, и нестойких блоков, требующих доработки;
- проведение испытаний блоков на стойкость к воздействию ИИ КП;

- функционально-алгоритмическая, схемотехническая доработка нестойких блоков и блоков, не выдержавших испытания, рекомендации по повышению эффективности теневой защиты и алгоритмическому парированию перемежающихся и катастрофических отказов;
- сертификация КА.

Эффективность обеспечения радиационной стойкости определяется адекватностью моделей полей ионизирующих излучений космического пространства, погрешностью справочных данных о стойкости ЭРИ и погрешностью расчета локальных радиационных условий эксплуатации. Большой объем расчетных оценок и экспериментальной отработки аппаратуры и систем КА "Ямал-100" и "Ямал-200" на стойкость к воздействию ионизирующих излучений, а также анализ телеметрической информации о состоянии и работоспособности приборов и систем КА, в том числе, данных системы датчиков радиационного контроля, функционирующих на борту КА "Ямал-100" в течение 33 месяцев в условиях спокойной и возмущенной гелиогеомагнитной обстановки, показывают, что система радиационного проектирования космических аппаратов типа "Ямал" в целом обеспечивает создание аппаратуры и КА с требуемым уровнем стойкости [Верхотуров_9, 2002].

1.9. Оптимизация процедуры отбраковки

На практике, трудно удовлетворить в полной мере абсолютно всем требованиям по радиационной стойкости. Например, микросхема может быть очень стойкой по дозе отказа, но не обладать достаточной стойкостью по отношению к одиночным событиям. Для улучшения качества отбора процедура отбраковки должны быть оптимизирована. В качестве методов оптимизации можно указать:

1) Реалистичность требований:

- использование при комплектации и разработке информации о параметрах радиационной обстановки для конкретных орбит;
- учет наличия реальной защиты на борту, расчет накопления дозы для реалистичной геометрии;

2) Использование динамической верификации:

- обеспечение взаимодействия между разработчиками и изготовителями схем и специалистами по радиационной стойкости;

3) Обеспечение мер по увеличению стойкости на системном уровне.

- оптимизация расположения и защиты аппаратуры;
- выбор оптимальной технологии (КНД, КМОП, БиКМОП и т.п.)

- проектирование функциональных характеристик схем в расчете на параметры с типичной деградацией в космическом пространстве.

- использование холодного резервирования;

- использование методов избыточного горячего резервирования;

- использование программных и аппаратных методов исправления ошибок.

Кроме того, испытания и оценка радиационной стойкости отбираемой номенклатуры происходит всегда в условиях ограниченных сроков и средств. Основными рекомендуемыми методическими подходами к сокращению сроков испытаний и затрат на их проведение являются [Баюков, 2000] [Никифоров, 2000]:

- минимизация состава испытаний путем исключения малоинформативных испытаний и расчетных методов пересчета на другие условия и факторы испытания;

- минимизация числа радиационных испытаний на основе имитационных и расчетно-экспериментальных методов оценки (с учетом РД В 319.03.22, РД В 319.03.24);

- минимизация числа испытываемых образцов на основе информации по фактическим запасам и разбросам значений –параметров-критериев изделий.

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ УТЕЧКИ В ТРАНЗИСТОРАХ КМОП - ТЕХНОЛОГИИ

2.1. Постановка задачи

К микроэлектронным изделиям с длительным сроком функционирования в условиях возможного действия специальных воздействующих факторов предъявляется ряд специфических требований, к числу наиболее значимых из которых можно отнести высокую надежность, малое энергопотребление, малые габаритные размеры, широкий диапазон рабочих температур, высокая радиационная стойкость. В сочетании со сложностью (числом элементов) современных СБИС и их рабочими частотами выполнение указанных требований накладывает жесткие ограничения на схемотехнические, конструкционные и технологические решения таких изделий. Выполнение требований к функциональной сложности, габаритам и энергопотреблению практически исключает возможность использования биполярных СБИС и делает единственно приемлемым вариантом КМОП технологию. В рамках этого конструктивно-технологического базиса существует ряд направлений, ориентированных на достижение различных целей и, соответственно, обладающих различными свойствами. Одним из перспективных технологических направлений является развитие технологии

«кремний на изоляторе» (КНИ). Для повышения стойкости интегральных микросхем (ИМС), выполненных по КНИ КМОП технологии, к эффектам полной дозы необходимо исследовать эффективность существующих технологических и конструктивно-топологических методов и при необходимости разработать новые. Неотъемлемой частью процесса создания таких методов является многоуровневое моделирование процессов, происходящих в отдельных элементах: от физического уровня к транзисторному (схмотехническому) и системному уровням.

2.2. Физические механизмы радиационно-индуцированных токов утечки в МОП транзисторах

Развитие технологии, а именно, - переход к субмикронным (с размерами < 0.5 мкм) и наноразмерным (< 0.1 мкм = 100нм) проектным нормам, - привела к тому, что значимость разных механизмов деградации существенно изменилась. Например, в современных МОП транзисторах (даже не изготовленных по радиационно-стойкой технологии) с толщиной подзатворного окисла несколько нанометров, практически не происходит заметного накопления заряда и поверхностных состояний даже при облучении с дозами ~1 Mrd. Надпороговая вольтамперная характеристика (ВАХ) таких транзисторов практически не изменяется при таких дозах, а основным эффектом дозовой деградации выражается в резком увеличении (на несколько порядков) подпороговых токов утечки. Радиационно-индуцированные токи утечки почти полностью вызываются зарядом, захваченным в толстых слоях окислов боковой и донной изоляции современных МОП транзисторов объемной и КМОП технологии. Защитные окислы плохо контролируются при изготовлении, из-за большой толщины защитных окислов в них может накапливаться большой заряд, что приводит к значительным краевым токам утечек в *n*-МОП транзисторах. Радиационно-индуцированные краевые токи утечки, обусловленные накоплением заряда в боковой изоляции транзисторов, являются главной причиной дозовой деградации в современных схемах высокой степени интеграции [1, 2]. Физические механизмы процессов дозовой деградации подробно рассматривались в кандидатской диссертации автора [1] и их результаты опубликованы в работах [7-22]. В этой главе будет кратко рассмотрены только механизмы, имеющие прямое отношение к токам утечки.

2.2.1. Перенос и захват зарядов

Процессы деградации при разных мощностях доз определяются соотношением между процессами накопления и процессами релаксации (отжига). Основными механизмами деградации являются накопление положительного заряда в окисле и генерация поверхностных состояний. Положительный заряд в окисле обуславливает сдвиг порогового напряжения в отрицательную сторону и проявление токов утечек транзисторов в закрытом состоянии. Поверхностные состояния приводят к уменьшению крутизны, увеличению времен переключения и, соответственно, к деградации быстродействия. Суммарный сдвиг порогового напряжения определяется двумя слагаемыми, обусловленными зарядом в окисле ΔV_{ot} и поверхностными состояниями ΔV_{it} .

Сразу после образования радиационно-индуцированной электронно-дырочной пары в окисле происходят процессы образования и начальной рекомбинации подвижных зарядов, которые завершаются за времена порядка пикосекунды. Затем подвижные электроны и дырки, уцелевшие в процессе начальной рекомбинации, переносятся в слое окисла кремния под действием электрического поля. Подвижности электронов и дырок в SiO_2 сильно отличаются друг от друга [3]

$$\begin{aligned}\mu_n(\text{SiO}_2) &\cong 20 \text{ см}^2/\text{В}\times\text{с} \\ \mu_p(\text{SiO}_2) &\cong 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}\times\text{с}\end{aligned}$$

Поэтому электроны, быстро выносятся из слоя окисла под действием электрического поля $E_{ox} \gg 10^4 \text{ В/см}$ за времена порядка пикосекунд, практически не захватываясь в окисле. Перенос дырок имеет достаточно медленный дисперсионный характер, что выражается в огромном разбросе времен пролета. Часть дырок, характеризуемая безразмерным параметром F_{ot} ($\sim 0.01 \dots 0.2$), захватываются в окисле на дефектах расположенных, главным образом, вблизи границы раздела между окислом и подложкой кремния. Большинство данных указывает на то, что заряд накапливается в окисле в пределах $\Delta l_0 \sim 1 \dots 3 \text{ нм}$ от границ с затвором и Si, что позволяет считать, что большая часть ловушек сконцентрирована именно у этих границ. Эффективностью захвата дырок в этом слое

$$F_t \cong \Sigma_p N_{VO} \Delta l_0, \quad (2.1)$$

где N_{VO} ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$)- объемная концентрация пред-дефектов (кислородных вакансий); Σ_p - сечение захвата дырок ($\sim 10^{15} \text{ см}^2$). Поверхностная плотность дырок, захваченных при поглощении полной дозы D в окисле толщиной d_{ox} будет, таким образом, равна

$$\Delta N_t = F_{ot} \eta(E_{ox}) K_g d_{ox} D.$$

Если все захваченные дырки расположены вблизи границы между окислом и кремнием, то пороговое напряжение транзистора сместится в отрицательную сторону на величину

$$\Delta V_{ot} = -\Delta Q_{ot} / C_{ox} = -q F_t \eta(E_{ox})(d_{ox}^2 / \epsilon_{ox} \epsilon_o) K_g D \equiv -K_D d_{ox}^2 D, \quad (2.2)$$

где введен формальный коэффициент, отражающий дозовую чувствительность окисла данной технологии (см. табл. 2.1).

Таблица 2.1. Дозовые чувствительности разных современных технологий изоляции [50]

прибор	d_{ox} (нм)	$K_D (\times 10^3)$
STI изоляция (FOXCAP)	320	64
базовые окислы RF25 и XFCB	600	11..17
термический окисел, E4403/W21	1080	33
скрытый окисел КНИ (SIMOX)	370	16

В приборах современных КМОП (в т.ч. в КНИ) технологий при дозах порядка 1 Мрд (SiO_2) накопление поверхностных состояний незначительно, и, поэтому, в большинстве случаев для сдвига порогового напряжения можно пользоваться формулой 2.2.

2.2.2. Процессы релаксации захваченного заряда

Положительный заряд, накапливаемый на дефектах в окисле в тонком слое, является по своей природе неравновесным и имеет тенденцию к релаксации (т.н. «отжигу»), главным образом, за счет трех процессов (см. рис. 2.1).

(а) Туннелирование электронов из кремниевой подложки на положительно заряженные дефекты, расположенные в туннельной близости от границы раздела ($< 3\text{нм}$). Кинетика такой релаксации носит логарифмический по времени характер в очень широком диапазоне временном диапазоне (по крайней мере, от 10^{-3} до 10^8 с). Логарифмический характер кинетики объясняется огромным разбросом времен (вероятностей) туннелирования для разных дефектов. Увеличение температуры приводит к существенному ускорению отжига, хотя логарифмический характер кривой релаксации заряда в окисле от времени сохраняется (см. рис. 2.1)

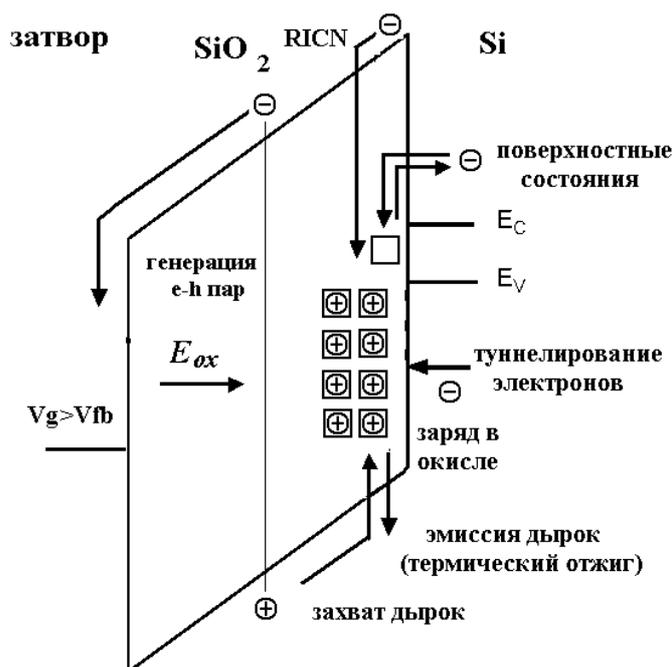


Рис.2.1. Принципиальная схема механизмов деградации окислов

(б) Компенсация положительных дефектов радиационно-индуцированными электронами из зоны проводимости окисла кремния. Этот процесс имеет экспоненциальную кинетику и действует, в отличие от первого случая, только во время облучения. Этот процесс иногда называют радиационно-стимулированным отжигом (английский термин Radiation Induced Charge Neutralization, RICN). Он существенно зависит от направления и величины электрического поля во время облучения и наиболее эффективен тогда, когда поток радиационно-индуцированных электронов проходит сквозь слой положительно заряженных дефектов (кулоновский захват). Кроме того, этот процесс релаксации оказывается доминирующим при больших дозах, когда из-за большой концентрации положительного заряда в окисле, скорость захвата электронов на положительные дефекты может сравниться со скоростью накопления этих дефектов.

(в) Термическое "залечивание" радиационно-индуцированного положительного дефекта в окисле, связанное с полным восстановлением структуры окисла до облучения. Этот процесс является обратным к процессу захвата дырки и практически не идет при температурах, меньших, чем 200°C . Поэтому последний механизм несущественен в большинстве реальных режимов функционирования.

Эффект радиационно-стимулированного отжига [4], то есть нейтрализации захваченного положительного заряда радиационно-индуцированными электронами (RICN) из зоны проводимости SiO_2 , играет ключевую роль в накоплении заряда в толстых слоях полевых окислов. Для дозовой зависимости поверхно-

стной плотности захваченного заряда в окисле $N_{ot} = Q_{ot} / q$ с учетом этого эффекта было получено выражение [5]:

$$Q_{ot}(D, r) = \frac{q F_t}{\sigma_n(E_{ox})} \frac{d_{ox}}{\Delta x_{ecoll}} \left(1 - \exp(-\sigma_n(E_{ox}) \eta(E_{ox}) K_g \Delta x_{ecoll} D) \right) \quad (2.3)$$

где D – доза (SiO_2), $K_g = 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ рд}^{-1}$ (SiO_2), F_t – эффективность захвата дырок, характеризующая качество окисла ($F_t \sim 0.01 \dots 0.03$ для подзатворного диэлектрика, ~ 0.1 – для изолирующего окисла), σ_n – зависящее от поля сечение захвата электронов на положительно заряженных центрах ($\sim 10^{-12} \dots 10^{-13} \text{ см}^2$), Δx_{ecoll} – эффективная длина сбора электронов (~ 2 нм), $\eta(E_{ox})$ – функция выхода заряда.

Необходимо отметить, что за счёт меньшей эффективности захвата дырок накопление заряда в термически выращенных окислах меньше, чем в осажденных, при прочих равных условиях. Сильная зависимость от величины электрического поля приводит к тому, что положительный заряд в изолирующем окисле распределяется неравномерно [6], что значительно усложняет процесс моделирования.

Зависимость сечения захвата электронов задается следующей эмпирической формулой:

$$\sigma_n \sim \frac{const}{E_{ox}^{3/2}}. \quad (2.4)$$

Для малых доз (2.3) дает линейную зависимость для плотности захваченного заряда

$$N_{ot}(D, r) = F_t d_{ox} \eta(E_{ox}) K_g D. \quad (2.5a)$$

и для сдвига порогового напряжения

$$\Delta V_T(x) = \frac{F_t \eta(E_{ox}) K_g D}{\epsilon_0 \epsilon_i} d_{ox}^2. \quad (2.5b)$$

При больших дозах накопление захваченного заряда и сдвиг порога насыщается, причем величина максимального значения насыщения сильно зависит от напряженности электрического поля в окисле. Этот факт обусловлен характером полевой зависимостью сечения электронного захвата (2.4) и является очень важным для процессов накопления токов утечки.

2.2.3. Выход заряда в сильных полях

Другим источником полевой зависимости является эффективность выхода заряда, характеризующая вероятность разделения электронно-дырочных пар по механизму Онзагера. Экспериментальный вид зависимости выхода заряда как функция E_{ox} для сильных полей различен для разных видов ИИ и имеет следующий вид [7] (рис. 2.2).

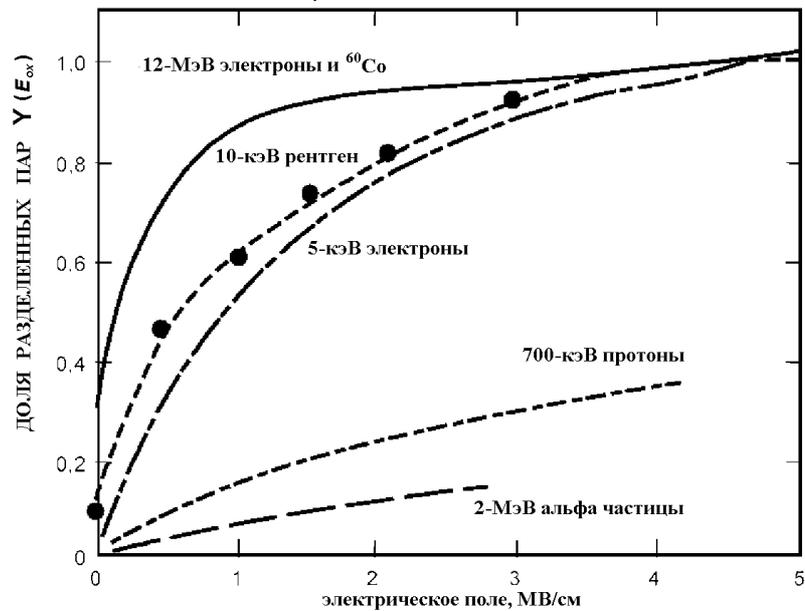


Рис. 2.2. Доли разделенных электронно-дырочных пар для разных видов излучения как функции электрического поля в окисле

Зависимости $\eta(E_{ox})$ для случая гамма облучения можно представить в виде эмпирической зависимости [8]

$$\eta(E_{ox}) = \eta_0 + \frac{E_{ox}/E_0}{1 + E_{ox}/E_0} (1 - \eta_0), \quad (2.6)$$

При расчётах в дальнейшем были использованы для $\eta(E_{ox})$ следующие подгонные параметры $\eta_0 = 0.52$; $E_0 = 0.45$ МВ/см.

2.2.4. Радиационно-индуцированные токи утечки

Токи утечки увеличивают потребление и серьезно влияют на работу узлов ИС, состоящих из переключаемых элементов (цифровые ИС, аналоговые переключатели и т.д.). Увеличение токов утечки в элементах может привести к тому, что схема будет в состоянии «включено» независимо от управляющих сигналов.

Накопленный в изолирующих окислах положительный заряд приводит к образованию паразитных электронных каналов у границы Si/SiO₂, создающих пути для протекания тока от стока к истоку (токи утечки в *n*-канальных транзисторах) и под слоем изоляции. В КНИ технологии существует 2 области образования утечки: боковая стенка изолирующего окисла (краевые утечки) (рис. 2.3(а)) и область вблизи скрытого окисла (донная утечка) (рис. 2.3(б)).

В большинстве случаев для повышения стойкости структуры к дозовым воздействиям разработчик вынужден проводить оптимизацию технологического

процесса. Следовательно, необходим инструмент, позволяющий разделить краевую и донную утечки, чтобы учесть влияние обеих областей.

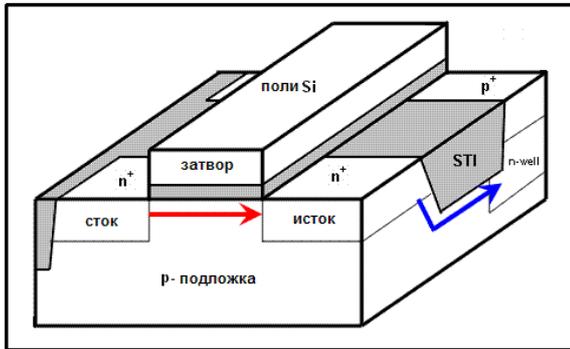


Рис. 2.3(а). Радиационно-индуцированные утечки по паразитным структурам вблизи STI в объемной КМОП технологии.

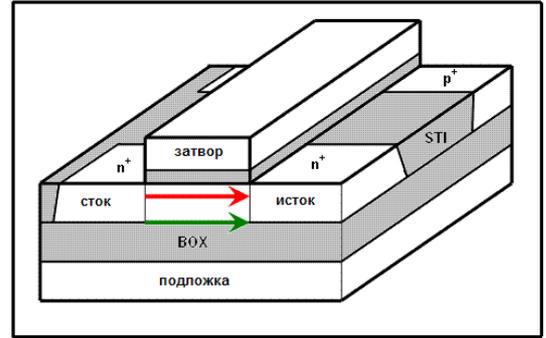


Рис. 2.3(б). Радиационно-индуцированные утечки по паразитным структурам вблизи STI в КНИ КМОП технологии.

Плотность захваченного заряда в тонком подзатворном окисле оказывается малой из-за ограниченной толщины сбора носителей, а в толстом, - за счет сильной компенсации радиационно-индуцированными электронами в слабых электрических полях. Таким образом, максимальная плотность захваченного заряда имеет место в переходных областях между тонкими и толстыми слоями изоляции, что будет явным образом продемонстрировано при численном моделировании.

2.3. Технология «кремний на изоляторе» (КНИ)

Особенность КНИ КМОП технологии состоит в том, что пленка монокристаллического кремния формируется на диэлектрической подложке, благодаря чему уменьшаются паразитные емкости, приводящие к снижению быстродействия в стандартной (объемной) КМОП технологии. В КНИ технологии в качестве диэлектрической подложки используется слой SiO_2 . Технология «кремний-на-изоляторе» (КНИ) рассматривается как естественная преемница объемной технологии. Считается, что последовательное развитие технологии КНИ должно привести к достижению предельных характеристик кремниевых КМОП схем.

2.3.1. Особенности КНИ технологий

Исторически МОП транзисторы, изготовленные по технологии «кремний-на-изоляторе» (КНИ МОПТ, международный термин «Silicon-on-Insulator», SOI MOSFET), появились достаточно давно как элементы схем специального применения. Первые КНИ транзисторы имели структуру «кремний-на-сапфире», и их главным достоинством считалось отсутствие радиационно-индуцированных токов в pn -переходах стока и истока. До начала 90-х гг. XX в. КНИ технологии не рассматривались как серьезная альтернатива коммерческой объемной технологии, главным образом, из-за своей дороговизны. Со временем выяснилось, что КНИ МОПТ имеют существенные функциональные преимущества над транзисторами обычных объемных технологий с неизолированной подложкой. В настоящее время КНИ структуры активно проникают в коммерческие технологии. Предполагается, что этот процесс будет идти еще быстрее по мере повышения степени интеграции и, в конце концов, КНИ станет доминирующей коммерческой технологией.

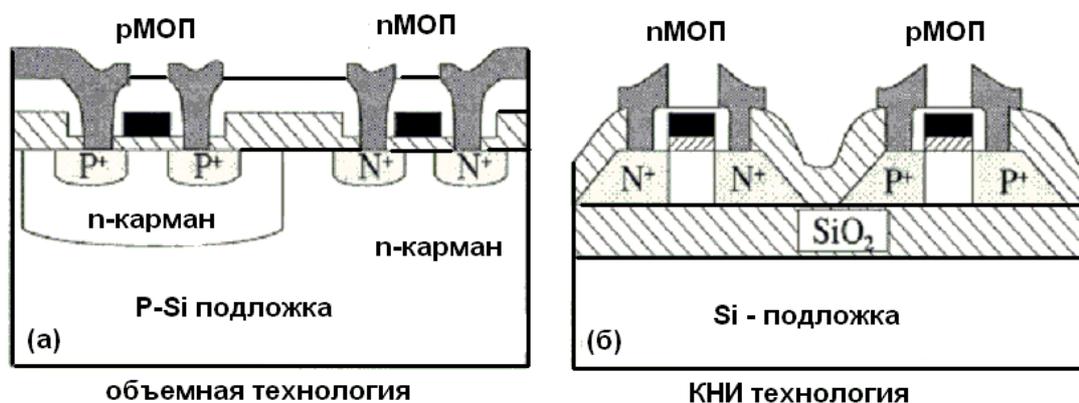


Рис. 2.4. Сечение МОП транзисторов (а) объемной и (б) КНИ технологии

Активная область КНИ МОП транзистора, именуемая базой или «телом» (международный термин *body*), представляет собой тонкую кремниевую пленку между контактами стока и истока, изолированную со всех сторон слоями окислов. Скрытый окисел, или захороненный окисел (международный термин *buried oxide*, *BOX*), в КНИ структурах изолирует активную область прибора от подложки (см. рис. 2.4), а вертикальная изоляция (как правило, *STI*) делает невозможными токи утечки и тиристорный эффект между двумя соседними приборами.

Сегодня КНИ технология уже достаточно хорошо отработана и занимает прочные позиции на рынке: IBM начала разрабатывать ее 12 лет назад, первый КНИ микропроцессор появился в 1994 году, а в 1999-м началось серийное производство КМОП КНИ СБИС (*PowerPC 750*). Ожидается, что в ближайшие 10 лет микросхемы, изготовленные по КНИ технологии, будут занимать 50% рынка интегральных схем.

По разным оценкам, применение КНИ материала позволяет увеличить быстродействие от 20% до 30% без изменения топологии. Так, по данным фирмы IBM микропроцессор, рассчитанный на рабочую частоту 400 МГц, благодаря использованию КНИ технологии может работать на частоте свыше 500 МГц. Компания AMD заявляет о 30-35% выигрыше в скорости для своего процессора *Athlon*. Для специализированных СБИС статической памяти (изготовитель *Honeywell*) выигрыш по быстродействию может достигать до 40% по сравнению с традиционным материалом.

Выполнение требований к степени интеграции планируемых к разработке СБИС (более 1 млн. элементов на кристалле) с учетом уровня отечественной технологической базы возможно только в рамках объемной или КНИ технологии. Отечественные КМОП КНС, обладая целым рядом неоспоримых достоинств, в настоящее время не обеспечивают возможности изготовления СБИС с субмикронными проектными нормами и, следовательно, не способны удовлетворить требования к степени интеграции.

Сравнение параметров СБИС, реализованных на объемном кремнии и КНИ структурах, показывает, что последние имеют ряд преимуществ.

Транзисторы и изготовленные по технологии КНИ обладают рядом важных преимуществ над транзисторами объемных технологий с аналогичной проектной нормой [**Ошибка! Закладка не определена.**].

1. Область стока/истока расположена прямо над скрытым окислом, поэтому изоляция скрытым окислом имеет существенно меньшую емкость, чем изоляция *pn*-переходом в объемных транзисторах, что объясняется большей толщиной скрытого окисла и меньшей диэлектрической проницаемостью окисла по

сравнению с кремнием. Это дает уменьшение паразитных емкостей (на 30...50 %) и соответствующее увеличение быстродействия из-за уменьшения времени задержки RC.

2. По той же причине, из-за уменьшения паразитной емкости, уменьшается динамическое энергопотребление (приблизительно на 30 % при той же тактовой частоте и напряжении питания).

3. Улучшается электростатическое качество транзисторов за счет подавления геометрических короткоканальных эффектов. Повышается (на ~ 15 %) плотность интеграции за счет уменьшения расстояния между транзисторами.

4. В КНИ схемах отсутствуют эффекты влияния общей подложки на пороговые напряжения, как это имеет место в схемах объемной КМОП технологии.

5. КНИ транзисторы могут иметь очень малое (близкое к минимальному) значение подпорогового размаха (~60 мВ/декаду при комнатных температурах), что позволяет снизить пороговое напряжение до 0.3 В, не увеличивая статические токи утечки. Соответственно, это позволяет уменьшать напряжения питания и динамическое энергопотребление.

6. Уменьшаются перекрестные помехи между линиями в смешанных схемах.

7. Из-за высокой степени изоляции перекрываются пути для развития паразитного тиристорного эффекта, часто имеющего место в *n-p-n-p*-структурах объемных КМОП технологий. Отсутствуют ионизационные токи в *p-n*-переходах при внешних импульсных ионизационных воздействиях. Поэтому КНИ МОПТ чрезвычайно устойчивы к воздействию импульсной радиации, однако могут возникать проблемы с толстым скрытым окислом, где может накапливаться радиационно-индуцированный заряд и появляться дополнительный канал утечек.

8. Боковая межприборная изоляция (например, изоляция типа «птичий клюв» (LOCOS), мелкими канавками (STI)) дает возможность более компактного расположения элементов и более простой технологии изготовления, поскольку нет необходимости в карманах и глубоких канавках, как это имеет место в объемной технологии.

В части радиационной стойкости преимущество КНИ не столь однозначно и сильно зависит от особенностей конкретной технологии. Для уточнения показателей радиационной стойкости необходимо провести сравнительный анализ влияния специальных воздействующих факторов на параметры типовых структур КМОП микросхем, выполненных по имеющейся технологии.

Характерной особенностью КНИ технологии является наличие скрытого оксида и связанных с ним эффектов. Каждый КНИ транзистор представляет собой небольшой изолированный со всех сторон объем кремния. В связи с этим вста-

ет вопрос обеспечения контактов к областям транзистора. В коммерческих технологиях тело транзистора обычно не заземляется и остается изолированным, так как заземление тела транзистора приводит к потере до 30 % площади ИМС. Транзисторы с «плавающим» телом несколько быстрее, но имеют меньшее напряжение пробоя и значительные утечки в закрытом состоянии. При больших напряжениях на стоке происходит накопление заряда в теле транзистора и приоткрывание истокового $p-n$ перехода. В результате включается паразитный биполярный транзистор и происходит значительный подброс тока («кинк-эффект»). Кроме того, транзисторы с плавающим телом очень чувствительны к одиночным сбоям (за счет биполярного эффекта).

Вышеперечисленные особенности заставляют отказаться от применения КНИ транзисторов с «плавающим» телом при проектировании радиационно-стойких ИМС. Тем не менее, эти транзисторы необходимы для экстракции некоторых параметров моделей и уточнения влияния контакта к телу транзистора на характеристики прибора.

2.3.2. Изоляция типа LOCOS и STI

В современной КМОП технологии используются 2 основных типа изоляции: LOCOS и STI (см. рис. 2.5).

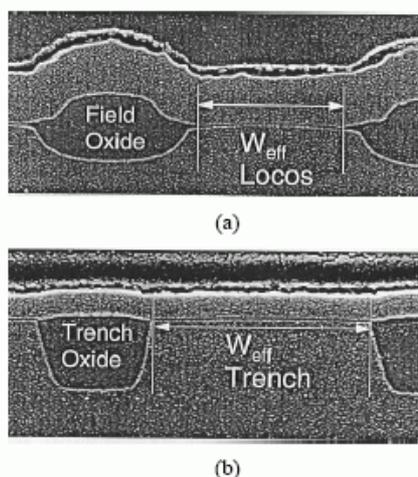


Рис. 2.5. Разрез структур с LOCOS (a) и STI (b) изоляцией

В длинноканальных приборах ($L > 0.5$ мкм) в 1980-1990 гг. в качестве изоляции использовалась технология локального окисления кремния LOCOS с различными вариациями (см. рис. 2.7), SEPOX – селективное окисление поликремния и др.

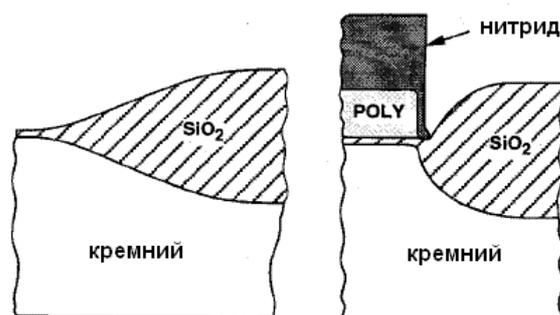


Рис. 2.6. Изоляция типа LOCOS (слева) и LOCOS с буфером из поликремния (справа) [13]

На рис. 2.6 показан разрез структуры с LOCOS-изоляцией. Изоляция LOCOS характеризуется наличием переходной структуры «птичий клюв» от тонкого подзатворного окисла к толстому изолирующему, в результате чего происходит уменьшение эффективной ширины канала. Другим негативным фактором, ограничивающим применение LOCOS-изоляции, является особенность распределения примеси при быстром окислении: акцепторная примесь внедряется в образующийся окисел, в результате чего вблизи краев происходит обеднение; для донорной примеси характерен обратный эффект (обогащение в *n*-области вблизи краев). Этот эффект приводит к различию величины пороговых напряжений *n*- и *p*-канальных транзисторов. Для минимизации этих эффектов необходимо принимать специальные меры.

Вышеперечисленные недостатки LOCOS не позволяют производить ИМС высокой степени интеграции, поэтому большинство производителей СБИС в настоящее время отказались от использования данного типа изоляции. Тем не менее, модифицированная LOCOS-изоляция используется в некоторых техпроцессах (например, в 0.35 мкм техпроцессе компании TSMC, Тайвань [9, 10]; в 0.18 мкм техпроцессе IMEC, Бельгия [11]).

Кроме того, «птичий клюв» отрицательно сказывается на стойкости ИМС к дозовым воздействиям: при достаточно большом электрическом поле локальная толщина окисла в переходной области больше, чем в активной области, в результате чего в «птичьем клюве» накапливается значительный радиационно-индуцированный положительный заряд, приводящий к возникновению значительных токов утечки [12]. Коммерческие структуры с LOCOS-изоляцией имеют стойкость к дозе менее 10 крд. Для повышения радиационной стойкости использовалась специально разработанная технология изоляции на основе LOCOS (например, Sandia, CMOS6). Технологии изготовления изоляции на основе LOCOS часто оказываются неприменимыми для субмикронных ИМС (с

нормами проектирования менее 0,5 мкм) в связи со сложностью технологического процесса и топологии.

2.3.3. Диэлектрическая изоляция мелкими канавками (STI)

В конце 90-х годов производители перешли на использования изоляции типа STI (Shallow Trench Isolation). Эта технология позволяет добиться планаризации поверхности, структура «птичий клюв» отсутствует. По сравнению с LOCOS-изоляцией области STI имеют меньшее расширение в активную область транзистора, при этом создают лучшую защиту от эффекта защёлки (latchup)(см. гл. 7). Впервые STI применили в середине 1990-х годов в производстве чипов для микропроцессоров Intel Pentium (166 МГц) и IBM 603e PowerPC (технологические нормы 0.35 и 0.45 мкм). На сегодняшний день STI является основной схемой изоляции элементов. Тем не менее, несмотря на преимущества STI для изготовления субмикронных ИМС, стойкость к дозовым эффектам у структур со стандартной STI-изоляцией не лучше, чем в структурах с LOCOS-изоляцией [13]

В STI отсутствует «птичий клюв» и потери эффективной ширины канала минимизированы. Современные технологии позволяют получить достаточно большое соотношение глубины изоляции к ширине. Таким образом, достигается большая степень интеграции. Для структур с STI характерна высокая степень планаризации поверхности. Указанные преимущества обусловили большое распространение STI-изоляции. STI-структуры предъявляют дополнительные требования к технологии производства, в частности, к процессу химико-механической полировки (CMP), к процессу заполнения канавок окислом. При формировании канавки в *Si* возникают дефекты. Для минимизации образования дефектов используют термически выращенный подслоя SiO_2 , который обычно сразу после создания стравливается и вновь выращивается. Процесс стравливания направлен на скругление краев *Si* вблизи перехода от тонкого подзатворного к толстому изолирующему окислу. Если края не скругляются, возникает опасность возникновения локального уменьшения толщины окисла в переходной области, вследствие чего происходит локальный рост величины электрического поля, что увеличивает вероятность пробоя. Таким образом, поверхность изолирующего окисла оказывается ниже уровня границы между подзатворным диэлектриком и кремнием. Образуется своеобразный провал, показанный на рис. 2.7.

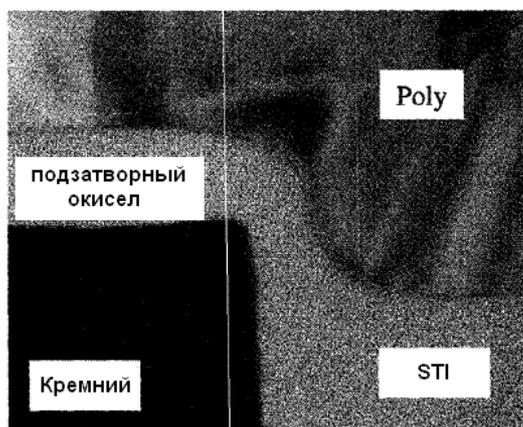


Рис. 2.7. Переходная область от тонкого подзатворного оксида к толстому изолирующему (STI) [13]

В результате создаётся переходная область между подзатворным и изолирующими оксидами, в которой возникает значительное механическое напряжение, что приводит к уменьшению толщины оксида, и, следовательно, увеличению электрического поля. Кроме того, полученная паразитная транзисторная структура имеет меньшее пороговое напряжение, что приводит к росту тока утечки еще не облученного транзистора. Для борьбы с нежелательными эффектами производится заполнение канавки несколькими слоями диэлектрика. Качество этих слоев и переходных областей между ними оказывает влияние на распределение электрического поля внутри изолирующего оксида и, следовательно, на процесс накопления заряда при воздействии ИИ.

Таким образом, несмотря на бесспорные преимущества использования STI в коммерческих технологиях производства ИМС высокой степени интеграции, радиационная стойкость структур с STI может оказаться не лучше, чем структур с LOCOS. В 0.5 мкм КНИ КМОП технологии НИИСИ РАН используется изоляция типа STI, и стойкость структур к дозовым воздействиям требует детального изучения.

2.4. Многоуровневый подход к моделированию радиационно-индуцированных токов утечки

Функционирование микроэлектронных систем в условиях воздействия ионизирующих излучений (космос, военные применения, ускорители частиц высоких энергий, атомные станции и т.п.) предполагает разработку специальных методов их проектирования и прогнозирования их радиационного отклика [14]. Проектирование специализированных интегральных схем высокой степени интеграции является комплексной задачей, включающей моделирование на физическом, схемотехническом и системном уровнях описания, прогнозирование

процессов деградации в материалах, отдельных транзисторах и схемотехнических блоках.

В общем случае вклад скрытого окисла в утечку можно представить как ток «паразитного» транзистора, подключенного параллельно основному транзистору, с толщиной подзатворного диэлектрика, равной толщине скрытого окисла. Т.к. подложка структуры КНИ обычно заземлена, а тело основного транзистора соединено с истоком, то напряжение затвор-исток эквивалентного паразитного транзистора равно напряжению между истоком и подложкой. Длина канала паразитного транзистора больше длины канала основного транзистора на длину слаболегированных областей (LDD), а ширина канала этого транзистора равна ширине канала основного.

На краевую утечку оказывает влияние целый ряд факторов: геометрия боковой стенки STI и переходных областей от тонкого подзатворного окисла к изолирующему и от изолирующего окисла к скрытому, особенности технологии изготовления изоляции, электрические режимы при облучении. Большинство производителей проводят достаточно сложное моделирование (с помощью TCAD, MEDICI и других программных средств), возможности которого ограничены производительностью ЭВМ и неопределенностью начальных условий (главным образом, распределения электрического поля в окислах с учетом технологического процесса). Сложность освоения и высокая цена программного обеспечения также являются факторами, ограничивающими применение данных продуктов.

Несмотря на упомянутые выше факторы, оказывается возможным качественно и количественно оценить величину токов утечки в зависимости от дозы, определить положение областей, оказывающих наибольшее влияние на утечку, и выработать рекомендации по повышению стойкости структуры.

2.4.1. Физическая модель радиационно-индуцированных токов утечки

Физическая модель радиационно-индуцированных токов утечки представлена в работах [15]. Ток через паразитный канал можно представить в виде суммы токов через большое количество транзисторов малой ширины, каждый из которых имеет свою толщину окисла, пороговое напряжение, накопленный заряд в окисле и т.п. Можно считать, что длина таких паразитных транзисторов совпадает с длиной основного транзистора, а ширина определяется требуемой точностью:

$$I_{par}(V_{GS}, V_{DS}) = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^N i(V_{GS} - V_T(x_k), V_{DS}) \Delta x, \quad (2.7)$$

где $i(V_{GS} - V_T, V_{DS})$ вычислен по компактной модели МОП транзистора [33, 34, 16], V_{GS} , V_{DS} , V_T – напряжения на затворе, стоке и пороговое напряжение соответственно, Δx – ширина элементарного паразитного транзистора, N – число паразитных транзисторов.

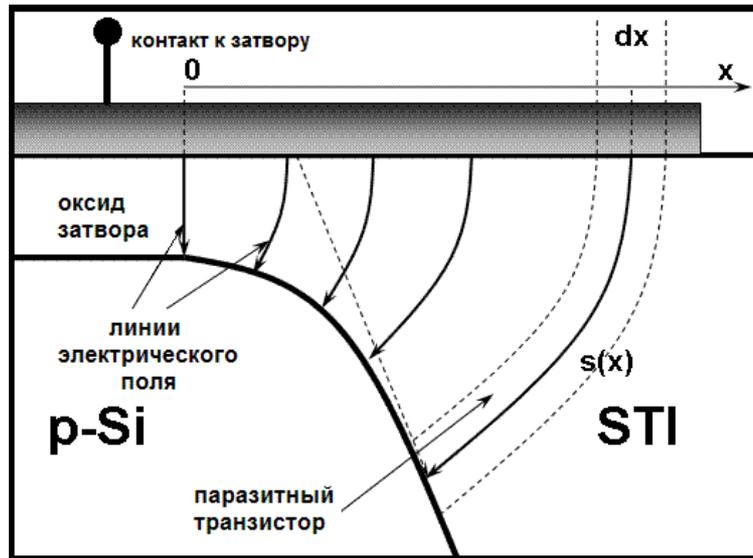


Рис. 2.8. Моделируемая структура

Пороговое напряжение рассчитывается для основного и каждого из паразитных транзисторов как функция эффективной длины силовой линии электрического поля, которая примет равной длине собирания радиационно-индуцированных дырок $s(x)$ (см. рис. 2.8). Принятое допущение правомерно благодаря безынерционному характеру движения дырок в окисле (подвижность дырок в SiO_2 составляет $10^{-5} \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$). Эффективная толщина оксида паразитного транзистора $s(x)$ параметризована как функция расстояния x от верхнего края изолирующего оксида. Эта функция может быть получена исходя из данных о структуре.

В частности, при расчёте может быть использована линейная зависимость:

$$s(x) = d_{ox} + \alpha x, \quad (2.8)$$

где d_{ox} – физическая толщина подзатворного диэлектрика, α – угол, который составляют стенки изолирующей канавки с поверхностью Si (для STI $\alpha \cong 85^\circ$).

Пороговое напряжение рассчитывается по формуле:

$$V_T(x) = V_{T0} + \frac{(2\phi_F q \epsilon_0 \epsilon_S N_A)^{1/2}}{\epsilon_0 \epsilon_i} s(x) - \frac{Q_{ox}}{\epsilon_0 \epsilon_i} s(x) \quad (2.9)$$

где V_{T0} – пороговое напряжение основного транзистора, N_A – уровень легирования тела p-Si, ϕ_F – положение уровня Ферми относительно середины зоны. Ве-

личина накопленного заряда в окисле рассчитывается по формуле (2.3), где под толщиной подзатворного диэлектрика следует понимать локальную толщину окисла элементарного транзистора $s(x)$.

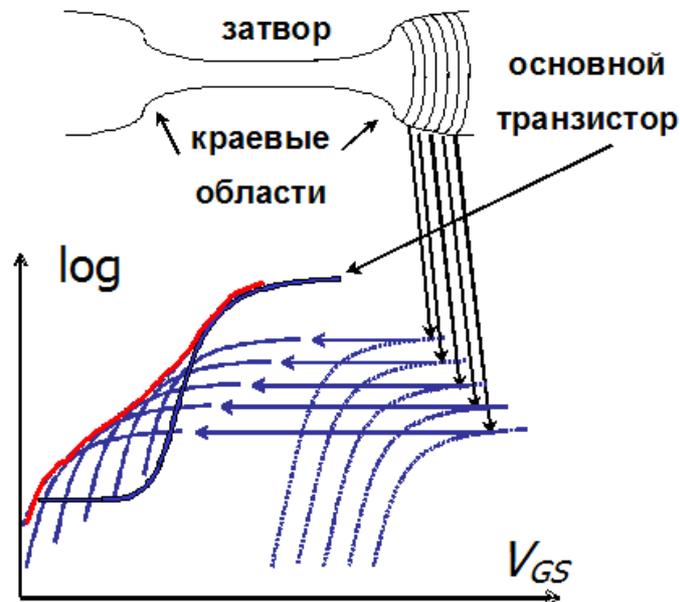


Рис. 2.9. Образование подпорогового излома ВАХ при облучении

Пороговое напряжение областей изоляции необлученной структуры много больше порогового напряжения основного транзистора и, поэтому, в этом случае эти области не вносят никакого вклада в ток. После облучения происходит значительный сдвиг порогового напряжения паразитных структур, что приводит к появлению характерного излома в подпороговой части ВАХ (см. рис. 2.9).

2.4.2. Результаты моделирования

На рисунках 2.10 и 2.11 представлены результаты моделирования порогового напряжения паразитных транзисторов и плотности накопленного в окисле положительного заряда как функций дозы.

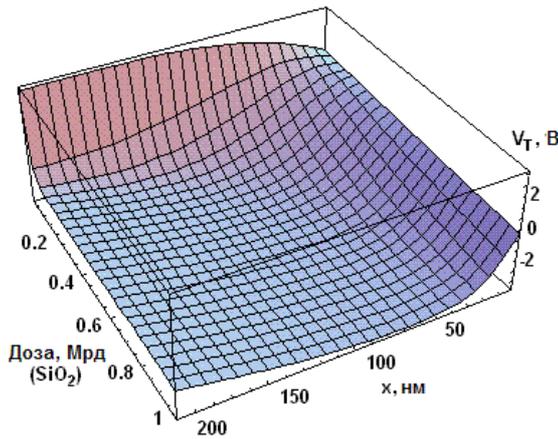


Рис. 2.10. Расчетное распределение локальных значений порогового напряжения как функции дозы и координаты x

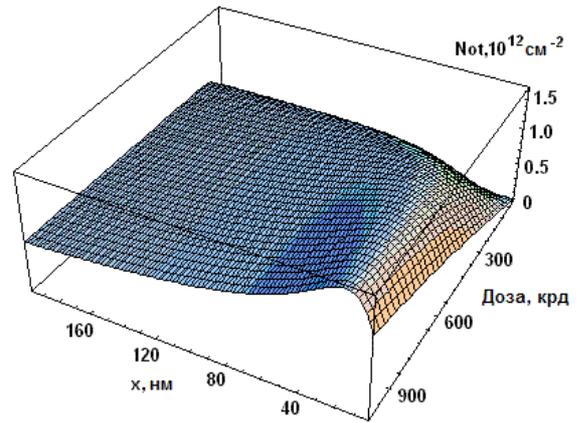


Рис. 2.11. Расчетное распределение плотности положительного заряда в окисле N_{ot} как функции дозы и координаты x

Локальное значение порогового напряжения определяется результатом конкуренции процесса накопления положительного заряда в толстом окисле и процесса нейтрализации, эффективность которой увеличивается с уменьшением поля. Эта конкуренция приводит к тому, что при одной и той же дозе положения максимума распределения плотности накопленного заряда, минимума порогового напряжения и максимума плотности тока утечки в общем случае не совпадают.

На рисунках 2.12 и 2.13 показаны результаты моделирования плотности (на единицу длины) токов утечки, порогового напряжения и плотности накопленного заряда как функции x при различных значениях дозы. Результаты моделирования показаны на одном графике, распределения плотности токов утечки приведены в разных масштабах.

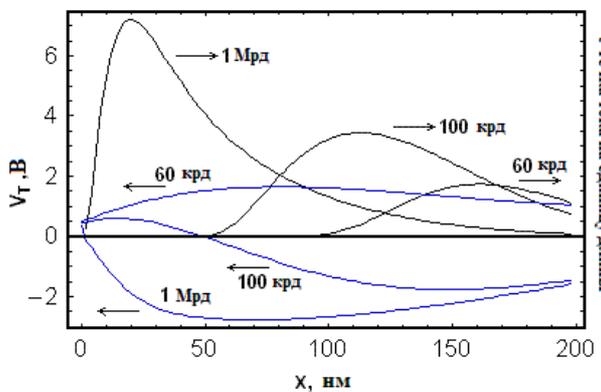


Рис. 2.12. Расчетные распределения локального порогового напряжения и плотности токов утечки (А/см) при

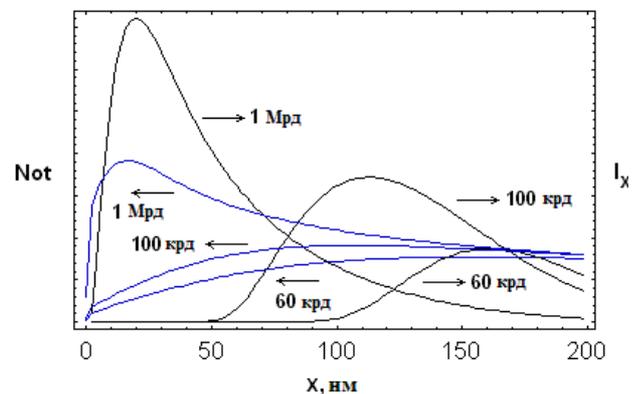


Рис. 2.13. Расчетные распределения плотности накопленного положительного заряда и плотности токов

$V_G = 0$ при дозах 60 крд, 100 крд и 1 Мрд (на единицу длины) при $V_G = 0$ при дозах 60 крд, 100 крд и 1 Мрд (SiO_2). Для наглядности распределения плотности токов утечки показаны в разном масштабе.

Из рис. 2.12 видно, что при относительно малых дозах основной вклад в утечку вносят подпороговые токи ($V_T(x) > 0$), а при больших дозах (>100 крд (SiO_2)) – надпороговые токи ($V_T(x) < 0$). Это связано с конкуренцией изменения значений порогового напряжения и уменьшения емкости окисла локальных паразитных транзисторов с ростом толщины окисла.

Проверка адекватности моделирования ВАХ КНИ МОП транзистора (для доз 100 крд, 300 крд, 1 Мрд (SiO_2)) экспериментальным результатам была проведена в работах [17, 18]. На рис. 2.14 показаны экспериментальные ВАХ и результаты моделирования исследуемого КНИ МОП транзистора при разных дозах. Характерный излом в подпороговом участке характеристики обусловлен радиационно-индуцированными краевыми токами утечки.

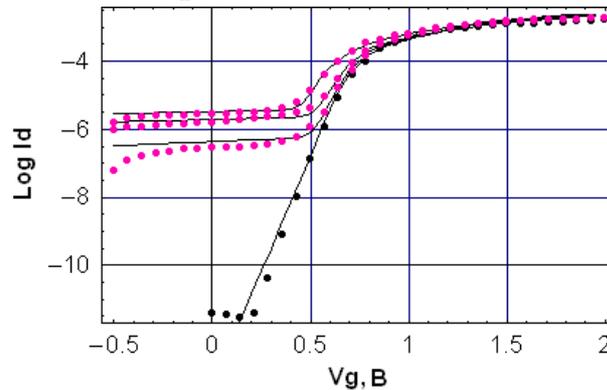


Рис. 2.14. Результаты моделирования (сплошные линии) и экспериментальные данные (точки) по ВАХ КНИ МОП транзистора для доз 100 крд, 300 крд, 1 Мрд (SiO_2)

Сравнение детального вида экспериментальных и расчетных ВАХ тестовых транзисторов для разных доз в диапазоне $0 \dots 1.6$ Мрд (SiO_2) представлено на рис. 2.15.

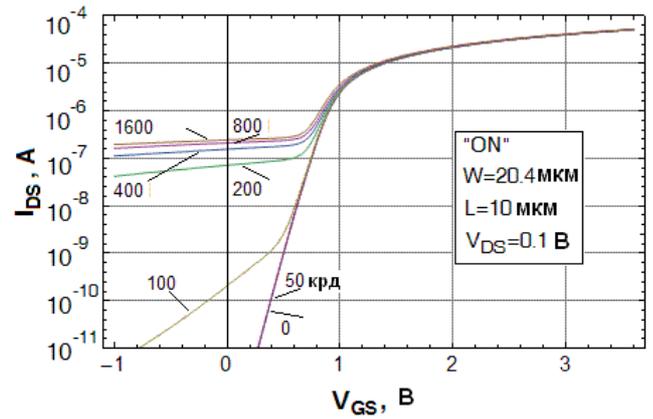
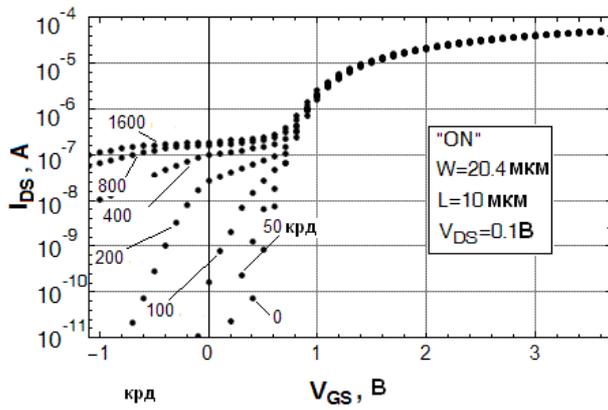


Рис. 2.15(а). Экспериментальные вольтамперные характеристики тестовых транзисторов для разных доз облучения

Рис. 2.15(б). Расчетные вольтамперные характеристики тех же тестовых транзисторов

На рис. 2.16 и 2.17 показаны сравнения результатов моделирования и экспериментальных дозовых зависимости тока утечки и сдвига порогового напряжения основного транзистора.

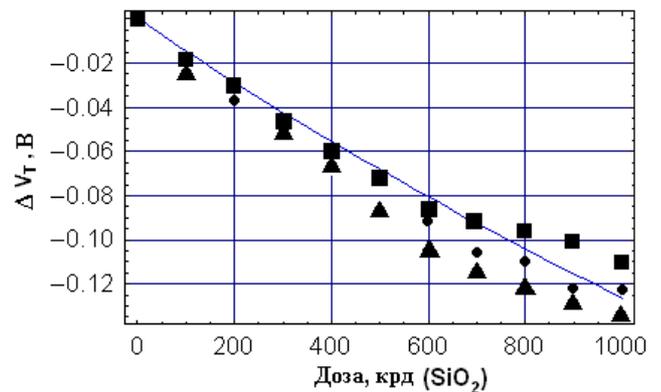
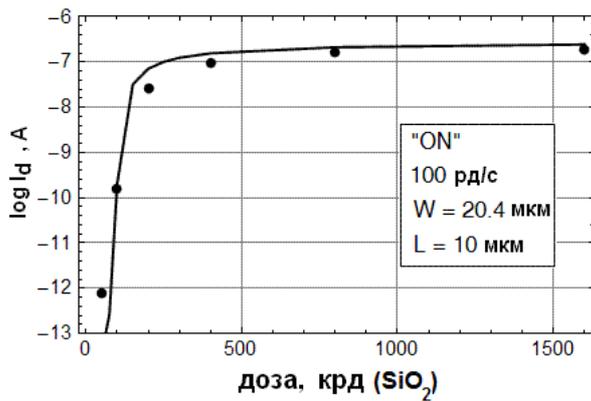


Рис. 2.16. Экспериментальная (точки) и рассчитанные (линия) дозовая зависимость токов утечки ($F_t=0.1$ для подзатворного окисла, $F_t=0.52$ для STI, $\Delta x_{coll}=10$ nm)

Рис. 2.17. Экспериментальные данные и результаты моделирования сдвига порогового напряжения основного транзистора (сплошная линия – результаты моделирования; (■), (●), (▲) – экспериментальные данные для разных образцов).

Экспериментальные данные и результаты моделирования наглядно демонстрируют эффект насыщения токов утечки с увеличением дозы, обусловленное эффектом RICN.

2.4.3. Ток утечки после воздействия импульса ИИ

Известно, что переходные ионизационные фототоки в р-п переходах приборов разных технологий при импульсном радиационном воздействии имеют временную кинетику, близкую к экспоненциальной, и быстро затухают на временных масштабах порядка времени жизни неосновных носителей. Другим механизмом утечек в импульсном режиме являются подпороговые утечки, связанные с быстрым накоплением положительного заряда в подзатворном и/или толстом окисле краевой изоляции. Под импульсным облучением здесь подразумевается относительно кратковременное облучение с высокой или очень высокой мощностью дозы. Характерной особенностью таких утечек является относительно медленная кинетика релаксации. Во многих случаях эта кинетика близка к степенной по времени, $\propto t^{-\alpha}$ где t – время после облучения. При этом времена восстановления токов утечек могут достигать сотен секунд, что означает возможность появления недопустимо больших времен потери работоспособности.

Типичные зависимости тока потребления ИМС представлены на рис. 2.18 [19].

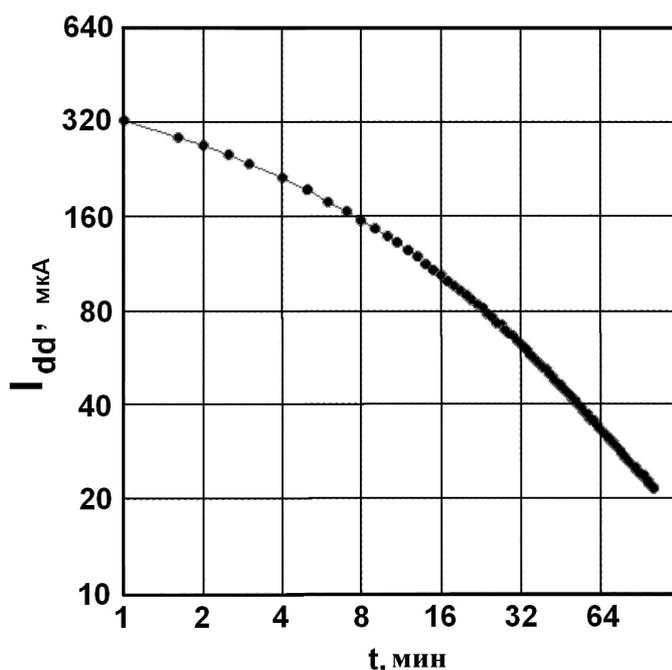


Рис. 2.18. Зависимость спада тока потребления микросхемы 564ЛА7 после электронного импульса на ЛИУ-10 с дозой ~ 40 крд

Такой вид кинетики восстановления токов утечки обусловлен известной логарифмической кинетикой отжига заряда, захваченного в подзатворной области и/или в толстом слое боковой изоляции

$$Q_{ot}(t) \cong Q_{ot}(t_0) \left(1 - (\lambda/l) \ln(t/t_0)\right), \quad (2.10)$$

где $\lambda = \hbar/2(2m\Delta E_C)^{1/2} \sim 0,1$ нм – характерная длина туннелирования, l – толщина слоя накопления заряда у границы раздела, t_0 – характерное время импульса. Принимая во внимание, что подпороговый ток

$$I_{sub} \propto \exp[\ln 10(V_{GS} - V_T)/S], \quad (2.11)$$

где S [мВ/декада] – подпороговый логарифмический размах напряжения, получаем

$$\frac{I_{sub}(t)}{I_{sub}(t=t_0)} = \exp\left(-\ln 10 \frac{V_T(t) - V_T(t_0)}{S}\right) = \exp\left(\ln 10 \frac{Q_{ot}(t) - Q_{ot}(t_0)}{S C_{ox}}\right) \propto \left(\frac{t_0}{t}\right)^\alpha, \quad (2.12)$$

$$\alpha \equiv \frac{\lambda Q_{ot}(t_0)}{l S C_{ox}} \ln 10.$$

На рис. 2.19 представлены ВАХ рад стойких (Sandia, CMOSIII, 30/2 мкм) серии электронных импульсов (~500 крд в течение 0.5 с) при напряжении на затворе $V_{GS}=5$ В [20]. Как видно из рис. 2.18 и 2.19, времена потери работоспособности по параметрическому отказу могут составлять сотни секунд.

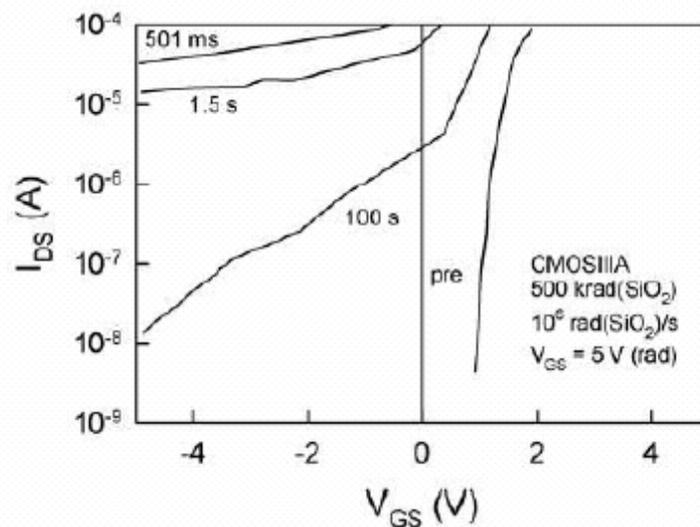


Рис. 2.19. Экспериментальные ВАХ после импульсного облучения

На рис. 2.20 показаны результаты численного моделирования ВАХ после импульсного облучения в рамках модели боковых токов утечки. При расчёте использовались следующие значения параметров: $t_0=100$ мс, $\lambda/l=0.05$ [21].

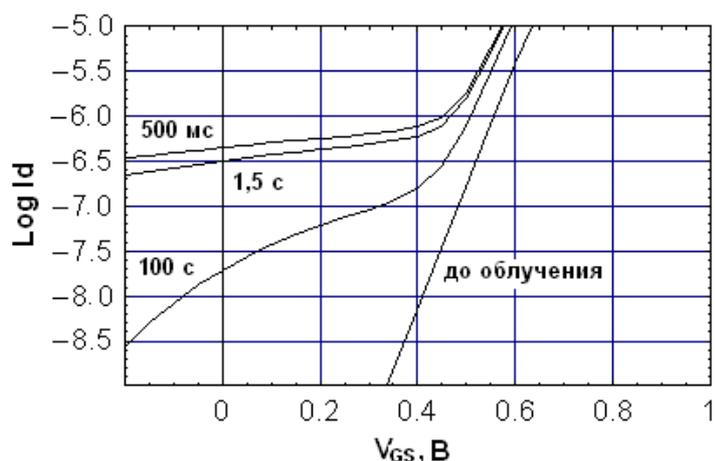


Рис. 2.20. Расчетные передаточные ВАХ

Таким образом, результаты моделирования демонстрируют хорошее качественное и количественное согласие с экспериментом.

2.5. Экстракция параметров для SPICE моделирования токов утечки

SPICE параметры основного транзистора для любой дозы могут быть экстрагированы по стандартной процедуре [**Ошибка! Закладка не определена.**] или с применением методики, описанной в работе [22]. Извлечение параметров для модели паразитного транзистора осложняется тем, что выделить ВАХ паразитного транзистора из результирующей ВАХ транзистора практически невозможно.

Пороговое напряжение паразитного транзистора в некоторых случаях удаётся выделить [23] с помощью метода максимума второй производной тока стока по напряжению затвор-исток [24]. Однако этот метод неприменим для доз ~ 100 крд, во-первых, ввиду малого сдвига порогового напряжения паразитного транзистора (вторая производная не достигает локального максимума). Во-вторых, полученное результирующее значение порогового напряжения не является SPICE-параметром.

Решение задачи экстракции SPICE-параметров паразитного МОП транзистора может быть получено из результатов моделирования на физическом уровне. На рис. 2.21 показана процедура извлечения SPICE параметров эквивалентного паразитного транзистора [15, 16].

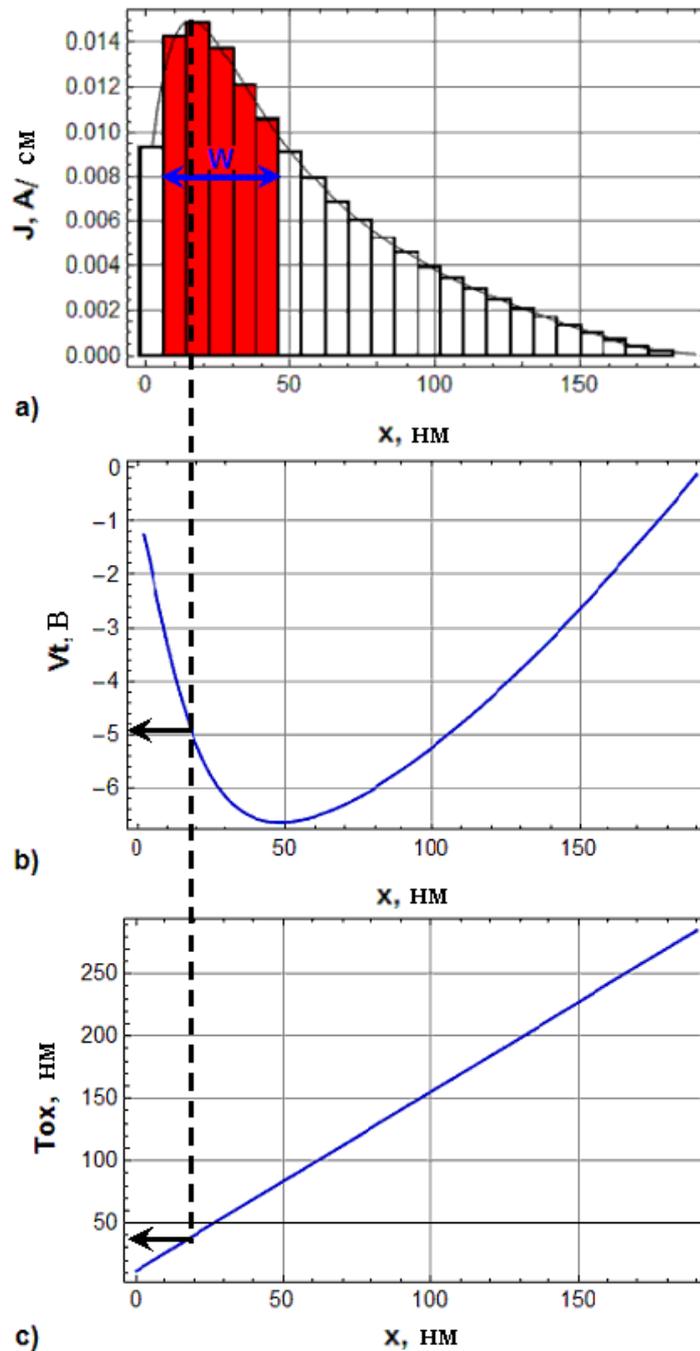


Рис. 2.21. Схема, иллюстрирующая процедуру экстракции SPICE-параметров эквивалентного паразитного транзистора: (a) вычисление эффективной ширины с помощью распределения плотности токов утечки; (b) распределение локального порогового напряжения; (c) зависимость толщины окисла от координаты

Ток стока рассчитывался с помощью модели BSIMSOI, которая в настоящий момент широко используется разработчиками ИМС [25], но может быть рассчитан и с помощью других моделей.

Пороговое напряжение рассчитывается следующим образом

$$V_{th}(x, D) = V_{th}(x, 0) - \frac{Q_{ot}(x, D)}{\epsilon_0 \epsilon_i} s(x),$$

где $V_{th}(x,0)$ – локальное пороговое напряжение транзистора при нулевой дозе. В качестве SPICE-параметра “Tox” использовалась функция $s(x)$. При расчёте в качестве ширины использовалось значение $\Delta x = 2$ нм (на рис. 2.21 для ясности показано значение $\Delta x = 10$ нм).

Остальные SPICE-параметры взяты из набора параметров модели основного транзистора, за исключением параметров, характеризующих эффекты узкого канала (в данном случае учёт этих эффектов не имеет физического смысла). Для расчёта тока основного транзистора использовались все параметры из первоначального набора. На первом этапе получены распределения порогового напряжения и накопленного заряда. Эти данные используются на втором этапе для расчёта распределения плотности токов утечки [А/см] (рис. 2.21a). Наличие выраженного максимума плотности токов утечки позволяет выделить параметры «оптимального» паразитного транзистора и использовать их для схемотехнического SPICE моделирования. Значения распределения плотности тока утечки, отличающиеся не более чем на 30% от максимального значения, определяют элементарные паразитные транзисторы, вносящие наибольший вклад в общий ток утечки. Таким образом, эффективную ширину эквивалентного паразитного транзистора можно принять равной сумме ширин наиболее «эффективных» элементарных транзисторов. Положение максимума распределения плотности токов утечки определяет пороговое напряжение (рис. 2.21b) и толщину окисла (рис. 2.21c) эквивалентного транзистора. Предложенная методика была применена для моделирования тока утечки транзистора N20-10 после облучения до дозы 1600 ед.

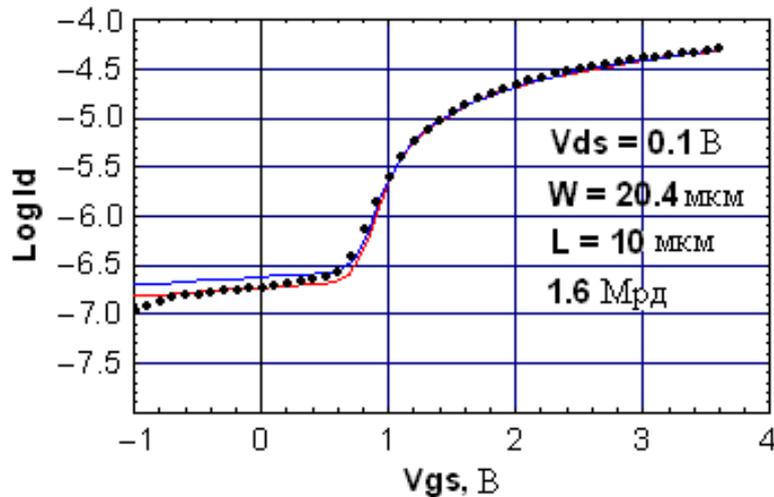


Рис. 2.22. Сравнение экспериментальных данных (точки) и результатов моделирования: сумма токов 100 элементарных паразитных транзисторов (синяя линия) и 2-х эквивалентных паразитных транзисторов (красная линия).

На рисунке 2.22 показано сравнение экспериментальных ВАХ (точки) и результатов моделирования. Хорошее соответствие между двумя методами моделирования демонстрирует применимость предложенной методики для эффективного моделирования радиационно-индуцированных токов утечки на схемотехническом и системном уровнях.

Методика моделирования токов утечки с помощью представления ВАХ как суммы токов основного и паразитных транзисторов хорошо известна [26, 27]. Для получения распределения накопленного заряда в окисле используется сложное трёхмерное моделирование. В предложенной модели производится двумерное моделирование структуры с изоляцией произвольной формы, причём для получения распределения накопленного заряда, локального порогового напряжения и плотности токов утечки не требуется привлечения дополнительных программных средств. Результаты моделирования [28] показали, что RICN-эффект приводит к насыщению токов утечки. В слабых полях (толстых окислах) нейтрализация заряда проходит эффективнее, что приводит к возникновению выраженного максимума распределения накопленного заряда, минимума распределения локального порогового напряжения и максимума плотности токов утечки. Важно отметить, что в предложенной модели как геометрические (ширина канала, толщина окисла), так и физические параметры (пороговое напряжение) являются функцией дозы и электрического режима при облучении.

2.6. Дозовые эффекты в нанoeлектронных приборах

В работе [29] были получены экспериментальные данные, свидетельствующие о стойкости узких Ω -МОПТ к дозе 500 крд (SiO_2). Наличие боковых затворов повышает эффективность электростатического контроля потенциала в активной области, вследствие чего уменьшается роль радиационно-индуцированного положительного заряда вблизи границы раздела Si/скрытый окисел.

Эффективность захвата заряда растёт с увеличением толщины изолирующих окислов и величины электрического поля. Захват заряда в подзатворных диэлектриках пренебрежимо мала ввиду их малой толщины ($\sim 1 \dots 2$ нм). Таким образом, захват заряда наиболее эффективен в переходных областях от тонкого подзатворного диэлектрика к толстому изолирующему. В таких переходных областях локальная толщина диэлектрика и величина электрического поля достаточно велики (см. рис. 2.23). Увеличение электростатического контроля в 3-D приборах (рис. 2.24) при уменьшении толщины изоляции ведёт к уменьшению радиационно-индуцированной утечки.

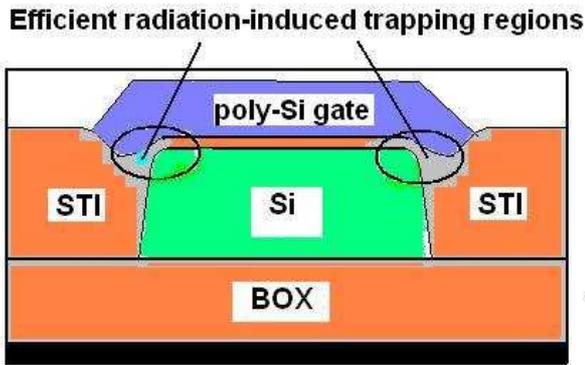


Рис. 2.23. Разрез структуры обычного «планарного» транзистора.

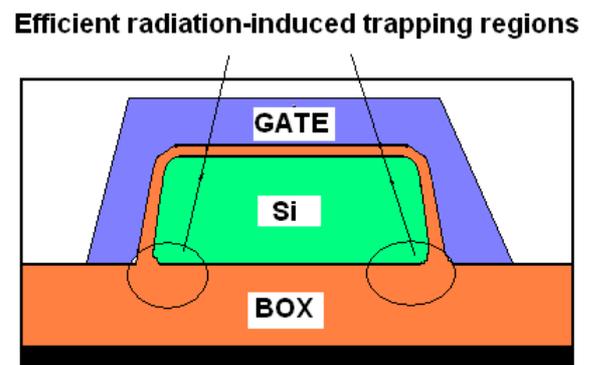


Рис. 2.24. Разрез структуры наноразмерного 3-D транзистора.

В наноразмерных приборах поглощение энергии, сбор и захват заряда происходят случайным образом из-за микродозовых флуктуаций и одиночных событий в ультрамалых объёмах изоляции. Микродозовые эффекты (“Single Hard Effects”, “Stuck Bits”) могут рассматриваться как промежуточная ситуация между кумулятивными эффектами полной дозы и эффектами, вызванными одиночными событиями. Низкие расчётные критические значения захваченного заряда демонстрируют высокую чувствительность к одиночным событиям (см. гл.6).

2.6.1. Микродозовые эффекты

В работе [30] было показано, что микродозовое поглощение энергии в чувствительной области диэлектрика может привести к ошибкам, связанным с увеличением тока утечки. Критический заряд может быть оценен следующим образом [31]:

$$\begin{aligned}
 Q_{ot} > Q_C &= AC_i S \log(I_{fail} / I_{pre}) = \\
 &= AC_i \frac{kT}{q} \ln 10 \left(1 + \frac{C_{depl}}{C_{ox}} \right) \log(I_{fail} / I_{pre}), \quad (2.13)
 \end{aligned}$$

где A – площадь активной области, C_{ox} – удельная емкость окисла, C_{depl} – удельная емкость обеднённой области, S – подпороговый наклон, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана, I_{pre} и I_{fail} – токи утечки до и после облучения соответственно.

Критический заряд Q_C определим как значение накопленного заряда, вызывающее увеличение тока утечки на 4 порядка. Соответствующая критическая энергия может быть выражена следующим образом:

$$E_C = \varepsilon_{ion} (Q_C / q), \quad (2.14)$$

где ε_{ion} – энергия ионизации (~17 эВ для SiO₂).

Критическое значение ЛПЭ определяется следующим выражением:

$$\Lambda_c = \frac{E_c}{\rho F_i l} \quad (2.15)$$

Сбой возникает при $\Lambda l \rho F_i > E_c$, где l – длина сбора (порядка толщины окисла d_{ox}). Чувствительный объём для микродозовых стохастических эффектов – объём окислов (окислы под верхним и боковыми затворами и скрытый окисел). Расчёты показывают, что для наноразмерных транзисторных структур наиболее чувствительной областью ($Q_c/q \sim 20-50$) является скрытый окисел (ВОХ). Стойкость к дозовым эффектам наноразмерных приборов сильно зависит от технологического разброса параметров. Низкое значение критического заряда, приводящего к микродозовым эффектам (росту токов утечки) обуславливает стохастический характер радиационно-индуцированной утечки.

2.6.2 Характеристики high-K диэлектриков и стойкость к микродозовым эффектам

Разница в стойкости приборов с high-K диэлектриками и с термически выращенным SiO₂ обусловлена следующими физическими параметрами [32]:

- 1) разной диэлектрической проницаемостью ($\kappa_{high-K} > \kappa_{SiO_2}$);
- 2) разной шириной запрещённой зоны ($E_g(\text{high-K}) < E_g(\text{SiO}_2)$);

Большая плотность дефектов в high-K диэлектриках (по сравнению с SiO₂) ведёт к увеличению вероятности захвата заряда: $F_{t,high-K} > F_{t,SiO_2}$. Учитывая, что удельная емкость окислов одинакова, получим:

$$d_{SiO_2}/d_{high-K} = \kappa_{SiO_2}/\kappa_{high-K}. \quad (2.16)$$

Для соотношения сдвигов порогового напряжения ($\Delta V_T = qN_{ot} d_0/(\epsilon_0 \epsilon_i)$) получим:

$$\frac{\Delta V_{T,high-K}}{\Delta V_{T,SiO_2}} = \frac{Q_{ot,high-K}}{Q_{ot,SiO_2}} = \frac{\eta(E_{ox})}{\eta(E_{ox}/\alpha)} \frac{F_{t,high-K}}{F_{t,SiO_2}} \times \\ \times \frac{d_{0,high-K}}{d_{0,SiO_2}} \frac{K_{g,high-K}}{K_{g,SiO_2}} \approx \frac{F_{t,high-K}}{F_{t,SiO_2}} \frac{E_{g,SiO_2}}{E_{g,high-K}} \gg 1 \quad (2.17)$$

Выражение (2.17) показывает, что сдвиг порогового напряжения в приборах с high-K диэлектриками больше, чем в приборах с SiO₂, из-за более интенсивного встраивания заряда.

Важно отметить, что критическая энергия для high-K диэлектриков меньше, чем для SiO₂:

$$\frac{E_{C,high-K}}{E_{C,SiO_2}} = \frac{\epsilon_{ion,high-K}}{\epsilon_{ion,SiO_2}} \approx \frac{E_{g,high-K}}{E_{g,SiO_2}} < 1. \quad (2.18)$$

$$\frac{\Lambda_{C,high-K}}{\Lambda_{C,SiO_2}} = \frac{\rho_{SiO_2}}{\rho_{high-K}} \frac{F_{ot,SiO_2}}{F_{ot,high-K}} \frac{d_{SiO_2}}{d_{high-K}} \frac{E_{g,high-K}}{E_{g,SiO_2}} \ll 1. \quad (2.19)$$

Меньшее значение критического ЛПЭ для high-K диэлектриков ведёт к большей чувствительности к микродозовым эффектам. Необходимо отметить, что уменьшение толщины окисла минимизирует радиационно-индуцированную утечку между стоком и истоком, но при этом увеличиваются туннельные токи между затвором и телом/стоком.

ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПРИБОРАХ БИПОЛЯРНОЙ И КМОП ТЕХНОЛОГИИ

3.1. Постановка задачи

Аномальная зависимость деградации от мощности дозы в элементах ИС биполярных технологий (enhanced low-dose-rate sensitivity, ELDRS) является серьезной проблемой и наблюдается в широкой номенклатуре аналоговых микросхем (операционные усилители, компараторы, регуляторы напряжения и т.п.), изготовленных по биполярной технологии [33]. Эффект состоит в том, что при равной дозе излучения в случае низких мощностей доз (характерных для космического пространства) деградация в несколько (до 10) раз сильнее, чем для относительно высоких интенсивностей (~1...300 рад/с), которые обычно используются при ускоренных лабораторных испытаниях, что принципиально отличается от радиационного отклика ИС МОП технологий, в которых деградация обычно сильнее при высокой интенсивности. Это обстоятельство приводит к ряду трудностей при прогнозировании деградации биполярных приборов в условиях космического пространства. Облучение при высокой интенсивности приводит к значительной недооценке радиационной деградации в биполярных приборах, в то время как приборах КМОП технологии имеет место консервативная оценка (т.е. с запасом). Таким образом, становится невозможным использование для биполярных приборов типовой методики прогнозирования радиационного отклика при низкой интенсивности, широко применяемой для МОП приборов. Стандартные методики для приборов КМОП технологии основаны на использовании лабораторного облучения с высокой интенсивностью и последующего отжига при повышенной (обычно 100 °С) температуре. В случае биполярных транзисторов отжиг после облучения приводит, как правило, к дополнительному восстановлению характеристик облученных транзисторов, т.е. недооценка деградации только усиливается.

Проблема усугубляется тем, что в течение долгого времени оставалась неясным сам физический механизм усиления деградации при низкой интенсивности, что крайне затрудняло моделирование и разработку адекватной методики расчетно-экспериментального прогнозирования.

В работах [34, 35, 36, 37] была разработана модель, согласно которой известные эффекты низкой интенсивности определяются не конкретными механизмами деградации приборов (которые могут быть разными для разных технологий), а эффективностью выхода (разделения) радиационно-индуцированного заряда в толстых слоях изоляции. Наличие или отсутствие таких эффектов определяется температурой, толщиной слоя изоляции и величиной электрического поля в окисле E_{ox} вне зависимости от технологии.

3.2. Особенности эффекта низкой интенсивности

Увеличение базового тока биполярных транзисторов при облучении происходит за счет рекомбинации через радиационно-индуцированные поверхностные центры и увеличения скорости рекомбинации через радиационно-индуцированные приповерхностные ловушки в полевом окисле на границе Si-SiO₂ [38] над переходом эмиттер-база (см. рис. 3.1) [39,40].

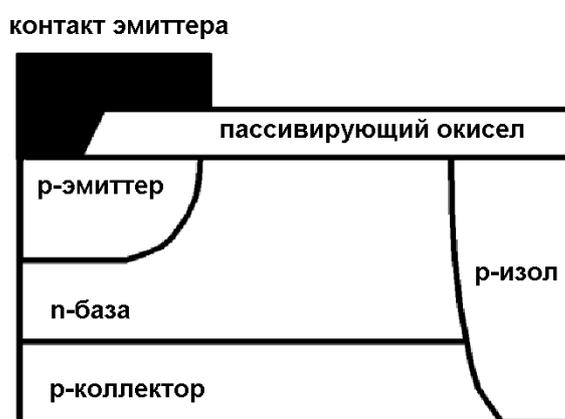


Рис. 3.1. Сечение подложечного р-п-р биполярного транзистора во входном каскаде операционного усилителя LM124

Критическим элементом является, как правило, переход эмиттер-база *p-n-p* биполярного транзистора на входе операционных усилителей (например, типа LM124), либо компараторов (LM111, PM139), для которых характерно наличие толстых (~ 0.5...1 мкм) пассивирующих окислов над эмиттерным переходом (см. рис. 3.1), на границе с которыми накапливаются рекомбинационные центры и заряженные дефекты. Появление дополнительного изгиба зон за счет накопления положительного заряда в защитном окисле транзистора также может служить дополнительным источником увеличения скорости рекомбинации [41].

Тем не менее, этот факт не дает ответа на вопрос, почему при низкой интенсивности скорость накопления заряда в окисле биполярных приборов проходит более эффективно.

Перечислим основные экспериментальные особенности эффекта усиления деградации при низкой интенсивности.

- Скорость деградации определяется текущим значением интенсивности излучения, и ее можно изменять, меняя мощность дозы при облучении одного образца. Это принципиальный факт указывает на то, что ELDRS эффект относится к классу эффектов с «истинной» (т.е. явной) зависимости от мощности дозы.
- Эффект проявляется в усилении накопления как поверхностных состояний, так и заряда в пассивирующем окисле [39] и имеет место в биполярных транзисторах обоих типов (*n-p-n* и *p-n-p*).
- Эффект не зависит от вида излучения и наблюдается как для электронного, гамма и рентгеновского излучения лабораторных установок, так и в условиях излучений космического пространства [42].
- Эффект универсален относительно вида деградирующих параметров. Например, в операционных усилителях (типа LM124) обычно деградирует входной ток и эффект низкой интенсивности обычно приписывают деградации базового тока входного *p-n-p* транзистора [LM124]. Однако, такой же эффект наблюдается и в операционных усилителях с входным полевым транзистором, где деградирует только напряжение смещения.
- Эффект определяется скорее технологическими, а не схемотехническими параметрами. Он характерен для структур с толстыми слоями изолирующих окислов и малых значений электрических полей в них ($E_{ox} \leq 10^5$ В/см).
- Интерпретация эффекта затруднено плохой воспроизводимостью и противоречивостью экспериментальных данных; в частности, некоторые параметры аналоговых ИС деградируют сильнее при низкой интенсивности, некоторые, - при высокой, - что типично для МОП-технологий [43].
- Скорость деградации биполярных транзисторов существенно увеличивается с ростом температуры облучения, что служит основанием для методики прогнозирования низкоинтенсивного отклика при помощи облучения при повышенных температурах (80 °С ... 120 °С) [44].
- В последние годы были обнаружены ELDRS эффекты в приборах *p*-МОП дозиметрах с толстым окислом [45], что указывает на определенную универсальность усиления низкой интенсивности и их независимость от конкретной технологии.

Зависимость скорости накопления деградации от текущего значения мощности дозы часто связывают с эффектами редукции электрического поля в окисле

полем объемного заряда радиационно-индуцированных электронов и дырок, движущихся в окисле [46]. Проблема состоит в том, что полный заряд подвижных носителей для любой разумной стационарной мощности дозы слишком мал, чтобы оказывать какое-то влияние на поле в окисле, что является следствием малости времен пролета для электронов (подвижность электронов в окисле $\mu_n \sim 10 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) и даже для дырок ($\mu_p(\text{SiO}_2) \sim 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) [47].

Поэтому кажется разумным рассматривать эффект низкой интенсивности как следствие зависимости скорости рекомбинации от мощности дозы [48, 49]. Но темп рекомбинации между подвижными электронами и дырками пренебрежимо мал в силу очень малой концентрации подвижных носителей при любой разумной мощности дозы.

В работах автора [1, 2, 3] была развита качественная и количественная модель, согласно которой обусловлены рекомбинацией подвижных электронов и дырок, локализованных на мелких ловушках и/или хвостах плотности состояний аморфных материалов изоляторов. Хорошо известно, что транспорт электронов и дырок в аморфных изоляторах (например, термических слоях SiO_2) ограничивается локализацией в хвостах плотностей состояний, что приводит к дисперсионному характеру переноса с большим разбросом времен пролета [47]. Наличие хвостов плотности состояний в запрещенной зоне является общим свойством широкого класса аморфных материалов, таких термический окисел кремния или нитрид кремния [50].

Согласно предложенной модели, все известные эффекты низкой интенсивности определяются не конкретными механизмами деградации приборов (которые могут быть разными для приборов разных технологий), а эффективностью выхода (разделения) радиационно-индуцированного заряда в толстых слоях изоляции. Таким образом, эффекты ELDRS можно рассматривать как дозиметрический эффект явной зависимости выхода заряда от мощности дозы вне зависимости от технологии (биполярная или КМОП) и конкретных механизмов деградации, специфичных для каждого типа приборов. Наличие или отсутствие таких эффектов определяется температурой облучения, толщиной слоя изоляции и величиной электрического поля в окисле E_{ox} . Точка зрения, что эффекты ELDRS обусловлены усилением рекомбинацией электронно-дырочных пар при повышении мощности дозы стала общепринятой только в самое последнее время [51], но до сих пор разработанный автором подход является единственной количественной аналитической моделью.

3.3. Физическая модель усиления деградации при низкой интенсивности

Одним из следствий существования хвостов плотности состояний является появление радиационно-индуцированной квазистационарной плотности локализованных носителей, величина которых пропорционально текущему значению мощности дозы (но не дозе). В этом разделе будет показано, что накопление зарядов на хвостах плотности состояний аморфных материалов изоляторов может приводить к существенному усилению процессов электронно-дырочной рекомбинации, что подавляет эффективность выхода заряда при более высокой интенсивности ионизирующих излучений. Наиболее существенным оказывается увеличение плотности дырок, эффективные подвижности которых очень малы. Локализация носителей (главным образом, дырок) на уровнях хвоста плотности состояний с эффективной глубиной ε_t приводит к экспоненциальному увеличению плотности локализованных носителей ($J_0 \tau_F \exp[\varepsilon_t / kT]$, где J_0 – полная плотность потока носителей, τ_F – время пролета через окисел).

Локализация на мелких объемных ловушках и на хвостах плотности состояний формально эквивалентны в рамках данного варианта модели, но предположение о рекомбинации через хвосты плотности состояний кажется более предпочтительной, поскольку лучше согласуется с общей картиной дисперсионного транспорта носителей в аморфном материале. Если это так, то эффект низкой интенсивности не является специфическим свойством каждого окисла, а представляет собой фундаментальное свойство широкого класса аморфных материалов.

Проиллюстрируем это с помощью аналитического решения системы скоростных уравнений, описывающих транспорт и захват носителей в окисле при облучении для подвижных (n) и локализованных (n_t) электронов и дырок (p и p_t), которую можно записать в следующей форме

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v_{dn} \frac{\partial n}{\partial x} = \eta_G(F_{ox}) K_g P - C_n n (N_m - n_t), \quad (3.1a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - v_{dp} \frac{\partial p}{\partial x} = \eta_G(F_{ox}) K_g P - C_p p (N_{tp} - p_t), \quad (3.1b)$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = C_n n (N_m - n_t) - \gamma_n n_t, \quad (3.2a)$$

$$\frac{\partial p_t}{\partial t} = C_p p (N_{tp} - p_t) - \gamma_p p_t, \quad (3.2b)$$

где v_{dn} (v_{dp}) – дрейфовые скорости подвижных электронов (дырок), P – мощность дозы ионизирующего излучения, $K_g = 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ рад}^{-1} (\text{SiO}_2)$ – константа генерации в SiO_2 [52], $\eta_G(E_{ox})$ – эффективность разделения электронно-дырочных пар в электрическом поле в окисле E_{ox} , (известно, что в сильных электрических полях выход заряда ограничивается т.н. родственной рекомбинацией по меха-

низму Онзагера (см., например, [53])); N_m (N_p) эффективная объёмная плотность локализованных электронов (дырок); C_n (C_p) – объёмная скорость захвата электронов (дырок) ($\text{см}^3/\text{с}$) на локализованные состояния, γ_n (γ_p) – темп эмиссии электронов (дырок) из хвостов плотности состояний (с^{-1}).

Будем считать сначала, что заполнение локализованных состояний мало ($n_t \ll N_m$, $p_t \ll N_p$), что оправдано при относительно низкой интенсивности облучения и относительно высокой температуре. Поскольку только малая часть подвижных носителей захватывается на локализованные состояния во время пролета через окисел, то приближенное решение уравнений (3.1а,б) для распределения подвижных электронов и дырок в окисле имеет вид

$$n(x) = \frac{\eta_G(F_{ox}) K_g P}{C_n N_m} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{C_n N_m}{v_{dn}} x \right] \right\} \cong \eta_G(E_{ox}) K_g P \frac{x}{v_{dn}} = \frac{J_0}{v_{dn}} \frac{x}{d_{ox}}, \quad (3.3a)$$

$$p(x) \cong \eta_G(E_{ox}) K_g P \frac{(d-x)}{v_{dp}} = \frac{J_0}{v_{dp}} \frac{d_{ox} - x}{d_{ox}}, \quad (3.3б)$$

где полная плотность потока электронов и дырок $J_0 = n(x)v_{dn} + p(x)v_{dp} = J_n + J_p$ постоянна на всей толщине окисла d_{ox} . Для самосогласованного учета дополнительной рекомбинации, снижающий выход заряда по сравнению с механизмом первичной рекомбинации, необходимо заменить выражение для полного потока и эффективности рекомбинации по механизму Онзагера, некоторым эффективным значением $\eta_{eff} < \eta_G$, подлежащим определению

$$J_{0eff} = \eta_{eff} K_g P d_{ox}, \quad (3.4),$$

причем η_{eff} оказывается убывающей функцией от мощности дозы P .

Подвижность электронов в аморфном SiO_2 на несколько порядков выше, чем подвижность дырок $\mu_n \gg \mu_p$, и поэтому мгновенная концентрация подвижных электронов намного меньше, чем концентрация подвижных дырок при любой мощности дозы стационарного облучения (см. рис. 3.2).

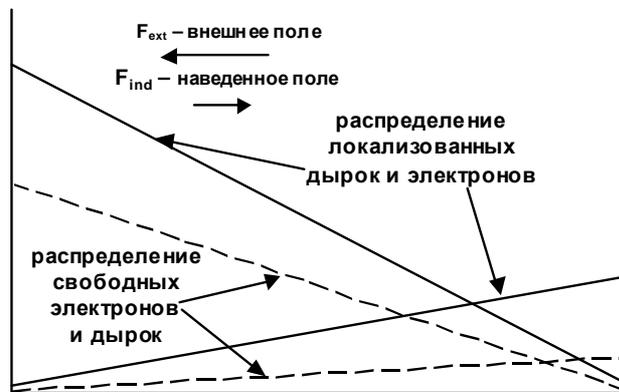


Рис.3.2. Схематическое представление пространственного распределения подвижных и локализованных носителей (масштабы не выдержаны). Скорость электронов $v_{dn} \gg v_{dp}$ и поэтому $n(x = d_{ox}) \ll p(x = 0)$. Наведенные внутренние поля определяются, главным образом, локализованным зарядом

Темп рекомбинации носителей пропорционален их произведению $n(x) \times p(x)$ и для подвижных носителей эта величина остается пренебрежимо малой из-за малости сомножителей (особенно $n(x)$). Локализация носителей может в корне изменить ситуацию (см. рис. 3.3).

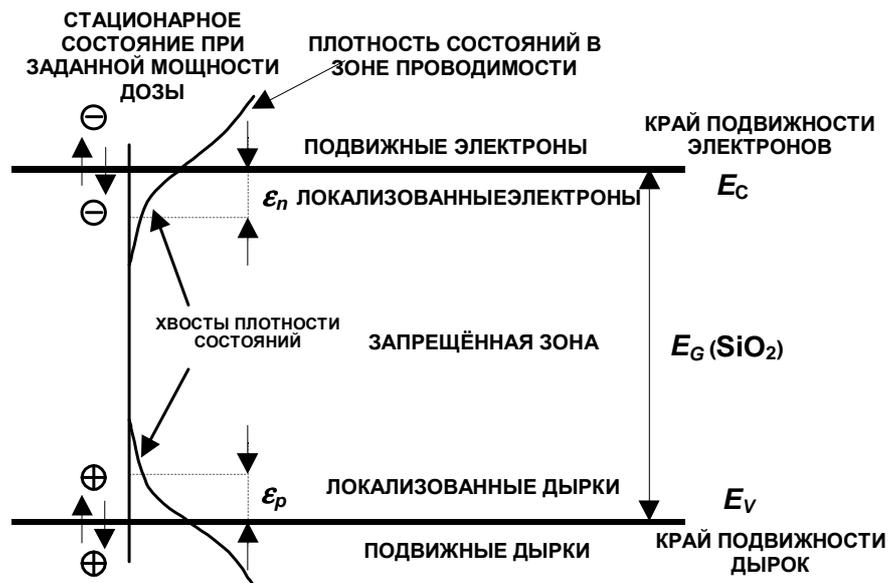


Рис. 3.3. Зонная диаграмма аморфного материала с хвостами плотности состояния в запрещенной зоне. Стационарное количество локализованных состояний определяется заданной мощностью дозы и температуры облучения

Заполнение хвостов плотности состояний начинается сразу после начала облучения и продолжается до тех пор, пока не выходит на насыщение при $t \gg \gamma_{n(p)}^{-1}$, благодаря эффектам обратной эмиссии в зоны.

Объемную плотность локализованных носителей в стационарном режиме, типичном для продолжительного облучения, может быть получена в квазистационарном приближении, справедливом в условиях длительного низкоинтенсивного облучения, приравняв нулю правую часть уравнений (3.2а) и (3.2б)

$$n_t(x) = \frac{n(x) \exp(\varepsilon_n / kT)}{1 + (n(x)/N_m) \exp(\varepsilon_n / kT)}, \quad p_t(x) = \frac{p(x) \exp(\varepsilon_p / kT)}{1 + (p(x)/N_p) \exp(\varepsilon_p / kT)}, \quad (3.5)$$

где ε_n (ε_p) – эффективная энергетическая глубина относительно края соответствующей зоны для электрона (дырки), локализованного в хвосте плотности состояний. При получении уравнений (5) предполагалось справедливость условий детального равновесия

$$\frac{C_n N_m}{\gamma_n} = \exp\left(\frac{\varepsilon_n}{kT}\right), \quad \frac{C_p N_{tp}}{\gamma_p} = \exp\left(\frac{\varepsilon_p}{kT}\right). \quad (3.6)$$

Будем считать, что полная плотность локализованных состояний в хвостах равна N_m и N_{tp} для электронов и дырок, соответственно. В условиях их неполного заполнения ($n_t \ll N_m$, $p_t \ll N_{tp}$) квазистационарная плотность при сравнительно малой интенсивности облучения будет определяться текущим значением мощности ионизирующего ($J_0 \propto P$, см. (3.4)) и температуры облучения T .

$$n_t(x) \cong n(x) \exp(\varepsilon_n / kT) = \frac{J_{0eff}}{v_{dn}} \frac{x}{d_{ox}} \exp\left(\frac{\varepsilon_n}{kT}\right) \quad (3.7a)$$

$$p_t(x) \cong p(x) \exp(\varepsilon_p / kT) = \frac{J_{0eff}}{v_{dp}} \frac{d_{ox} - x}{d_{ox}} \exp\left(\frac{\varepsilon_p}{kT}\right). \quad (3.7b)$$

Полный поток рекомбинации может быть оценен с помощью интегрирования скорости рекомбинации по всей толщине окисла

$$\begin{aligned} J_R &= \int_0^{d_{ox}} (C_{np} n_t(x) p(x) + C_{pn} p_t(x) n(x)) dx = \\ &= C_{np} \frac{J_{0eff}^2 d_{ox} \exp(\varepsilon_n / kT)}{v_{dn} v_{dp}} \int_0^1 u(1-u) du \\ &+ C_{pn} \frac{J_{0eff}^2 d_{ox} \exp(\varepsilon_p / kT)}{v_{dn} v_{dp}} \int_0^1 u(1-u) du = \\ &= C_{np} \frac{J_{0eff}^2 d_{ox} \exp(\varepsilon_n / kT)}{6 v_{dn} v_{dp}} + C_{pn} \frac{J_{0eff}^2 d_{ox} \exp(\varepsilon_p / kT)}{6 v_{dn} v_{dp}} \equiv a(F_{ox}, d_{ox}) J_{eff}^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

где $C_{np(pn)}$ – скорость захвата подвижной дырки (электрона) на локализованный электрон (дырку); здесь мы явно выделили квадратичную зависимость интенсивности рекомбинации от эффективного потока носителей.

Если предположить, что $\varepsilon_n \approx \varepsilon_p$, то скорости захвата электронов и дырок существенно отличаются ($C_{np} \ll C_{pn}$) из-за огромной разницы подвижности электронов и дырок в SiO_2 .

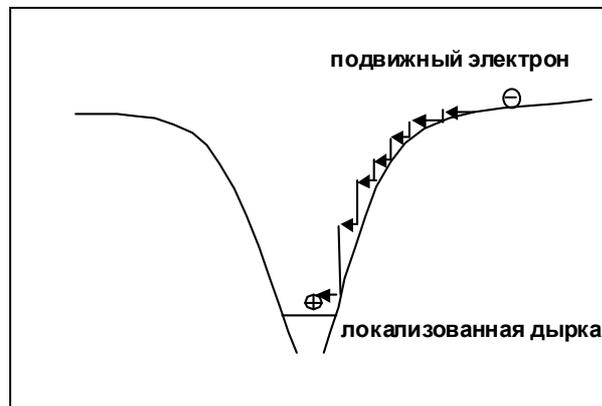


Рис.3.4. Рекомбинации по механизму Ланжевону. Сечение захвата носителя по механизму Ланжевона $\sigma_L = q/(\epsilon_{ox}\epsilon_0 F_{ox}) \cong 5 \times 10^{-12} \text{ см}^2$ при $F_{ox} = 10^5 \text{ В/см}$

Для ланжевенского механизма рекомбинации (см. рис. 3.4), типичного для изоляторов с низкими значениями подвижности носителей (см., например, [14]) скорости рекомбинации выражаются формулами

$$C_{pn} = \frac{q\mu_n}{\epsilon_{ox}\epsilon_0}, \quad C_{np} = \frac{q\mu_p}{\epsilon_{ox}\epsilon_0}, \quad (3.9)$$

где q – заряд электрона, $\epsilon_{ox}\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость изолятора. Неравенство ($C_{np} \ll C_{pn}$), означает, что рекомбинация между подвижными электронами и локализованными дырками доминирует над рекомбинацией между подвижными дырками и локализованными электронами (см. рис. 3.5).

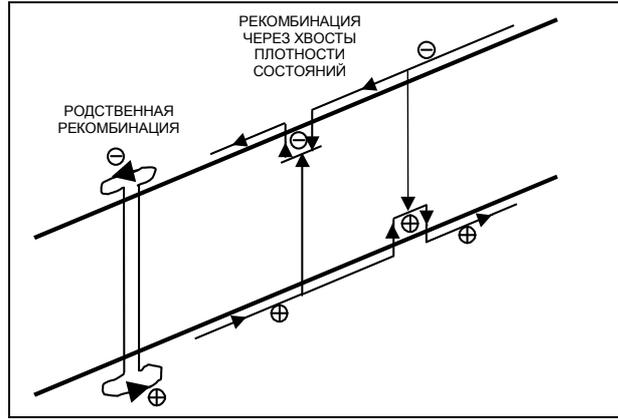


Рис. 3.5. Схема двух каналов рекомбинации: Родственная рекомбинация доминирует при высоких электрических полях в окислах; рекомбинация через хвосты плотности состояний преобладает при низких электрических полях и большой толщине окисла

Следует подчеркнуть, что выбор конкретной модели рекомбинации практически не влияет на качественный характер результатов, полученных с помощью данной модели.

Рекомбинация может существенно уменьшить выход радиационно-индуцированного заряда $J_{0eff} = J_0 - J_R = J_0 - a J_{0eff}^2$. Решение квадратного уравнения относительно J_{0eff} дает в общем сублинейную зависимость суммарного потока электронов и дырок от мощности дозы

$$J_{0eff} = \frac{1}{2a} \left[(1 + 4a J_0)^{1/2} - 1 \right], \quad (3.10)$$

что обусловлено тем, что дополнительный канал рекомбинации редуцирует эффективных выход разделенных электронно-дырочных пар, снижая радиационную чувствительность при высокой интенсивности излучений.

Используя условие $C_{np} \ll C_{pn}$, явное аналитическое выражении для эффективности выхода радиационного заряда с учетом электронно-дырочной рекомбинации через промежуточные ловушки η_{eff} как функции мощности дозы, температуры облучения, электрического поля, эффективной толщины окисла можно записать в явном виде

$$\eta_{eff}(P, T) = \frac{(1 + 4f)^{1/2} - 1}{2f} \quad (3.11a)$$

$$f(P, T, d_{ox}, E_{ox}) = \frac{q d_{ox}^2}{6 \epsilon_{ox} \epsilon_0 \mu_p E_{ox}^2} \eta_G(E_{ox}) K_g P \exp\left(\frac{\epsilon_p}{kT}\right) \quad (3.11b)$$

Эффективность разделения электронно-дырочных пар в тонких окислах $\eta(E_{ox})$ аппроксимировался эмпирическим выражением (2.6).

При большом значении параметра aJ_0 , что имеет место при больших интенсивностях и/или малых полях и большой толщине окисла, имеем

$$J_{0eff} \cong \left(\frac{J_0}{a}\right)^{1/2} \propto P^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_p}{2kT}\right) \quad (3.12)$$

Отклонение ионизационного тока в сторону сублинейности от интенсивности является характерной особенностью радиационного отклика широкого класса микроэлектронных структур при большой мощности дозы (особенно при импульсном воздействии), что обусловлено, как правило, возрастанием роли процессов рекомбинации при интенсивной генерации носителей.

В этом разделе предполагалось, что индуцированное поле не изменяет существенно полное поле. В реальности полное электрическое поле в окисле является функцией не только зарядов на контактах и на краях р-п переходов, но и локализованных и захваченных зарядов. Здесь нужно подчеркнуть, что необходимо различать относительно стабильный заряд, захваченный на глубокие энергетические уровни дефектов, расположенных, главным образом, вблизи различных границ раздела, и заряда, локализованного на относительно мелких уровнях хвостов плотности состояний. Захваченный заряд не зависит от интенсивности, почти не отжигается при комнатных температурах и пропорционален полной накопленной дозе, в то время как объёмный заряд, локализованный на мелких хвостах плотности состояний не зависит от дозы и определяется только текущим значением интенсивности излучения. Самосогласованный учет изменений электрического поля делает задачу нелинейной и существенно более сложной. Тем не менее, учет эффектов объёмного заряда не меняет качественные выводы модели, а количественно даже усиливают роль рекомбинации, снижая полное электрическое поле. Процесс рекомбинации становится заметным только при большой толщине окисла и относительно малых электрических полях, что характерно для защитных окислов биполярных ИС и, возможно, толстых слоев изоляции КМОП структур.

Эффективная глубина залегания дырочных ловушек, полученная из сравнения (3.11) с экспериментом [35], оказывается $\varepsilon_p \cong 0.39$ эВ. Этот результат хорошо коррелирует с энергией активации подвижности дырок в SiO_2 , экспериментальное значение которой равно 0.37 эВ [54]. Это может быть связано с тем, что дисперсионный перенос дырок в аморфном термическом окисле SiO_2 контролируется многократным захватом на ловушки хвоста плотности состояний. Измеряемая дрейфовая подвижность носителей μ_D определяется как раз характерной глубиной ловушек ε_t (см., например, гл.6 [50])

$$\mu_D \propto \exp\left(-\frac{\varepsilon_t}{kT}\right) \quad (3.13)$$

3.4. Результаты расчетов зависимости выхода зарядов от мощности доз, температуры облучения и электрического поля

Зависимости эффективного выхода радиационно-индуцированного заряда как функции мощности дозы, электрического поля и температуры облучения, рассчитанные с помощью (3.11) представлены на рис. 3.6.

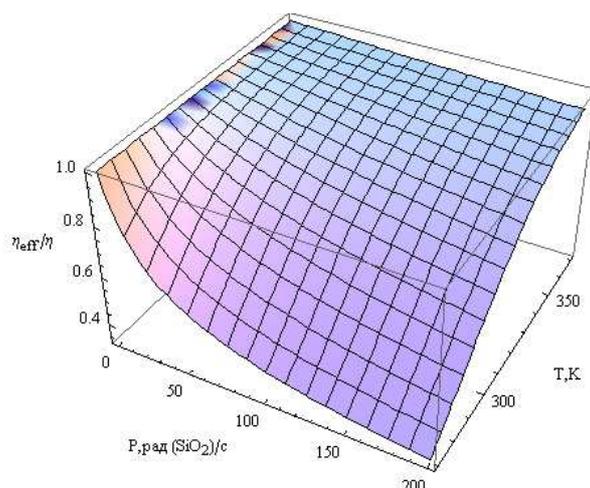


Рис. 3.6(а). Расчетные зависимости нормированного выхода заряда η_{eff}/η как функция интенсивности (P) и температуры (T) облучения ($d_{ox} = 0.5$ мкм, $E_{ox} = 10^5$ В/см)

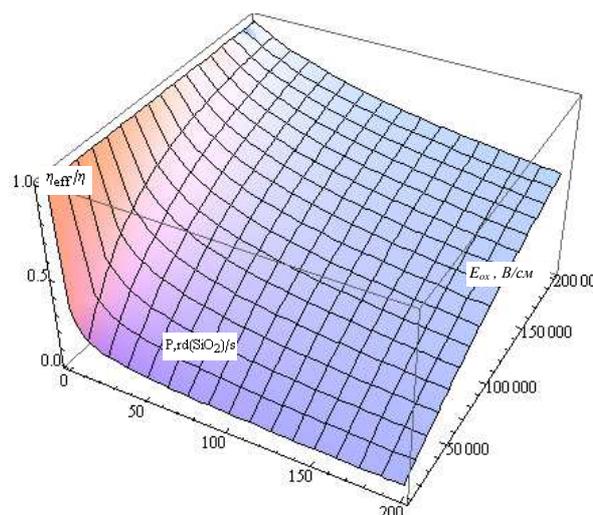


Рис. 3.6(б). Расчетные зависимости нормированного выхода заряда η_{eff} как функция мощности дозы и электрического поля (E_{ox}) в окисле при облучении

При сильных электрических полях ($\gg 10^5$ В/см), в тонких окислах или при повышенной температуре облучения эффект зависимости от интенсивности подавляется. Это является причиной отсутствия такого эффекта в тонких подзатворных окислах МОП транзисторов. Увеличение выхода заряда за счет подавления рекомбинации при высокой температуре (см. рис.3.6а) является основой метода имитации эффекта низкоинтенсивного облучения посредством облучения при повышенной температуре ($\sim 80 \dots 100^\circ$ С) [55].

3.5. Моделирование конкуренции усиления выхода заряда и отжига при повышении температуры облучения и сравнение с экспериментом

Известно, что в биполярных приборах высокоинтенсивное облучение ($\sim 100 \dots 300$ рад/с) при повышенных температурах не всегда приводит к уровню деградации, эквивалентного воздействию излучений низкой интенсивности

($\ll 1$ рад/с). Это связано с тем, что при повышенной температуре может происходить одновременный термический отжиг радиационной поверхностных рекомбинационных центров и положительного захваченного заряда, определяющих увеличение токов базы биполярных транзисторов. Оптимальное соотношение температур и интенсивности облучения зависит от конкретного изделия (и даже от контролируемого параметра), требуемой дозы облучения, выбранного коэффициента запаса и может быть установлено только путем предварительных испытаний [43].

3.5.1. Модель с одним типом дефекта

Накопление радиационно-индуцированных рекомбинационных центров на границе раздела кремний – полевым окисел над p-n переходом эмиттер-база можно описать кинетическим уравнением первого порядка для их плотности ΔN_{rt}

$$\frac{d\Delta N_{rt}}{dt} = \eta_{eff}(P, T) A_{rt} d_{ox} P - \frac{\Delta N_{rt}}{\tau_a(T)}, \quad (3.14)$$

где размерная константа A_{rt} - зависящая от механизма накопления и геометрии задачи, $\tau_a(T)$ - зависящее от температуры характерное время отжига рекомбинационных центров

$$\tau_a = \tau_{a0} \exp(\varepsilon_a/k_B T), \quad (3.15)$$

τ_{a0} и ε_a - соответственно характерная временная константа и энергия активации процесса отжига, подлежащие определению из сравнения с экспериментальными данными.

Решая кинетическое уравнение и учитывая, что радиационно-индуцированный рекомбинационный ток базы ΔI_B пропорционален ΔN_{rt} , получаем выражение для ΔI_B как функции дозы, мощности дозы и температуры облучения

$$\Delta I_B(D, P) = \eta_{eff}(P, T) d_{ox} A_J P \tau_a(T) \left(1 - \exp\left(-\frac{D}{P \tau_a(T)}\right) \right), \quad (3.16)$$

где A_J - размерная константа, определяемая геометрической конфигурацией задачи и константами скорости рекомбинации. При сравнении с экспериментом нас будет интересовать только относительный ход кривых и, поэтому, константу A_J следует рассматривать как подгоночную. Подчеркнем, что процесс отжига рекомбинационных центров определяется только временем и температурой облучения и мощность дозы при описании отжига входит только в форме комбинации D/P , соответствующей времени облучения, что принципиально отличает

чается от явной зависимости от текущей мощности дозы в выражении для выхода заряда η_{eff} .

При увеличении температуры облучения имеет место конкуренция двух разнонаправленных процессов. При относительно небольшом повышении температуры облучения рекомбинационный ток базы возрастает за счет увеличения выхода заряда η_{eff} . При дальнейшем росте температуры облучения начинается отжиг рекомбинационных центров, и ток базы начинает уменьшаться. Описанная качественная картина выражается в появлении максимумов в экспериментальных зависимостях тока базы как функций температур облучения при заданных дозах.

$$\tau_{a0} \cong 10^{-7} \text{ с}, \quad \varepsilon_a \cong 0.8 \text{ эВ} \quad (3.17)$$

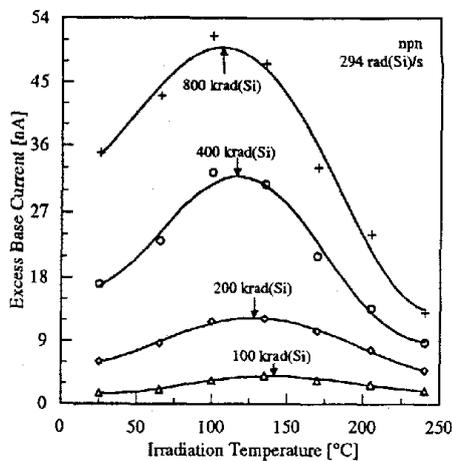


Рис. 3.7(а). Экспериментальные зависимости тока базы от температуры облучения с мощностью дозы 294 крд (SiO_2)/с для доз 100, 200, 400 и 800 крд(SiO_2)

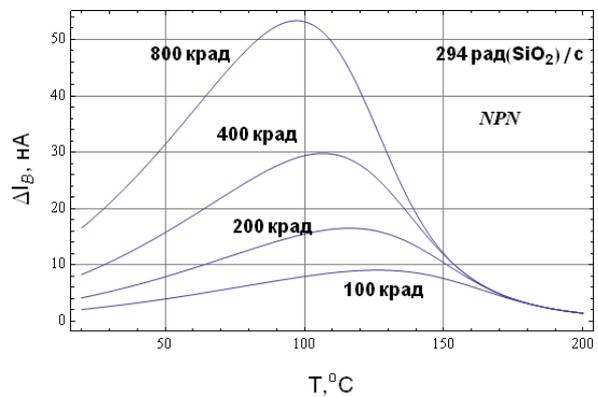


Рис. 3.7(б). Расчетные зависимости тока базы от температуры облучения с мощностью дозы 294 крд (SiO_2)/с для доз 100, 200, 400 и 800 крд(SiO_2) ($d_{ox} = 0.5$ мкм, $E_{ox} = 10^5$ В/см)

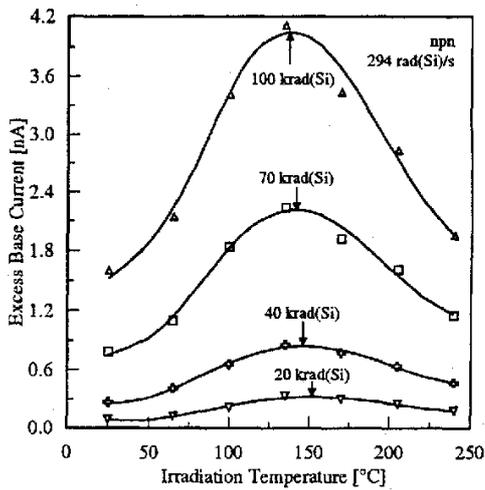


Рис. 3.8(а). Экспериментальные зависимости тока базы от температуры облучения с мощностью дозы 294 крд (SiO₂)/с для доз 20, 40, 70 и 100 крд

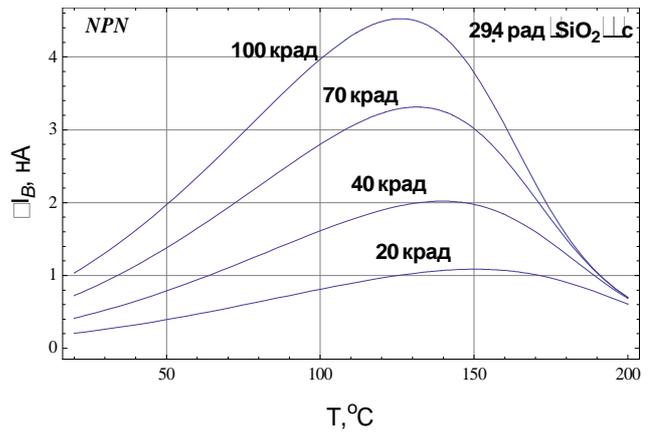


Рис. 3.8(б). Расчетные зависимости тока базы от температуры облучения с мощностью дозы 294 крд (SiO₂)/с для доз 20, 40, 70 и 100 крд (SiO₂) ($d_{ox} = 0.5$ мкм, $E_{ox} = 10^5$ В/см)

Сравнение результатов моделирования [15] и литературных экспериментов [55] представлены на рис. 3.7 и 3.8 из которых видно хорошая корреляция расчетных и экспериментальных кривых, которая особенно хорошо видна на примере положения и относительной величины пиков избыточного тока базы.

3.5.2. Модель с двумя типами рекомбинационных центров

Вместе с тем, экспериментальные кривые не сливаются для случая высоко-температурного облучения, что демонстрируют тот факт неполного отжига в ходе облучения части дефектов даже при 250 °С. Это указывает на то, что часть рекомбинационных центров имеет существенно более высокую энергию активации процессов отжига.

Для учета этого факта модель была модифицирована на случай двух типов дефектов (б) с разными временными константами отжига, значения которых были получены из сравнения с экспериментами $\tau_{a0} \cong 10^{-7}$ с, $\varepsilon_{a1} \cong 0.8$ эВ, $\varepsilon_{a2} \cong 1.2$ эВ.

$$\Delta I_B(D, P) = \eta_{eff}(P, T) d_{ox} A_J P \left(\tau_{a1}(T) \left(1 - \exp\left(-\frac{D}{P\tau_{a1}(T)}\right) \right) + \tau_{a2}(T) \left(1 - \exp\left(-\frac{D}{P\tau_{a2}(T)}\right) \right) \right) \quad (3.18)$$

Результаты сравнения модели с двумя типами рекомбинационных центров с экспериментом представлены на рис. 3.9.

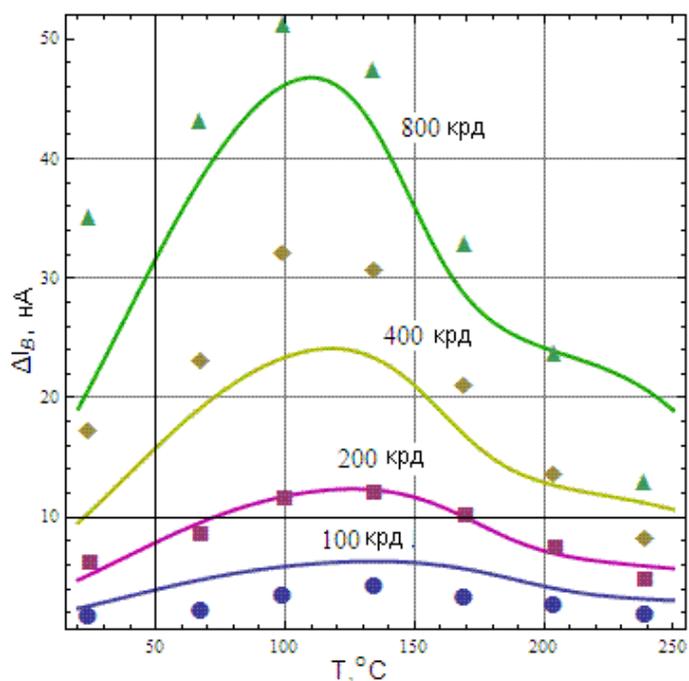


Рис. 3.9. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными зависимостями тока базы от температуры облучения для разных с мощностью дозы 294 рд (SiO_2)/с

Экстракция параметров модели проводилась с помощью подгонки к экспериментальным данным такого рода.

3.6. Оптимизация процедуры испытаний

Качественный вид зависимости деградации тока базы как функции условий облучения представлен на рис. 3.10.

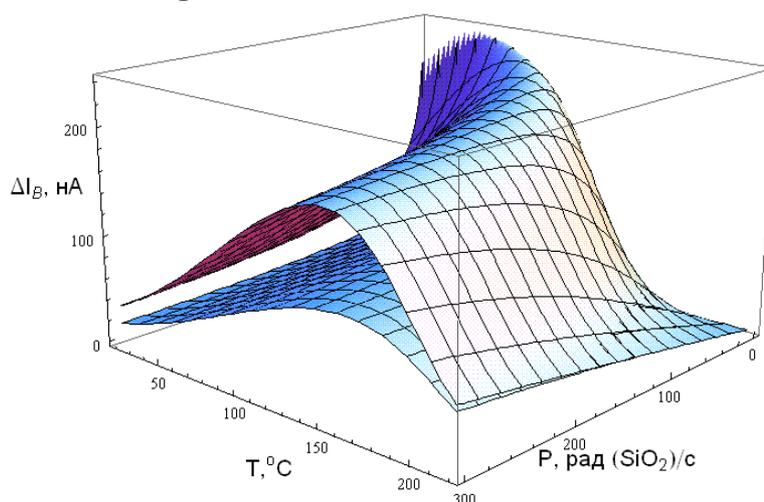


Рис. 3.10. Расчетные зависимости радиационно-индуцированного увеличения тока базы как функции температуры и мощности дозы облучения для двух поглощенных доз 20 крд (верхняя поверхность) и 10 крд (нижняя поверхность)

Возможность построения такого рода зависимостей открывает путь к оптимизации условий испытаний с целью максимизировать радиационный эффект. Особенно наглядно это можно проиллюстрировать, если результаты расчетов представить в кривых уровнях одинаковой деградации.

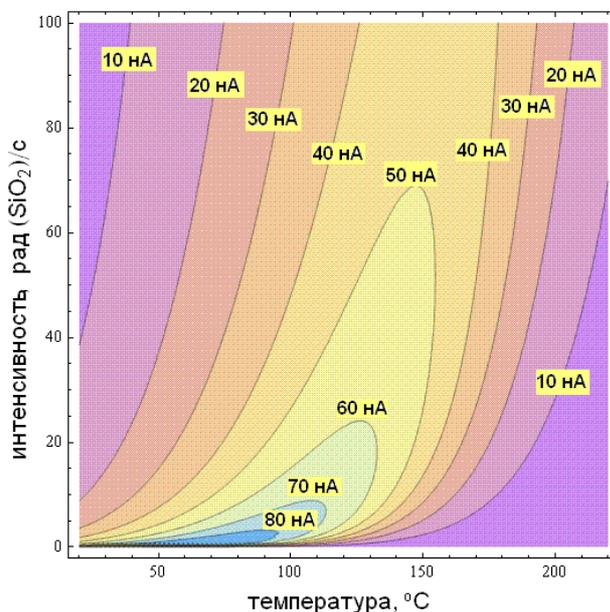


Рис.3.11. Расчетные кривые эквивалентного деградации (избыточного тока базы) на фазовой плоскости «температура облучения – мощность дозы»

Каждая точка на фазовой плоскости «температура облучения – мощность дозы» соответствует условию облучения (см. рис. 3.11). Соответственно, каждая кривая на плоскости представляет одинаковый уровень избыточного радиационно-индуцированного тока базы при облучении заданной дозой.

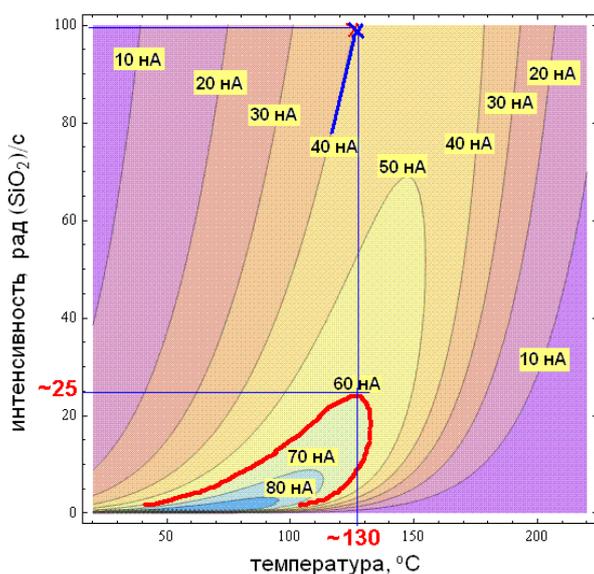


Рис.3.12(а). Кривые эквивалентной де-

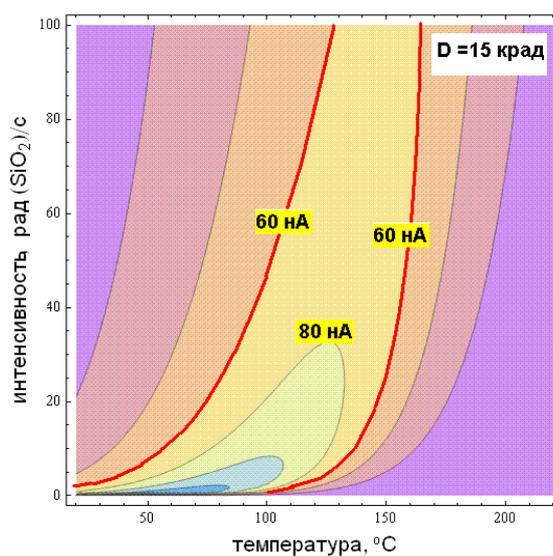


Рис.3.12(б). Кривые эквивалентной

градации базового тока для дозы 10 крд деградации базового тока для дозы 15 крд

Пусть, например, облучение приводит к току базы 60 нА (жирная кривая на диаграмме). Из рис. 3.12(а) видно, что при мощности дозы > 25 рд/с никакая температура облучения не обеспечивает уровень деградации ~ 60 нА. Оптимальная температура облучения при 25 рд/с равна приблизительно ~ 130 °С. Облучение с той же дозой при температуре 130 °С, но при 100 рд/с даст ток базы только 40 нА из-за эффекта ELDRS. Тот же пример расчета, что и на предыдущем рис. 3.12(а), но с дозой облучения не 10, а 15 крд, представлен на рис. 3.12(б). В этом случае уровень деградации ~ 60 нА достигается для всего диапазона мощности доз < 150 рд/с. Для уровня деградации базового тока 80 нА, допустимый диапазон используемой интенсивности опять ограничен сверху вне зависимости от температуры облучения.

3.7. Эффекты низкой интенсивности в приборах МОП-технологий

3.7.1. Эффекты ELDRS в МОП дозиметрах

В последние годы были обнаружены эффекты в приборах р-МОП дозиметрах с толстым окислом, что указывает, что ELDRS эффекты имеют место не только в приборах биполярной технологии, но и в МОП структурах [56, 57]. Наличие или отсутствие таких эффектов определяется температурой, толщиной слоя изоляции и величиной электрического поля в окисле E_{ox} вне зависимости от технологии. Конкретные механизмы деградации в приборах разной технологии специфичны для каждого типа приборов; общим для рассматриваемого эффекта является только увеличение выхода радиационного заряда при низкой интенсивности. Дозиметры на основе р-канальных МОП транзисторов намеренно изготавливают с толстым окислом со слоем нитрида кремния для увеличения эффективности захвата. Толстые изоляторы и низкие электрические поля в них являются одним из необходимых условий значимости ELDRS эффектов. По этой причине такие эффекты наблюдались экспериментально в МОП дозиметрах, где эффект определяется линейным по дозе сдвигом порога за счет накопления заряда в окисле, причем скорость накопления этого заряда зависит от *текущего* значения мощности дозы (см. рис. 3.13-14 из работы [56]).

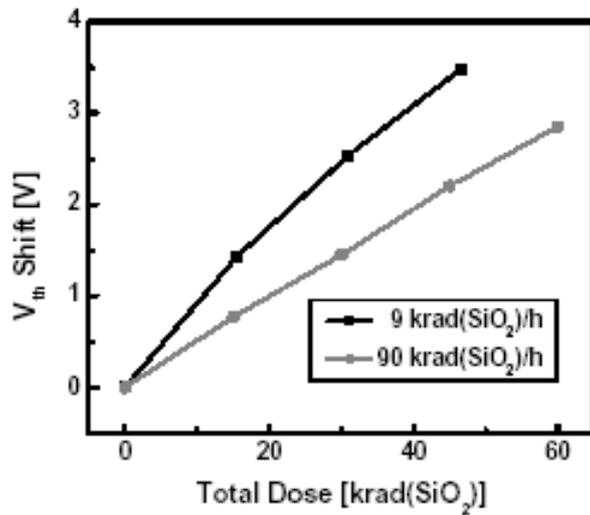


Рис.3.13. Дозовые зависимости сдвига порога при разных интенсивностях [56]

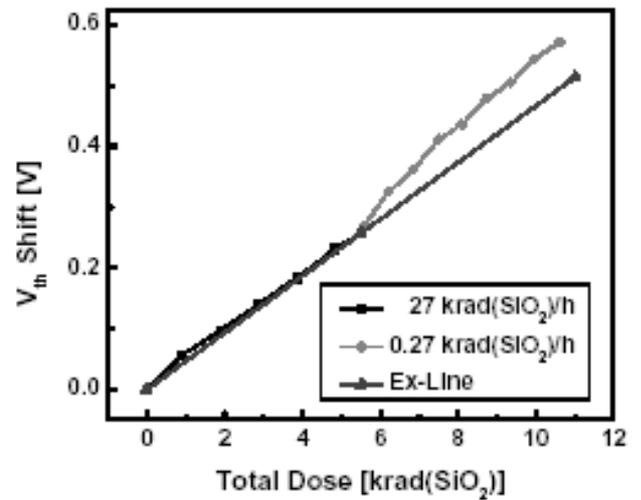


Рис.3.14 Дозовые зависимости сдвига порога р-МОП-дозиметра при разных интенсивностях [56]

Такое положение вещей характерно и для приборов биполярной технологии, что является прямым индикатором эффекта истинной мощности дозы. В тонких подзатворных окислах МОП транзисторов с сильными электрическими полями эффекты ELDRS исчезающе малы.

3.7.2. Совместное описание эффекта временного логарифмического отжига и эффекта усиления выхода заряда при низкой интенсивности

Другой причиной отсутствия эффектов ELDRS в приборах МОП технологий являются процессы временного туннельного отжига. Дело в том, что имеют место два вида конкурирующих зависимости от мощности дозы. Во-первых, это временной эффект одновременного туннельного отжига (релаксации) накопленного радиационного заряда в окисле. Уменьшение интенсивности облучения для фиксированной дозы приводит к увеличению эффективного времени сопутствующего отжига и, соответственно, к уменьшению радиационного заряда в окисле. Этот эффект доминирует в тонких подзатворных окислах МОП транзисторов, с высокими значениями характерных электрических полей. Во-вторых, имеет место истинный эффект мощности дозы, связанный с увеличением выхода радиационного заряда с уменьшением интенсивности, что характерно для приборов биполярных технологий с толстыми слоями изоляции и относительно низкими электрическими полями в них.

Решение кинетического уравнения для процессов накопления и отжига дает сдвиг порогового напряжения за счет захвата заряда в окисле в виде свертки [Ошибка! Закладка не определена.]

$$\Delta V_{or}(t) = \frac{qF_t K_g d_{ox}^2}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} \int_0^t R(t-t') \eta_{eff}(P(t), T(t')) P(t') dt', \quad (3.19)$$

с функцией отклика, характеризующей временную релаксацию захваченного заряда за счет туннельной компенсации положительно-заряженных дефектов в окисле электронами кремниевой подложки, выражающейся через интегральные экспоненты

$$R(t-t') = \left(\frac{\lambda_0}{l_0} \right) \left(E_1 \left(\frac{\Delta t}{\tau_{max}} \right) - E_1 \left(\frac{\Delta t}{\tau_{min}} \right) \right), \quad (3.20)$$

l_0 – толщина слоя накопления захваченного заряда у границы Si-SiO₂; λ – туннельная длина (~ 0.1 нм), а максимальное и минимальное время задачи связаны соотношением $\tau_{max} = \tau_{min} e^{l_0/\lambda_0}$.

В актуальном диапазоне $\tau_{min} \ll \Delta t \ll \tau_{max}$ имеем асимптотику $E_1(x) \cong -0.577 - \ln x$

$$R(\Delta t) \cong 1 - \frac{\lambda_0}{l_0} \ln \frac{\Delta t}{\tau_{min}}, \quad (3.21)$$

и для стационарного облучения с фиксированными параметрами облучения (температура и электрического поля) получаем выражение

$$|\Delta V_{or}(D, P)| \cong \frac{qF_t K_g d_{ox}^2}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} \eta_{eff}(P, T) \left(1 - \frac{\lambda_0}{l_0} \left(\ln \left(\frac{D}{P \tau_{min}} \right) - 1 \right) \right). \quad (3.22)$$

Подчеркнем, что эффект ELDRS выражается явной («истинной») зависимостью от текущей мощности дозы выхода заряда $\eta_{eff}(E_{ox})$, в то время как зависимость от мощности дозы туннельного отжига является временным эффектом, т.е. зависимость от P выражается только через зависимость от полного времени облучения $t = D/P$. Соотношение (3.22) позволяет описывать переход между двумя типами конкурирующих зависимостей от мощности дозы.

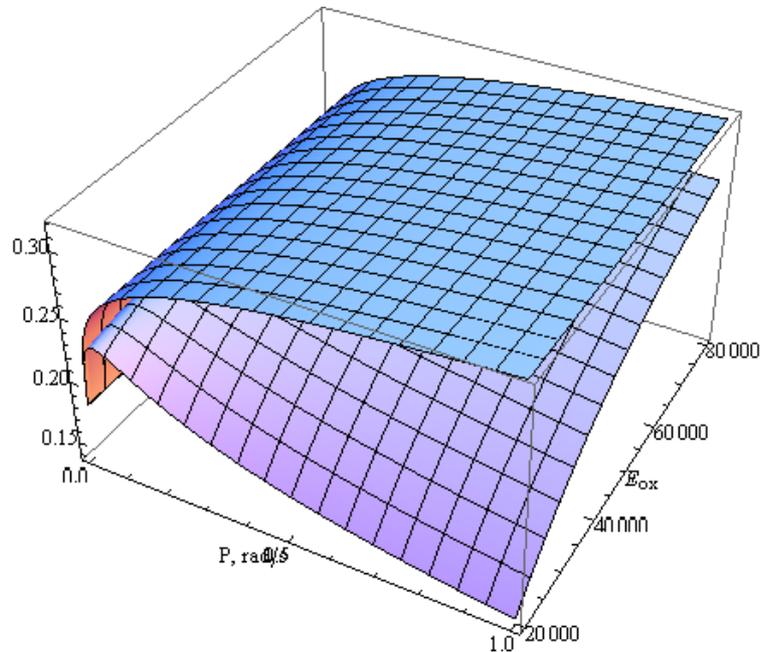


Рис. 3.15. Двумерные зависимости нормированного сдвига порогового напряжения МОП транзистора для «биполярного» окисла (нижняя поверхность) с толстым окислом $d_{ox} = 1$ мкм и тонким (верхняя поверхность) окислом с толщиной $d_{ox} = 10$ нм

На рис. 3.15 показаны расчетные зависимости сдвига порогового напряжения, нормированные на максимальное значение $V_{max} = qF_t K_g t_{ox}^2 / \epsilon_{ox} \epsilon_0$ как двумерные функции мощности дозы P и электрического поля в окисле с двумя различными толщинами [18]. Как видно из результатов расчета, тонкий окисел демонстрирует типичную для МОП транзисторов убывающую зависимость от мощности дозы ($\Delta V_{ot} \propto -\ln(D/P)$) во всем разумном диапазоне электрических полей, в то время как для толстого окисла мы имеем возрастающую зависимость от мощности дозы, характерную для ELDRS эффекта в биполярных приборах.

3.7.3. Учет влияния эффектов низкой интенсивности на токи утечки в МОП транзисторах

Как уже обсуждалось в гл. 2, основной вклад в краевые токи утечки МОП транзисторов дают области изоляции между тонкими подзатворными и толстыми полевыми окислами. Можно было ожидать, что эффекты ELDRS про-

явится в МОП транзисторах в усиление радиационно-индуцированных токов утечки при низких интенсивностях.

Действительно, увеличение токов утечки при низкоинтенсивном облучении были обнаружены (см. рис. 3.16), но эффект был не очень значителен.

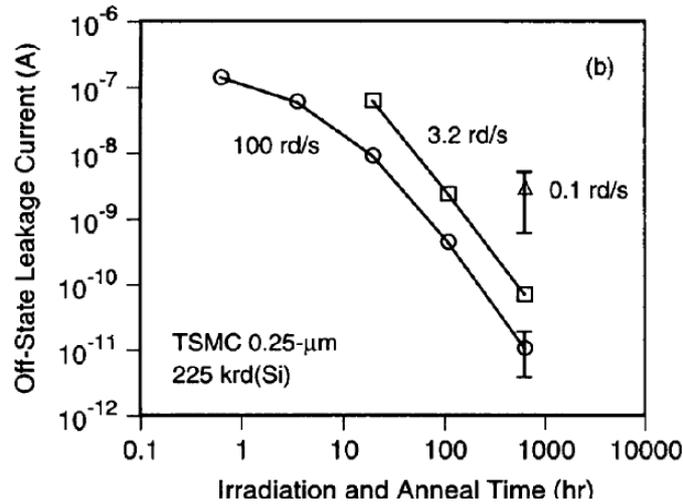


Рис. 3.16. Экспериментальные зависимости подпороговых токов утечки в закрытом состоянии в n-канальном МОП транзисторах при разных значениях мощности дозы (из работы [57])

Изменение тока утечки не превышало одного порядка. Результаты моделирования в рамках нашей модели представлены на рис. 3.17.

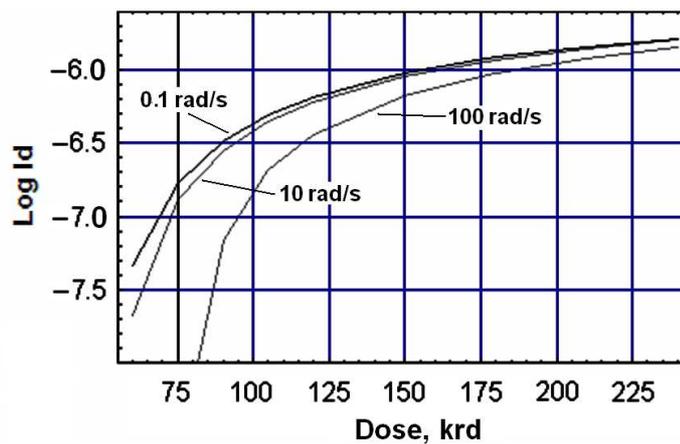


Рис. 3.17. Моделирование дозовой зависимости токов утечки в n-канальном МОП транзисторе при разных значениях мощности дозы (100, 10 и 0.1 рд(SiO_2)/с)

Слабую зависимость от мощности дозы и отсутствие обширных экспериментальных данных на эту тему можно объяснить, по-видимому, взаимной компенсации ELDRS эффектов и эффектов туннельного отжига, действующих в противоположные стороны. На рис. 3.18 представлены результаты расчетов токов утечки с учетом этих двух эффектов.

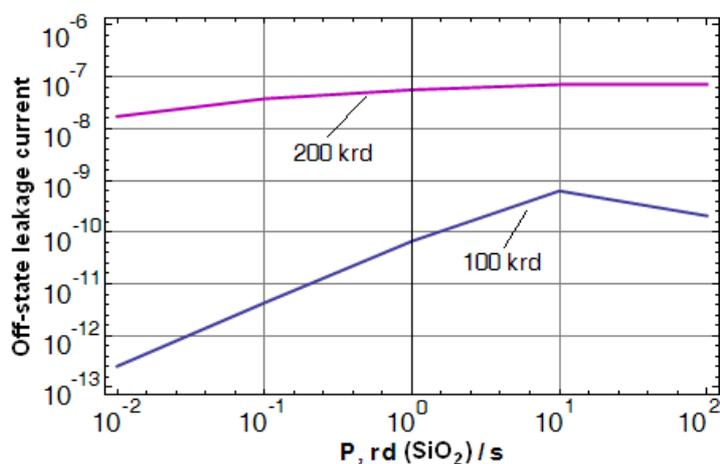


Рис. 3.18. Моделирование дозовой зависимости токов утечки в n -канальном МОП транзисторе при разных значениях мощности дозы (100, 10 и 0.1 рд(SiO_2)/с) [104]

Верхняя кривая на рис. 3.18 демонстрирует слабую зависимость от мощности дозы из-за того факта, что при уровнях доз ~ 200 крд паразитные транзисторы работают уже в режиме насыщения. При дозах ~ 100 крд они находятся в подпороговом режиме и, следовательно, более чувствительны к эффектам мощности дозы. При более низких дозах (< 50 крд) локальные значения пороговых напряжений варьируются в пределах 5...10 В, и, поэтому, сами токи утечки очень малы. Таким образом, расчетным образом продемонстрировано, что эффекты одновременного туннельного отжига существенно подавляют ELDRS эффекты в краевых токах утечки МОП транзисторов.

В дозиметрах на основе p -канальных МОП транзисторов эффект туннельного отжига не играет никакой роли, поскольку захват заряда там происходит на границе окисла и нитрида кремния. Поэтому усиление сдвига порогового напряжения при уменьшении интенсивности излучения там выражено более ярко. Можно также ожидать, что ELDRS эффекты в толстых скрытых окислах окажется более значительным, хотя сами донные утечки, как правило, меньше, чем краевые.

ГЛАВА 4. СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЯЧЕЕК ПАМЯТИ КМОП ТЕХ- НОЛОГИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СБОЕВ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ПРОТОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

4.1. Постановка задачи

Разработка микроэлектронных систем для специализированных применений требует автоматизированных средств и методов расчета и предсказания интенсивностей отказов в заданном радиационном окружении и для заданных значений технологических параметров элементов интегральных структур. В частности, проблема отказов элементов микроэлектроники, вызванных отдельными ионизирующими частицами космических излучений, становится в последнее время доминирующей проблемой обеспечения надежности функционирования аппаратуры космических аппаратов. Причем с увеличением степени интеграции и уменьшением проектной нормы дозовые эффекты деградации в некоторой степени уменьшаются, а уязвимость элементов к одиночным радиационным эффектам (ОРЭ) только возрастает. Таким образом, прогнозирование интенсивности сбоев цифровых элементов, вызванных одиночными частицами космического спектра, является необходимым элементом обеспечения надежности аппаратуры космических аппаратов. Экспериментальное тестирование микросхем на единичные сбои является весьма дорогостоящим мероприятием, что обуславливает возрастающую роль расчетных методов. С другой стороны, расчетные методы сами по себе не обеспечивают полной достоверности прогнозирования без экспериментальной базы.

Прямой контроль стойкости электронной компонентной базы к одиночным радиационным эффектам в космическом пространстве предполагает использование ускорителей высокоэнергетических частиц. В настоящее время ведется работа по организации экспериментального центра на базе ускорителя ИТЭФ РАН для проведения испытаний изделий полупроводниковой электроники (ИПЭ) на воздействие одиночных протонов и ТЗЧ. Соискатель принимал непосредственное участие в разработке методического и программного обеспечения для этого центра [58, 59, 60, 61, 62, 63].

Проблема прогнозирования интенсивности единичных сбоев имеет несколько аспектов. Стойкость цифровых элементов к воздействию одиночных частиц определяется технологическими и схемотехническими параметрами элементной базы. Радиационная стойкость по отношению к ОРЭ определяется помехоустойчивостью ячеек памяти и является по своей природе схемотехнической

величиной. Это означает, что при наличии полной информации от изготовителя и/или проектировщика о схемотехнических характеристиках ячейки памяти параметры радиационной стойкости, например, критический заряд ячейки памяти, могут быть рассчитаны с помощью стандартных средств САПР. Значительная часть физико-технологических, электрических и топологических параметров явно закладывается при проектировании, но проблема состоит в том, что радиационная стойкость часто является функцией скрытых параметров, не контролируемых явным образом проектировщиком и изготовителем. Поэтому параметры чувствительности к радиационным эффектам (например, ОРЭ) не могут быть рассчитаны независимо от эксперимента даже при наличии полной технологической информации от изготовителя и проектировщика. На практике полная информация о схемотехнических параметрах либо отсутствует, либо носит весьма приблизительный характер. Поэтому для обеспечения достоверности прогнозирования необходимо привязывать расчетные результаты к опорным экспериментам.

Тем не менее, расчетные методы, во-первых, могут существенно сократить набор необходимых дорогостоящих экспериментов и тем самым удешевить и ускорить процедуры испытаний; во-вторых, оценку скорости сбоя в условиях космического пространства можно получить только расчетными методами, и, наконец, расчетные методы характеристики параметров радиационной чувствительности незаменимы при проектировании радиационно-стойких ИМС.

На рис. 4.1 представлена блок-схема комплексной программы работ по прогнозированию интенсивности ОРЭ в космическом пространстве, включающая в себя расчеты спектров космического излучения на заданных орбитах при заданной защите; экспериментальное определение параметров чувствительности к ОРЭ в ходе наземных испытаний; схемотехнические расчеты с привлечением данных от изготовителя и проектировщика, расчет интенсивности сбоев в заданных условиях функционирования.

Блок-схема расчета интенсивности сбоев

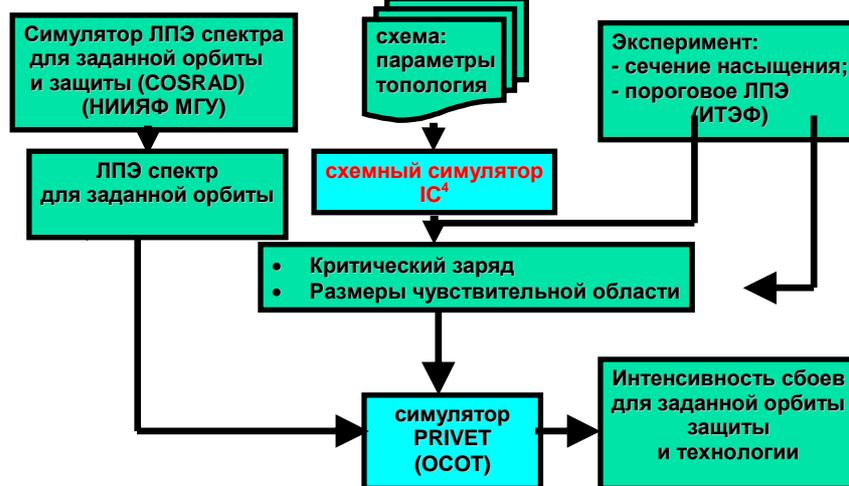


Рис. 4.1. Блок-схема полной структуры прогнозирования скорости сбоев в космическом пространстве

Частично эта программа реализуется в рамках широкой кооперации, организуемой под эгидой НИИКП и Роскосмоса, с участием ИТЭФ РАН и НИИП (экспериментальная установка и методика испытаний), НИИЯФ МГУ (расчет спектров космических излучений) и МИФИ (методики обработки результатов и программа расчета скорости сбоев, разработанные под руководством автора). Методы и программа расчета скорости одиночных сбоев будут подробно описаны в гл. 5. В этой главе речь пойдет о схемотехнических методах расчетов параметров чувствительности ячеек памяти к ОРЭ, дополняющих традиционные экспериментальные методы, использование которых часто затруднено по техническим и экономическим причинам.

Помехоустойчивость цифровых элементов к импульсному воздействию характеризуется значением критического заряда Q_c , которое является чисто схемотехнической характеристикой и может быть рассчитано с помощью стандартных систем схемотехнического проектирования. Стандартные пакеты моделирования ведущих производителей (Cadence, Mentor Graphics), как правило, не содержат встроенных инструментов для моделирования радиационной деградации и одиночных сбоев. Некоторые другие пакеты, позволяющие моделировать взаимодействие отдельных частиц с веществом, несовместимы с пакетами схемного моделирования, либо (как в случае с Synopsys TCAD) крайне ресурсоемки.

При воздействии отдельных ионизирующих частиц характерным является радиационный отклик на уровне схемном уровне, подразумевающий использование схемотехнических методов описания. Поэтому, для моделирования таких процессов необходим простой и надежный инструмент, интегрируемый в стан-

дартные пакеты схемотехнического моделирования, либо вариант реализации взаимодействия ИМС и ТЗЧ встроенными средствами пакета моделирования. Нами была разработана программа расчета критического заряда стандартной б-транзисторной КМОП ячейки памяти IC⁴ (Integrated Circuits Critical Charge Calculator). Программа изначально интегрирована с САПР интегральных схем [64, 65]. Она представляет собой независимую оболочку в форме Windows-приложения, реализованную в среде Visual C++, которая формирует входные и анализирует выходные SPICE – файлы. Входной информацией для симулятора IC⁴ является набор SPICE параметров для всех компонентов ячейки памяти. В свою очередь, выходная информация симулятора IC⁴ является входной для программы расчета скорости сбоев в космосе PRIVET (см. гл. 5). Разработанный комплекс программ может использоваться как для прогнозирования радиационной стойкости интегральных схем в космических условиях, так и для оптимизации стойкости при проектировании.

Преимущества расчетно-экспериментального метода прогнозирования интенсивности сбоев определяются

- Комплексное прогнозирование интенсивности сбоев для заданной радиационной обстановке с использованием всех имеющихся данных (испытания , моделирование)
- Возможность согласования и взаимной верификации расчетных и экспериментальных данных
- Возможность пересчета результатов для близких технологий
- Возможность сокращения объема экспериментальных исследований
- Возможность пересчета экспериментальных результатов полученных в простых схемах на случай сложных схем.

4.2. Моделирование одиночных сбоев

4.2.1 Моделирование импульса ионизационного импульса тока, вызванного прохождением ТЗЧ

Импульс тока, соответствующий инжектированному в схему заряду, состоит из двух основных частей: всплеска с характерным временем нарастания порядка десятков или сотен пикосекунд и несколько более продолжительного спада. Быстрый всплеск связан со сбором заряда за счет дрейфа носителей и эффекта «воронки», спад определяется в основном диффузией носителей заряда из подложки [66]. Для КНИ схем характерен более быстрый импульс, так как в них отсутствует диффузия заряда из подложки, и чувствительный объем ограничен скрытым оксидом.

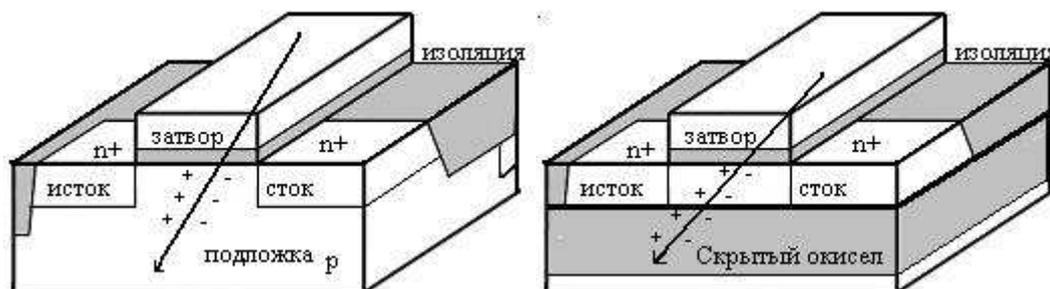


Рис. 4.2. Сравнение чувствительного объема КНИ и объемной технологии.

Импульс ионизационного тока от тяжелой заряженной частицы моделируется генератором тока с заданной формой

$$I_{\text{ioniz}}(t, Q_0) = \frac{Q_0}{\tau_F - \tau_R} (\exp(-t/\tau_R) - \exp(-t/\tau_F)), \quad (4.1)$$

где Q_0 - полный заряд, собираемый от одной частицы, τ_F - время спада тока, связанное со временем диффузионного собирания заряда ($\sim 0.1..0.4$ нс), τ_R - время нарастания тока, связанное со временем дрейфа носителей через ОПЗ p - n перехода ($\sim 10..50$ пс) (см. рис. 4.3).

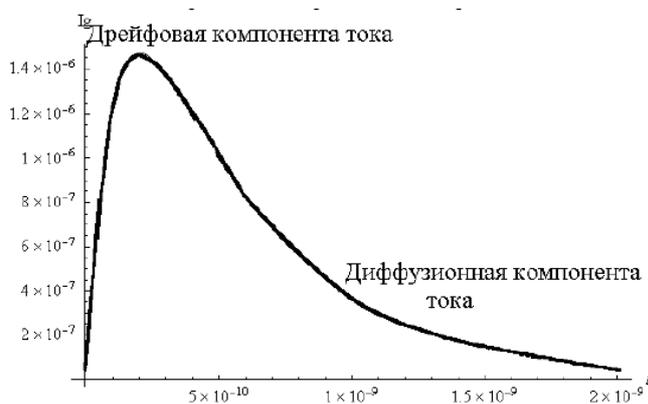


Рис.4.3. Характерный импульс тока индуцированного попаданием одиночной частицы

Моделирование проводится при фиксированных временных параметрах и представляет собой набор расчетов переходных процессов при разных значениях собранного заряда Q_0 с заданным шагом (как правило, 1 фКл).

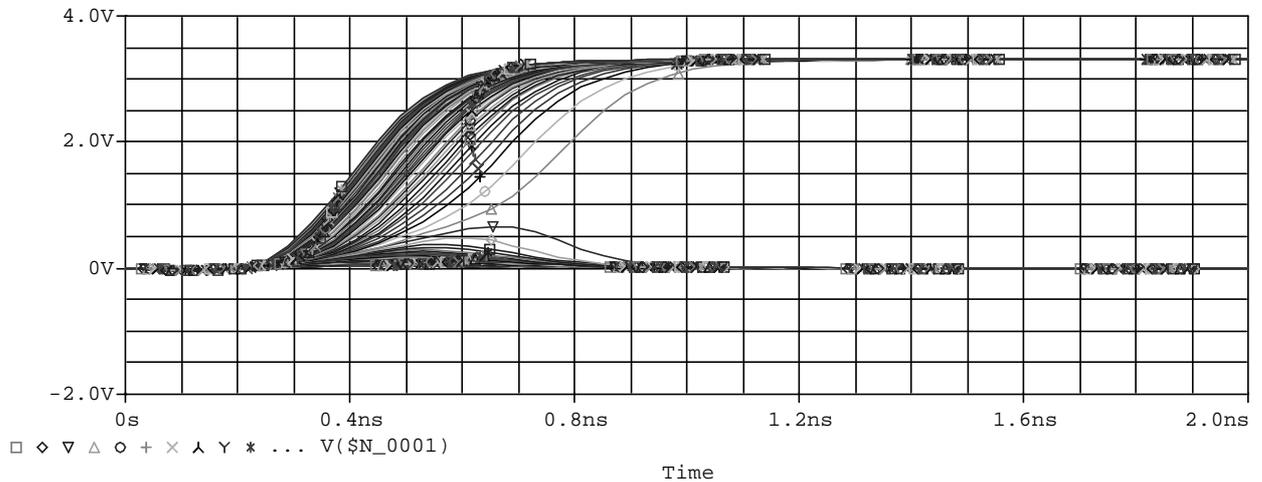


Рис.4.4. Иллюстрация метода определения критического заряда с помощью переходного схемотехнического анализа

Рассчитанное значение собранного заряда Q_0 , при котором происходит переключение ячейки, считается критическим зарядом Q_C (см. рис. 4.4).

4.2.2. Физика переключения в ячейке статической памяти

Наиболее хорошо изученным объектом исследования одиночных сбоев является стандартная 6-транзисторная ячейка статической памяти [67]. В ячейке памяти, показанной на рис. 4.5, уязвимыми к попаданию одиночной частицы являются стоковые $p-n$ переходы закрытых транзисторов.

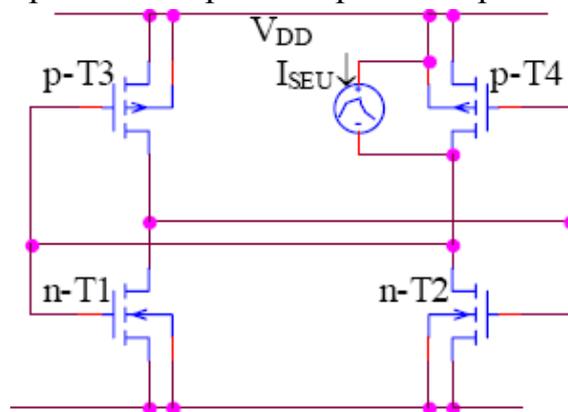


Рис. 4.5. Ячейка памяти с показанным моделирующим источником тока

Пусть исходно в ячейке транзисторы T1 и T4 закрыты (их стоковые переходы являются уязвимыми), а транзисторы T2 и T3 – открыты. Ток I_{SEU} , вызванный

попаданием иона, моделируется идеальным источником тока, подключенным параллельно пораженному транзистору. Всплеск тока, индуцированный попаданием частицы, вызывает в ячейке памяти два конкурирующих процесса: рассасывание избыточного заряда и срабатывание положительной обратной связи. Рассмотрим случай попадания заряда в закрытый p -канальный МОПТ. Эквивалентная схема, описывающая процесс рассасывания избыточного заряда, представлена на рис. 4.6.

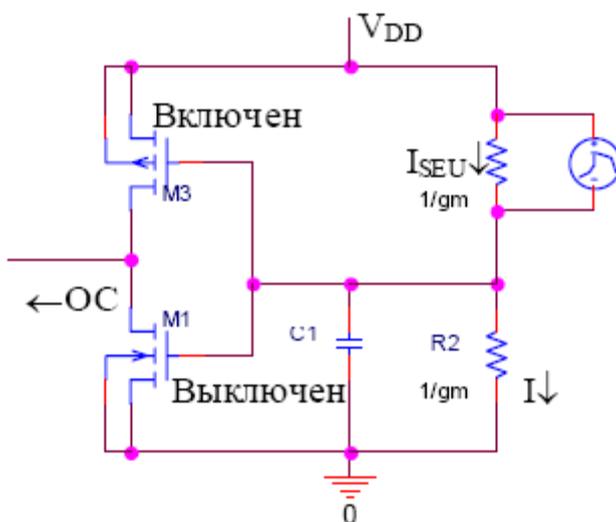


Рис. 4.6. Эквивалентная схема рассасывания избыточного заряда

Правый инвертор представлен как два резистора с сопротивлениями, пропорциональными обратной крутизне соответствующих транзисторов, C_1 – эквивалентная емкость соответствующего узла схемы. Ток, индуцированный заряженной частицей, рассасывается через RC -контур, соответственно, константа времени рассасывания заряда τ_{REC} равна:

$$\tau_{RECb} = C_b \cdot R_n = \frac{C_b}{g_m} = \frac{C_b}{\beta_{nb}(V_{DD} - V_{Tnb})}$$

$$\tau_{RECb} = \frac{C_b V_{DD}}{I_{nb,sat}} = \frac{2 C_b V_{DD}}{\beta_{nb}(V_{DD} - V_{Tnb})^2} \quad (4.2)$$

Заряд, вызванный попаданием частицы в уязвимый p - n переход транзистора (рассматриваем попадание в транзистор Т4), проходит по линии обратной связи на затворы транзисторов левого инвертора.

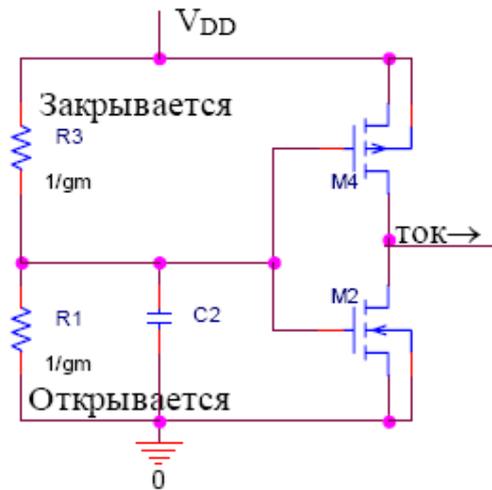


Рис. 4.7. Эквивалентная схема срабатывания обратной связи

В результате напряжение на затворах растет, что может привести к отпиранию закрытого транзистора T1 и переключению в схеме. Эквивалентная схема, описывающая процесс срабатывания положительной обратной связи, представлена на рис. 4.7. Заряд, индуцированный частицей, попадает на затвор закрытого *n*-МОПТ, что повышает напряжение на нем и вызывает открывание. Заряд с затворов правого инвертора уходит в землю через RC-контур, образованный открывающимся транзистором и емкостью C_a . Константа времени срабатывания обратной связи τ_{FB} равна:

$$\tau_{FB} = C_a \cdot R_1(t) = \frac{C_a}{g_m[V_{GS}(t)]} \quad (4.3)$$

Процессы рассасывания избыточного заряда и срабатывания обратной связи являются конкурирующими. Рассасывание предотвращает переключение, срабатывание положительной обратной связи (ОС) способствует ему. Соотношение скоростей (или временных констант) этих процессов и будет определять вероятность переключения в схеме. Соответственно, одной из важных задач проектирования является уменьшение скорости срабатывания ОС. При этом стойкость и быстродействие ячейки памяти, как правило, улучшаются противоположными факторами, что предполагает выбор оптимального компромиссного технологического или схемотехнического решения. Заметим также, что в симметричной ячейке соотношение констант времени зависит, в основном, от дисбаланса параметров элементов (например, пороговых напряжений транзисторов). Как правило, этот дисбаланс возрастает при дозовой деградации, что может весьма существенно повлиять на помехозащищенность схемы по отношению к ОРЭ.

4.2.3. Зависимость критического заряда ячейки статической памяти от ее

схемотехнических параметров

Расчеты зависимостей критического заряда сбоя от схемотехнических параметров ячейки проведены для случая 6-транзисторной ячейки статической КМОП памяти [68]. Помехоустойчивость ячейки памяти пропорциональна энергии, необходимой для перезаписи значения в ячейке, то есть энергии переключения инвертора в ячейке, и является сложной функцией значений параметров (напряжения питания, емкостей узлов, крутизна транзисторов и т.п.).

Результаты схемотехнического моделирования можно кратко охарактеризовать следующими тезисами:

- критический заряд определяется максимальными значениями тока, величиной емкостей и напряжением питания;
- критический заряд зависит от ряда факторов, определяющих максимальный ток (пороги, крутизна, температура, напряжение питания);
- критический заряд практически не зависит от подпороговых токов, эффектов короткого и узкого канала и др. эффектов второго порядка);
- на критический заряд влияет все, что влияет на токи, крутизну и емкости (например, соотношение W/L , удельная емкость подзатворного диэлектрика, поверхностная подвижность носителей заряда, температура и т.п.).

Ниже представлены результаты расчетов, качественно характеризующих влияние ширины канала (рис. 4.8); температуры (рис. 4.9), а также ширины и площади каналов при фиксированном W/L (рис. 4.10) на величину критического заряда.

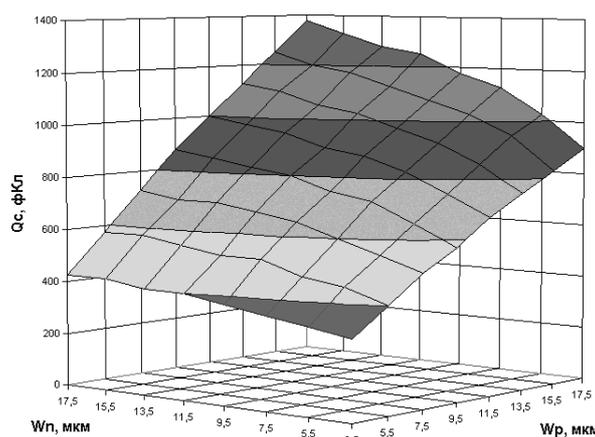


Рис.4.8. Зависимость критического заряда от ширины каналов при попадании в закрытый n -канальный транзистор (при равных фиксированных длинах)

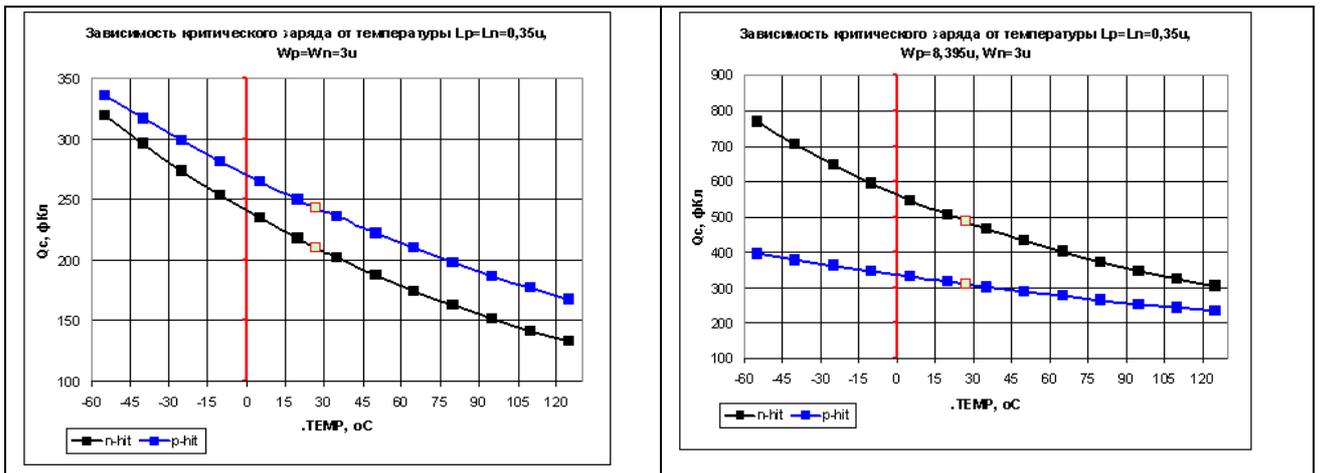


Рис.4.9. Зависимости критического заряда от температуры

Известно, что подвижность носителей, а, следовательно, и крутизна уменьшается с ростом температуры, что приводит к уменьшению помехоустойчивости.

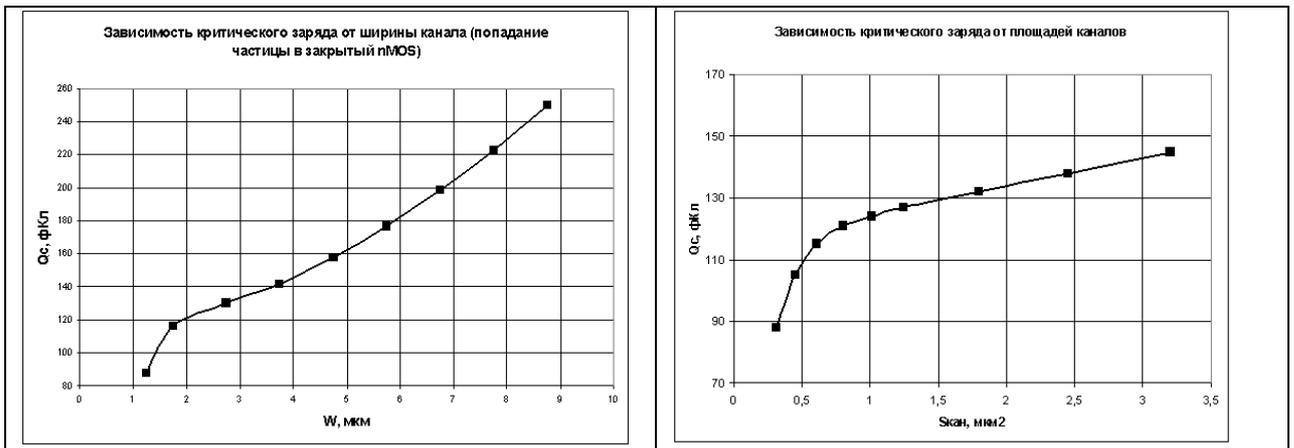


Рис.4.10. Зависимости критического заряда от ширины и площади каналов при фиксированном W/L

Если увеличивать ширину и длину канала, не меняя их отношение (W/L), то это приведет к увеличению емкости узлов без изменения токов. Соответственно, критический заряд также должен расти с увеличением площади затвора.

На рис. 4.11 показаны расчетные зависимости критического заряда от напряжения питания для случаев попадания в n -МОПТ и p -МОПТ для ячейки памяти, выполненной по 0.5 мкм объемной технологии.

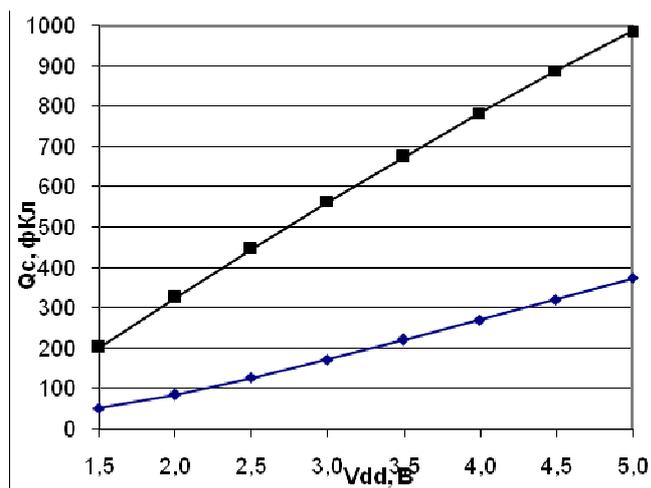


Рис. 4.11. Зависимости критического заряда ячейки памяти как функция напряжения питания при попадании в стоки n-MOПT и p-MOПT

Как видно из рис. 4.11, помехоустойчивость бистабильной ячейки увеличивается с ростом напряжения питания. Результаты расчетов можно выразить эмпирической формулой:

$$Q_c(V_{DD}) \cong \text{const}(V_{DD} - V_a)^n, \quad (4.4)$$

где безразмерный показатель n лежит, как правило, между 1 и 2. Параметр, при котором критический заряд обращается в ноль, приблизительно соответствует значению порогового напряжения транзисторов. Таким образом, повышение напряжения питания ведет к повышению энергии переключения схемы и увеличению критического заряда. Необходимо подчеркнуть, что величины критического заряда при попадании в n - и p -канальный транзистор ячейки могут сильно различаться, так как баланс механизмов рассасывания избыточного заряда и срабатывания обратной связи во многом определяется соотношением значений крутизны соответствующих транзисторов. На практике при сильном различии критических зарядов при попадании в обратносмещенные стоки переходов n - и p -канальных транзисторов, интенсивность сбоев практически полностью определяется чувствительным объемом, имеющим меньший критический заряд.

Из рис. 4.11 видно, что для случая попадания в n -MOПT (нижняя кривая) критический заряд меньше почти в три раза, что объясняется трехкратной разницей по крутизне транзисторов, через которые идет рассасывание заряда. Увеличение крутизны всех транзисторов в схеме также приводит к увеличению критического заряда, но одновременно растет и сечение насыщения сбоев, что негативно сказывается на интенсивности сбоев в реальных условиях. Таким образом, можно сформулировать задачу оптимизации критического заряда при

попадании в разные уязвимые узлы схемы при сохранении площади и сечения насыщения сбоев.

Так как соотношение критических зарядов при попадании в разные узлы схемы пропорционально соотношению крутизны транзисторов, через которые идет рассасывание заряда. Повышение крутизны транзистора приводит к увеличению Q_c . Условие сохранения сечения насыщения сбоев (или суммарной ширины всех транзисторов в схеме) приводит к тому, что критический заряд в противоположном случае пропорционально снизится, а оптимальным будет случай, когда крутизны всех четырех транзисторов в ячейке памяти будут одинаковы, что и подтверждает показанное на рис. 4.12 моделирование.

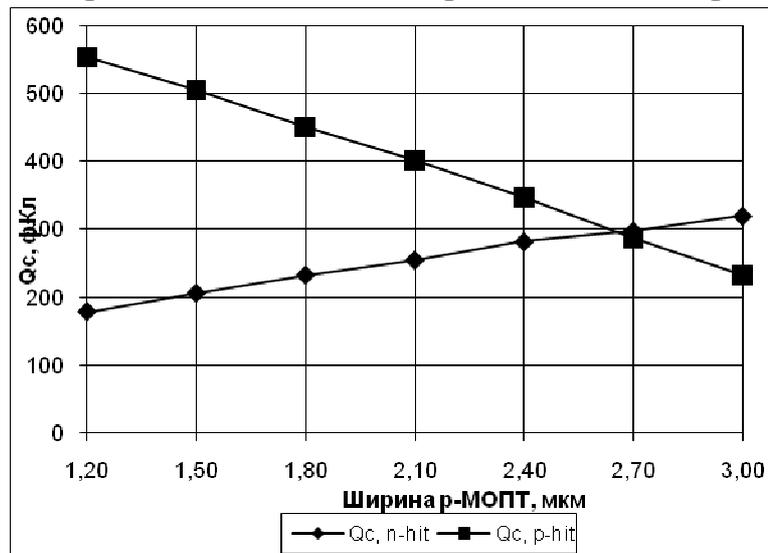


Рис. 4.12. Зависимости критического заряда при попадании в различные транзисторы, от ширины транзисторов в ячейке памяти (суммарная ширина двух транзисторов составляет 3.9 мкм)

Расчетная зависимость критического заряда от подвижности носителей в канале представлена на рис. 4.13.

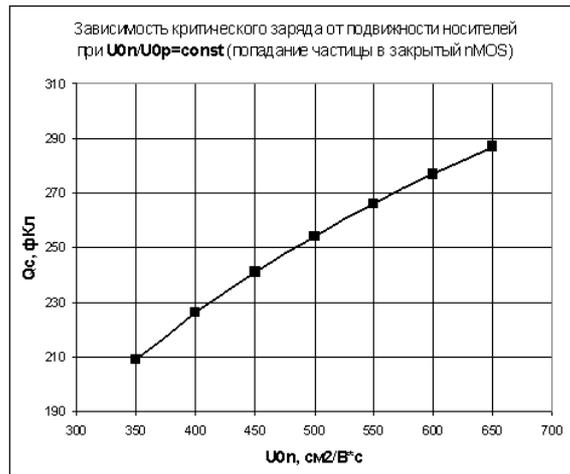


Рис.4.13. Влияние поверхностной подвижности носителей заряда

При увеличении поверхностной подвижности носителей заряда растет удельная крутизна транзисторов и, соответственно, растет критический заряд.

Влияние подпорогового размаха тока на критический заряд показано на рис. 4.14.

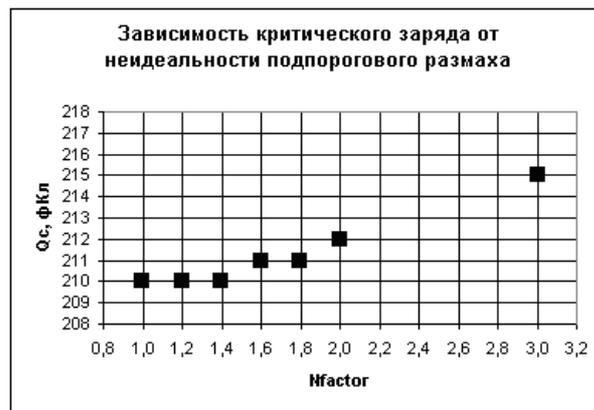


Рис. 4.14. Критический заряд как функция логарифмического подпорогового наклона n-канальных МОПТ, характеризуемого SPICE параметром NFACTOR

Как можно видеть, зависимость Q_c от параметров подпорогового тока МОПТ практически отсутствует.

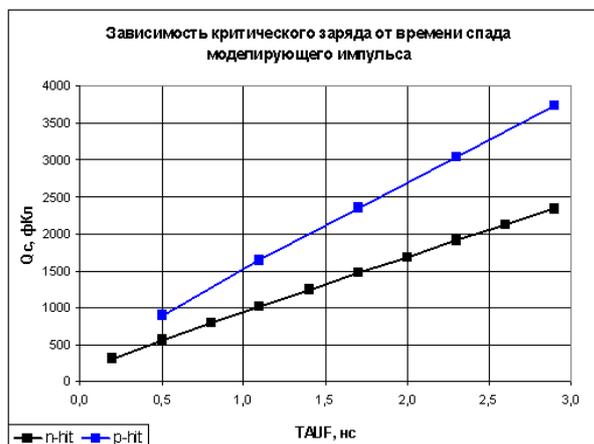


Рис. 4.15. Зависимости критического заряда от времени спада временной константы ионизационного тока при попадании в стоки закрытых n - и p -канальных МОПТ

Как видно из расчета на рис. 4.15, зависимость критического заряда от продолжительности импульса тока довольно сильная, хотя для случая воздействия отдельных частиц нет основания считать временные константы импульса сильно изменяющимися величинами.

4.2.4. Зависимость критического заряда ячейки статической памяти от дозы предварительного облучения

Влияние технологических параметров на сбоеустойчивость схемы необходимо рассматривать в случае изучения влияния внешних факторов. К числу наиболее распространенных факторов относятся температура и полная накопленная доза ионизирующего излучения. При этом основными механизмами, определяющими изменение сбоеустойчивости, являются изменение порогового напряжения транзисторов и падение подвижности, обычно негативно влияющие на сбоеустойчивость. При воздействии повышенной температуры подвижность носителей заряда также падает, что приводит к пропорциональному уменьшению критического заряда схемы.

Радиационно-ориентированная оптимизация параметров может привести к ухудшению функциональных характеристик схемы или потребовать изменения схемотехники, однако практически всегда можно найти разумный компромисс между стойкостью и функциональностью. Таким образом, использованный схемотехнический подход может быть использован при проектировании СБИС для оптимизации параметров радиационной стойкости.

4.3. Паразитный биполярный эффект в КНИ КМОП ИМС

Паразитный биполярный эффект является одним из главных механизмов усиления чувствительности ячеек памяти коммерческих КНИ технологий, в которых применяются частично обедненные транзисторы с «плавающим» (т.е. изолированным) телом. Отсутствие заземления позволяет экономить от 20 до 50 процентов площади на кристалле, но приводит к заметному снижению сбоеустойчивости из-за влияния неконтролируемого потенциала «плавающего» тела транзистора. Эксперименты [69, 70, 71] показывают, что статическая память, выполненная на КНИ транзисторах с «плавающим» телом, имеет очень малое пороговое ЛПЭ сбоев вне зависимости от проектных норм.

4.3.1. Физическое моделирование паразитного биполярного эффекта

В этом разделе представлена физическая модель биполярного эффекта в КНИ транзисторах с обедненным телом [65]. При попадании тяжелой заряженной частицы в «плавающее» тело транзистора образуются электронно-дырочные пары, которые разделяются в сильном электрическом поле стокового $p-n$ перехода. При этом в теле транзистора могут скапливаться основные носители заряда, что приводит к повышению потенциала тела, открыванию истокового $p-n$ перехода и включению паразитной биполярной структуры. Усиление паразитной биполярной структуры определяется многими факторами, основными среди которых являются ширина базы паразитного биполярного транзистора (она же длина канала МОПТ), эффективность эмиттера, диффузионная длина и некоторые другие параметры [72].

Существуют два основных варианта моделирования паразитного биполярного эффекта: первый – интеграция модели паразитного транзистора непосредственно в САПР схемотехнического моделирования, второй – двухступенчатая модель, в которой сначала моделируется взаимодействие транзисторной структуры с ТЗЧ, в результате чего вычисляются параметры эквивалентного источника тока, который и используется в схемотехническом моделировании. Первый подход удобнее в части универсальности и простоты интеграции в схемотехнический САПР, второй дает более широкие возможности для физико-математического моделирования взаимодействия ТЗЧ с пораженным транзистором.

Для моделирования биполярного эффекта была выбрана простая модель, основанная на балансе токов в теле пораженного транзистора. Преимущество данного метода над распространенным трехмерным моделированием [73] состоит в простоте и малой ресурсоемкости при приемлемой точности результатов моделирования.

Основные допущения, принятые в модели, позволяют значительно упростить расчеты без значительной потери точности:

1) Потенциал стока транзистора считается постоянным, что, строго говоря, неверно. Однако во время быстрого переходного процесса изменение потенциала коллектора не успевает вызвать значительных изменений в поведении биполярной структуры;

2) Эффективность эмиттера принята равной единице, так как условия рекомбинации у каналов неизвестны. При необходимости модель может быть дополнена параметрами, связанными с приповерхностной рекомбинацией;

Полная емкость тела транзистора складывается из емкостей верхнего и нижнего затворов и емкостей $p-n$ переходов. Емкости $p-n$ переходов подсчитыва-

лись через толщины соответствующих ОПЗ при помощи рассчитанных в TCAD профилей распределения примеси в транзисторах 0.5 мкм КНИ технологии.

Потенциал в теле транзистора рассчитывается как численное решение дифференциального уравнения:

$$C_{body} \frac{dV_B}{dt} = I_{gen}(t) - \frac{V_B(t)}{R_{bt}} - I_B(V_B). \quad (4.5)$$

Здесь $I_{gen}(t)$ - импульс тока от частицы, второе слагаемое в правой части уравнения описывает ток через резистор заземления, $I_B(V_B)$ – ток базы паразитного биполярного транзистора. Ток стока паразитного биполярного транзистора рассчитывается по формуле:

$$I_{bip}(t) = \alpha_T I_S \left(\exp\left(\frac{V_B(t)}{\phi_T}\right) - 1 \right), \quad (4.6)$$

I_S - ток насыщения, α_T - коэффициент переноса для биполярной структуры, оценивается через пуассоновскую вероятность диффузии из истока в сток без рекомбинации:

$$\alpha_T = \exp\left(-\frac{t_D}{t_T}\right) \cong \exp\left(-\frac{L_C^2}{2D_n t_T}\right) = \exp\left(-\frac{L_C^2}{2L_D^2}\right). \quad (4.7)$$

Диффузионная длина рассчитывается через время жизни и коэффициент диффузии.

При расчете переходного процесса вычисляется интеграл от коллекторного тока паразитного БТ $\int I_{bip}(t)dt$ и рассчитывается эффективная величина усиления импульса:

$$BAF = \frac{\int I_{bip}(t)dt + \int I_{gen}(t)dt}{\int I_{gen}(t)dt} \quad (4.8)$$

Расчеты показывают [65], что отношение полного собранного заряда Q_{tot} от «затравочного» Q_{tot} (т.е. высвобожденного в результате первичной ионизации) сильно зависит от величины сопротивления заземления R_{BT} (см. рис. 4.16).

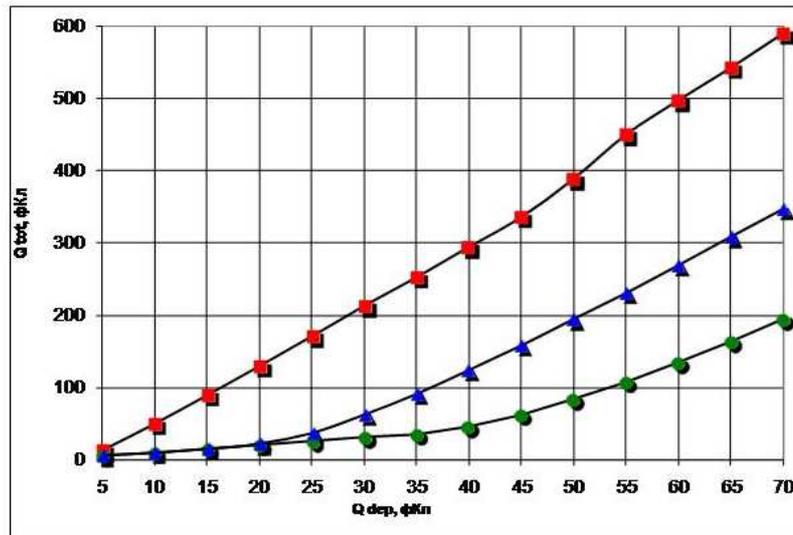


Рис.4.16. Расчетные зависимости полного собранного заряда как функция (■) без заземления; (▲) $R_{BT} = 10 \text{ k}\Omega$, (●) $R_{BT} = 5 \text{ k}\Omega$

Как видно из результатов расчетов на рис.4.16, уменьшение сопротивления заземления существенно подавляет эффект биполярного умножения первично-высвобожденного ионизационного заряда.

4.3.2. Схмотехническое моделирование паразитного биполярного эффекта

Схмотехнический метод моделирования основан на эквивалентной схеме, представленной на рис. 4.17.

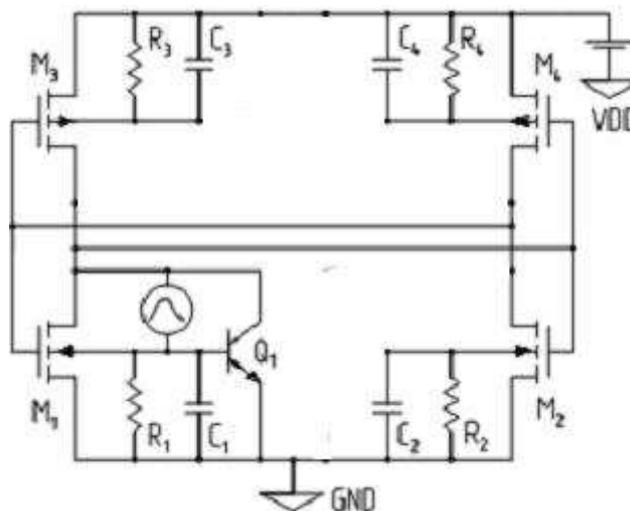


Рис. 4.17. Эквивалентная схема моделирования попадания ТЗЧ в ячейку КНИ памяти

Результаты схмотехнического моделирования, представленные на рис. 4.18, ясно показывают, что критический заряд (т.е. помехоустойчивость) ячейки памяти является растущей функцией сопротивления заземления и убывающей функцией коэффициента усиления паразитной биполярной структуры.

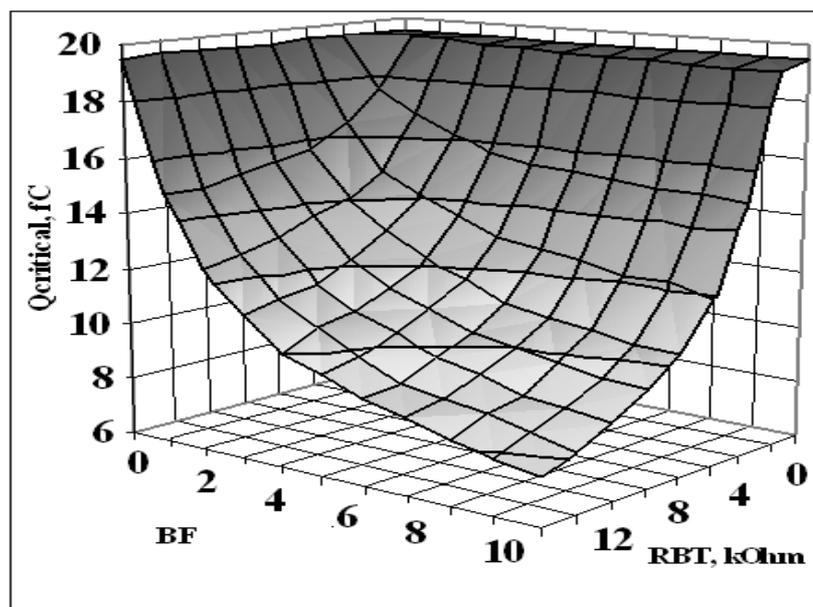


Рис. 4.18. Двумерная зависимость критического заряда ячейки КНИ памяти от коэффициента усиления паразитного биполярного транзистора и от сопротивления заземления тела транзистора

Таким образом, был сделан вывод, что важнейшим параметром является величина сопротивления контакта заземления между телом и истоком. Величина сопротивления заземления зависит от расстояния до контакта, что влечет за собой необходимость создавать большое количество контактов к телу или сокращать ширину транзистора.

Параметры паразитного биполярного транзистора зависят от топологии и физической структуры ячейки памяти, в частности, от длины канала пораженного транзистора (которая является шириной базы паразитного БТ), времени жизни носителей заряда и некоторых других факторов.

Один из основных параметров биполярного транзистора – ширина базы, соответствующая длине канала основного МОПТ. Усиление БТ обратно пропорционально квадрату ширины базы, то есть быстро растет при уменьшении проектных норм, что делает борьбу с биполярным эффектом особенно актуальной для глубоко субмикронных и наноразмерных схем.

4.3.3. Биполярный эффект и сбоеустойчивость ячейки памяти

Влияние паразитного биполярного эффекта приводит к увеличению радиационно-индуцированного заряда и, как следствие, снижению минимального радиационно-индуцированного заряда, приводящего к сбою. Основные методы борьбы с биполярным эффектом сводятся к улучшению контроля потенциала тела транзистора и уменьшения сопротивления заземления («исток-тело»). Эти методы позволяют минимизировать негативное влияние биполярного эффекта

на пороговое значение ЛПЭ сбоев и увеличить, таким образом, сбоеустойчивость защищаемых приборов.

Например, результаты экспериментов [71] показывают, что пороговое ЛПЭ сбоев в КНИ схемах, выполненных на транзисторах с плавающим телом, находится в пределах $1...2 \text{ МэВ}/(\text{мг}/\text{см}^2)$, в то время как для тех же транзисторов с заземленным телом пороговое ЛПЭ повышается в несколько раз (см. рис. 4.18).

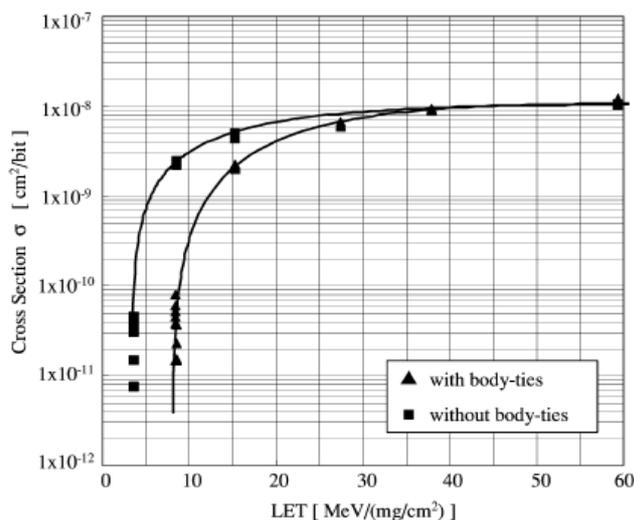


Рис. 4.19. Экспериментальные результаты, полученные в работе [707] для памяти на транзисторах с «плавающим» телом и с контактами к телу

Аналогичные экспериментальные данные были получены для отечественных КНИ схем, выполненных по 0.5 мкм с частично-обедненным телом (см. табл. 4.1). Тестовые образцы были облучены на калифорниевом источнике [69] в НИИП (Лыткарино). При облучении процессорные модули с микропроцессорами и элементами диагностической аппаратуры размещались в вакуумной камере установки на расстоянии 20 мм от изотопного источника с радионуклидом ^{252}Cf .

Диагностика состояния кэш-памяти и регистров микропроцессоров осуществлялась в составе процессорных модулей БТ83-201 (рис. 4.20) и с помощью специализированного программного обеспечения разработки НИИСИ РАН.



Рис. 4.20. Макет вычислительного модуля для испытаний на спецвоздействия

Табл. 4.1. Экспериментальные параметры чувствительности для объемной и КНИ 0.5 мкм технологии

	Объемная техно- логия	КНИ с плаваю- щим телом	КНИ с заземлен- ным телом
Сечение насыще- ния 10^{-7} см ² /бит	14	1	1
Критическое ЛПЭ МэВ см ² /мг	6	2	8

Другим технологическим способом подавления паразитного биполярного эффекта является переход к транзисторам с полностью обедненным телом. При уменьшении толщины тела ниже 0.3 мкм оно становится полностью обедненным. В такой структуре нет области, не управляемой полем затвора, а значит, нет и накопления заряда, приводящего к включению паразитного транзистора. Таким образом, в полностью обедненных транзисторах биполярный эффект оказывается существенно подавленным, хотя и не исчезает полностью.

В табл. 4.2 показано результаты экспериментального сравнения порогового ЛПЭ и сечения насыщения сбоев для ячеек объемной и КНИ технологий.

Табл. 4.2. Экспериментальное сравнение параметров чувствительности для объемной и КНИ 0.5 мкм статической памяти

	Сечение насыщения, см ²	Пороговое ЛПЭ, МэВ/(мг/см ²)
0.5 мкм объемная	$1.7 \cdot 10^{-2}$	7.7
0.5 мкм КНИ	$1.7 \cdot 10^{-3}$	>1.5

Видно, что сечение насыщения КНИ памяти, как и предполагалось, на порядок меньше, хотя для КНИ ячеек не удалось выявить четкого порогового ЛПЭ, так как сбои обнаруживались даже при минимально возможных для калифорнийского источника ионизирующих частиц. Отметим также, что исследованный вариант КНИ памяти был спроектирован на основе транзисторов с «плавающим» телом. Таким образом, аномально низкое значение порогового ЛПЭ вызвано действием паразитного биполярного эффекта.

4.3.4. Экспериментальное исследование биполярного эффекта в КНИ

Экспериментальное исследование образцов КНИ МОП транзисторов в биполярном режиме позволяет определить основные параметры структур, имею-

щихся в используемой технологии, и получить ценные данные для моделирования биполярного эффекта и его воздействия на ИМС [74].

Для всех транзисторов были измерены зависимости токов базы и коллектора от напряжения на базе при различных напряжениях на коллекторе (см. рис. 4.21). При этом затвор заземлялся или на него подавалось отрицательное напряжение, чтобы надежно запереть МОП транзистор.

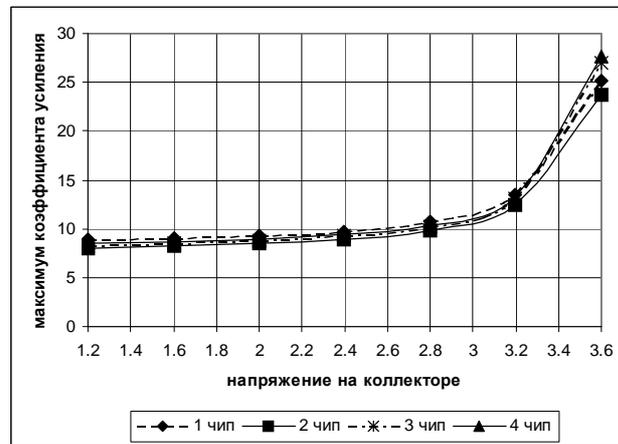


Рис. 4.21. Максимум коэффициента усиления структур NH1 как функция напряжения на коллекторе (стоке) при нулевом напряжении на затворе

На рис. 4.22 показаны результаты моделирования моделирование паразитно-го биполярного транзистора в КНИ МОП структурах с помощью стандартной модели Гуммеля-Пуна [75].

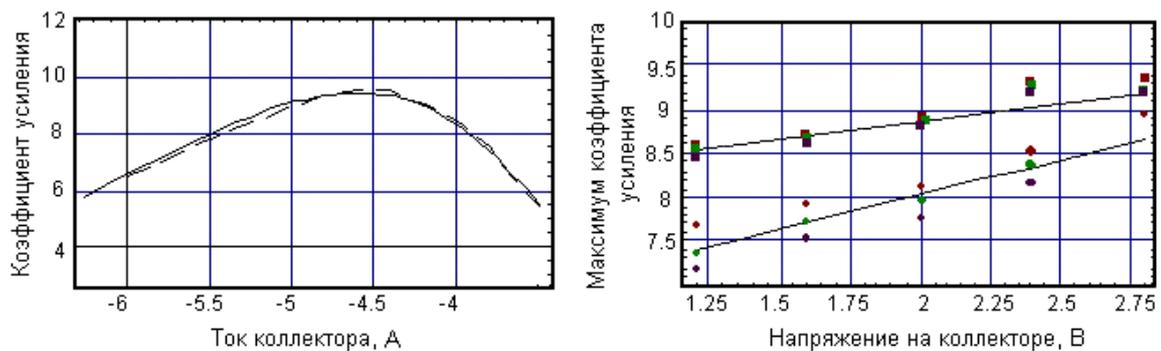


Рис. 4.22(а). Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей коэффициента усиления от тока коллектора (стока)

Рис. 4.22(б). Зависимости коэффициента усиления от напряжения на коллекторе при нулевом и запирающем смещении на затворе

Результаты расчета хорошо согласуется с экспериментальными кривыми.

4.4. Методы повышения сбоеустойчивости статической памяти

Исследования показывают, что основным источником одиночных сбоев в современных СБИС являются массивы памяти, такие как кэш-память микропроцессоров. Кроме того, на основе памяти проектируются такие критичные узлы СБИС, как, например, регистровый файл, сбой в котором может полностью остановить работу ИМС. В связи с этим одной из основных задач обеспечения стойкости микроэлектронных приборов к воздействию одиночных заряженных частиц является защита памяти.

4.4.1. Повышение сбоеустойчивости стандартной ячейки памяти

Причиной аномально низкого порогового ЛПЭ для сбоев КНИ памяти на транзисторах с «плавающим» телом является паразитный биполярный эффект. В пунктах 4.2.3-4 были приведены зависимости критического заряда сбоя от основных схмотехнических и технологических параметров стандартной ячейки памяти. Основным параметром, который может изменять разработчик, является ширина транзисторов. Существенная асимметрия крутизны n - и p -канальных транзисторов в широко распространенных ячейках памяти служит для ускорения работы схемы, но приводит к сильному уменьшению критического заряда сбоя при попадании в n -МОПТ. Таким образом, варьируя соотношения значений крутизны транзисторов, разработчик может добиться некоторого (до 40-50%) увеличения критического заряда при сохранении сечения насыщения сбоев и площади ячейки, хотя это достигается за счет некоторого уменьшения быстродействия.

Другим методом увеличения помехоустойчивости ячейки является введение дополнительной RC-цепочки на линиях обратной связи. Применение RC-цепей увеличивает время срабатывания обратной связи в ячейке и, работая подобно фильтру высоких частот, позволяет уменьшить чувствительность ячейки к быстрым радиационно-индуцированным импульсам тока без значительного ухудшения времени доступа к памяти. Кроме того, были разработаны три варианта ячеек памяти, в которых дополнительно были введены ячейки. Введение RC-цепочек понижает быстродействие ячейки, но мало влияет на полное время записи/чтения памяти, так как собственно срабатывание ячейки занимает не более 10% общего времени доступа к памяти. Применение RC-цепей в линиях обратной связи позволило увеличить значения порогового ЛПЭ с ~ 10 МэВ/(мг/см²) до уровней 15...17 МэВ/(мг/см²), хотя это увеличение было достигнуто за счет удвоения площади, занимаемой ячейкой на кристалле, что является проблемой при проектировании СБИС типа микропроцессоров с большим объемом кэш-памяти, занимающим значительную часть кристалла.

4.4.2. Учет особенностей технологии на этапе проектирования

Таким образом, на этапе проектирования памяти на основе КНИ необходимо принять конструктивные меры по повышению сбоеустойчивости, главной из которых является применение транзисторов с заземленным телом и обеспечение достаточного количества контактов для надежного заземления. Кроме того, необходимо учитывать конструктивные особенности имеющейся технологии, такие как наличие только трех слоев металлизации, что несколько ограничивает возможности разводки сложных схем с большим количеством перекрестных связей.

4.5. Перспективы развития наноразмерных радиационно-стойких КНИ КМОП технологий

Постоянное развитие микроэлектронной техники приводит к быстрому уменьшению проектных норм современных ИМС до сотен и даже десятков нанометров, значительно изменяя структуру элементов ИМС, физику приборов и характер радиационных эффектов. При переходе к наноразмерам перед разработчиками радиационно-стойких микроэлектронных приборов встают новые проблемы, ранее не оказывавшие серьезного влияния на функционирование приборов, а значимость многих давно известных проблем снижается. С уменьшением проектных норм с десятков микрон в 70-х годах до десятков нанометров в современных ИМС изменяются все основные технологические параметры, что приводит к изменению характера влияния ионизирующего излучения на функционирование приборов. Например, роль ОРЭ была мала из-за больших емкостей, напряжений питания и энергий переключения запоминающих элементов. Уменьшение проектных норм сопровождается постоянным уменьшением энергии переключения базовых элементов, что приводит к возможности возникновения сбоя от низкоэнергетических частиц и общему увеличению интенсивности одиночных сбоев.

При уменьшении проектных норм до субмикронных и наноразмерных возникает проблема множественных сбоев от одиночных частиц. Диаметр ионизированного трека составляет примерно 1 мкм, что соизмеримо с размерами транзисторов 250...180 нм технологии. При большом угле попадания частицы она может пересекать сразу несколько чувствительных транзисторов, а в объемной технологии также возможна диффузия радиационно-индуцированных носителей заряда из подложки сразу в несколько элементов.

При множественных сбоях возможно поражение двух соседних элементов ИМС, либо поражение сразу двух чувствительных объемов одного элемента. Второе особенно актуально, так как многие схемы, защищенные от одиночных сбоев, являются неустойчивыми к двойным попаданиям. Так, например, ячейка памяти DICE не подвержена действию тяжелых ионов с ЛПЭ до 200

МэВ/(мг/см²) [76], будучи выполнена по проектным нормам 0.35 мкм, но демонстрирует существенное количество сбоев при проектных нормах 0.13 мкм. Появление новых проблем при уменьшении размеров элементов ИМС приводит к необходимости мер по уменьшению влияния множественных сбоев на работу приборов и компенсации снижения критического заряда.

Одной из таких мер является переход к полностью обедненным КНИ транзисторам. При уменьшении проектных норм КНИ технологии чувствительный объем ячейки уменьшается пропорционально кубу линейных размеров, что приводит к соответствующему уменьшению заряда, необходимого для того, чтобы поднять потенциал плавающего тела и открыть паразитный биполярный транзистор. Одновременно увеличивается удельное сопротивление слоев прибора и сильно падает эффективность контактов к телу, что приводит к повышению чувствительности к биполярному эффекту и сильному снижению порогового ЛПЭ сбоев.

В полностью обедненных КНИ технологиях весь объем тела контролируется потенциалом на затворе и биполярный эффект существенно подавлен без применения контактов к телу. Использование полностью обедненных КНИ транзисторов на сверхтонких пленках кремния (до единиц нанометров) позволяет кардинально уменьшить эффективную длину собирания заряда от пролетающей частицы и компенсировать снижение критического заряда из-за уменьшения размеров активных элементов.

ГЛАВА 5. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТИ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ ОТ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ПРОТОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

5. 1. Постановка задачи

Проблема сбоев элементов микроэлектроники, вызванных отдельными частицами космического спектра, становится в последнее время доминирующей проблемой обеспечения надежности космических спутников. С увеличением степени интеграции эффекты деградации, обусловленные полной дозой облучения, как правило, уменьшаются, а уязвимость элементов к одиночным радиационным эффектам (ОРЭ) только возрастает.

Соответственно возрастает значение расчетных методов для надежного предсказания интенсивности ОРЭ. Это особенно важно, поскольку экспериментальное тестирование микросхем на единичные сбои является весьма дорогостоящим мероприятием. В этой главе описывается новый метод расчета интенсивности сбоев для заданного спектра ТЗЧ космических излучений. Как и боль-

шинство существующих расчетных программ, он основан, по сути, на микро-симметрическом подходе, в котором игнорируются сложные схмотехнические процессы переключения, рассмотрение ведется на уровне эффективного критического заряда ячейки памяти и флуктуации энерговыделения и ионизации в пределах её чувствительного объема. При этом процессы переключения носят стохастический характер и зависят от множества случайных факторов. В этих условиях задача прогнозирования сводится к выделению наиболее значимых факторов и математически корректному способу их усреднения. В работе проведено сравнение предложенного подхода с существующими и широко используемыми методами.

Сбои вызывают, главным образом, первичные высокоэнергетические протоны и тяжелые заряженные частицы (ТЗЧ) солнечного и галактического происхождения (O, Si, Fe, Mg и т.д.) с высокими значениями линейной передачи энергии (ЛПЭ) на единицу массовой длины $\Lambda = dE/(pdx)$. Пролетая через чувствительные области микроэлектронных компонентов, эти тяжелые заряженные частицы в результате прямой ионизации создают значительное количество неравновесных носителей заряда и ложных сигналов, приводящих к сбоям ИМС. Актуальным для сбоев является диапазон 1...30 МэВ/мг/см². Для значений ЛПЭ, меньших 1 МэВ/мг/см² мало энерговыделение, для значений ЛПЭ больших 30 МэВ/мг/см² очень мала плотность потока частиц. Наряду с потоками ТЗЧ в космосе существуют значительные потоки протонов, которые сами по себе создают в электронных компонентах незначительную ионизацию (например, протоны с энергией 60 МэВ имеют в кремнии ЛПЭ $\cong 0.008$ МэВ \times см²/мг), чтобы стать причиной сбоев современных ИМС, но сбои от протонов возникают из-за образования вторичных ТЗЧ, которые являются продуктами ядерных взаимодействий (ядра отдачи и продукты ядерных реакций)(см. гл. 6).

Как известно, имеют место обратимые (переключения элементов памяти из одного состояния в другое) и необратимые сбои, типа защелки элементов КМОП памяти за счет тиристорного эффекта. Несмотря на существенную разницу в физических процессах, на используемом уровне описания допустимо использовать концепции критического заряда и чувствительного объема, как для обратимых, так и для необратимых сбоев. Мы будем рассматривать в этой главе случай сбоев, вызванных высокоэнергетическими тяжелыми заряженными частицами (ТЗЧ), которые вызывают сбои за счет прямой ионизации.

Автором была разработана и апробирована программа PRIVET (**P**rogramming **R**ate of **I**rregularities **V**ersus **E**nergy **T**hreshold) [77, 78] для расчета интенсивности сбоев от ТЗЧ космического пространства, имеющая определенные преимущества перед известной программой CREME96 [79] (см. также

<https://creme96.nrl.navy.mil>). Входной информацией для программы являются ЛПЭ спектры для заданных орбит, размеры чувствительных областей и критический заряд, определяемые экспериментально, либо вычисляемые с помощью схемотехнических расчетов. В этой главе описан новый метод расчета скорости одиночных сбоев, предложенный в работах [77-78]

5.2. Основные концепции и физические приближения модели

5.2.1. Основные приближения

Процессы ионизации и сбора заряда очень сложны и поэтому в расчетах приходится использовать целый ряд упрощающих предположений.

1. Предполагается справедливость приближения концепции средней ЛПЭ в чувствительном объеме. Это не вполне справедливо для очень малых длин треков [80]

2. Ионы с одним значением ЛПЭ производят один и тот же эффект. Это является упрощением, поскольку ионы с разными энергиями могут иметь одинаковое ЛПЭ, но разную структуру треков и, соответственно, разную эффективность сбора носителей.

3. Изменение ЛПЭ в чувствительной области пренебрежимо мало. Это почти всегда справедливо для высокоэнергетических космических частиц, но в лабораторных условиях длина пробега частиц невелика и зависимость ЛПЭ от глубины проникновения может быть значительной.

4. Спектр космических частиц предполагается изотропным.

5.2.2. Линейная передача энергии (ЛПЭ)

Энергия, выделяемая частицей на единице длины пробега, называется линейной передачей энергии (ЛПЭ). Обычно имеют дело с ЛПЭ, идущей на ионизацию на единицу массовой длины $\Lambda = dE/(\rho dx)$ с размерностью, часто представляемой в единицах МэВ×см²/мг. Линейная передача энергии ТЗЧ немонотонно зависит от ее энергии [81].

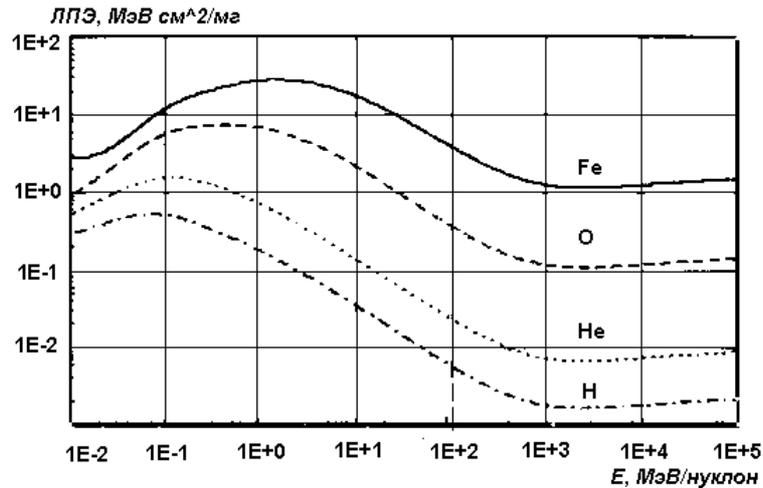


Рис.5.1. Зависимость ЛПЭ в кремнии, как функция энергий различных ТЗЧ, нормированных на один нуклон

Как видно из рис. 5.1, до энергий порядка 0.1...1 МэВ/нуклон ЛПЭ растет, что имеет существенные практические последствия. Для высокоэнергетических космических частиц защита уменьшает их энергию, что приводит к увеличению ЛПЭ, что может увеличить вероятность ОРЭ. Таким образом, дополнительная защита не решает проблем ОРЭ, а напротив, может ее усугубить.

5.2.3. Чувствительный объем

Одним из основных понятий является понятие чувствительного объема (sensitive volume, SV), то есть объема, с которого собирается заряд, высвобождаемый при ионизации носителей в данной ячейке памяти. Величина чувствительного объема Ω определяется, в значительной степени, геометрической площадью обратносмещенных стоков *p-n* переходов ячейки и глубиной, которая несколько больше, чем толщина *p-n* перехода. Чувствительный объем не может быть измерен непосредственно и является скорее удобным способом параметризовать уязвимость прибора к ОРЭ. Конкретные результаты численного расчета интенсивности ОРЭ зависят от произвольного выбора формы чувствительного объема. Первоначально форма этого объема предполагалась в виде тонкой пластины, в настоящее время стандартом стало представление его в форме параллелепипеда (т.н. RPPP приближение). Обычно чувствительный объем имеет порядок $10^{-11} - 10^{-12} \text{ см}^3$.

5.2.4. Критическая энергия и критический заряд

Каждая ячейка обладает некоторым запасом помехоустойчивости ΔV и связанным с ним некоторым критическим зарядом $Q_c = C_{eff} \Delta V$, где C_{eff} – некото-

рая эффективная емкость ячейки. Критический заряд является схемотехнической величиной и определяется геометрическими размерами и электрическими параметрами ячейки памяти (см. гл. 4). Сбой происходит, если заряд, собранный после ионизации в контакты ячейки, превосходит Q_c . Основным приближением дозиметрического подхода является то, что критическому заряду ставится в соответствие критическое значение энерговыделения в чувствительном объеме, в простейшем случае, определяемое формулой

$$E_c = \frac{Q_c}{q} \varepsilon_{ion}, \quad E_c (МэВ) = \varepsilon_{ion} (Q/q) \cong 22.5 Q \text{ пКл}, \quad (5.1)$$

где $\varepsilon_{ion} = 3.6$ эВ – энергия образования электронно-дырочной пары в Si. В этом приближении расчетная формула для количества ионизированного заряда на длине трека s имеет вид

$$\Lambda \left[\frac{МэВ \cdot см^2}{мг} \right] \cong 98 \frac{Q (nC)}{s (мкм)}. \quad (5.2)$$

5.2.5. Вероятность сбоя как стохастическая величина и функция чувствительности

Предполагается, что если энерговыделение при пролете ТЗЧ через чувствительный объем, в простейшем приближении определяемое как $E = \Lambda s$ (s – длина трека в пределах чувствительного объема ячейки), превышает критическое, то сбой имеет место, если нет – отсутствует.

Формально этот факт можно выразить с помощью ступенчатой θ -функции, равной единице при положительном аргументе и нулю – при отрицательном. Вероятность сбоя при попадании ТЗЧ в чувствительный объем в таком приближении определяется ступенчатой функцией

$$p(s, \Lambda) = \theta(\Lambda s - E_c) \quad (5.3)$$

с двумя случайными переменными (ЛПЭ частицы и длина хорды). Здесь критический заряд E_c характеризует ячейки памяти, а ЛПЭ и длина хорды являются стохастическими величинами, флуктуирующими от попадания к попаданию, по которым следует провести усреднение.

Между тем, ОРЭ в ячейках памяти представляют собой сложные процессы, зависящие от многих неконтролируемых деталей схемотехнического и дозиметрического характера даже для фиксированных Λ и s . Даже при заданной длине трека (т.е. при фиксированном угле входа частицы) реальная экспериментальная зависимость сечения от ЛПЭ не образует резкой ступеньки. Причина тому – огромное количество случайных, стохастических факторов, учесть которые в полной мере не представляется возможным. К таковым можно отнести:

- геометрические (одному углу соответствуют разные длины треков из-за краевых эффектов);
- экспериментальные (в реальных испытаниях направления, энергии и ЛПЭ ионов в чувствительных объемах никогда не бывают точно определены);
- приборные (процессы и эффективность сбора носителей зависят от положения трека в микрообъеме, электрического режима, температуры и т.п.);
- схемотехнические (сбои в КМОП ячейке статической памяти представляют собой, по сути, схемный эффект, сильно зависящий помимо прочего от таких схемных параметров, как сопротивление обратной связи между двумя инверторными плечами триггера; ясно, что количество схемных процессов и параметров, подверженных вариациям во время процесса сбоя, не поддается учету);
- физические (при одних и тех же ЛПЭ и длине трека реальное энерговыделение имеет некоторый статистический разброс; этот эффект носит название страгглинг).

Все это делает невозможным учет всех возможных источников стохастичности из первых принципов и вынуждает на каком-то этапе ограничиться эмпирическим описанием. В частности, ступенчатое распределение вероятности сбоя после усреднения по неконтролируемым факторам размывается в более плавную функцию, которую мы будем называть функцией чувствительности ячейки (или отклика)

$$K(s, \Lambda) = \langle \theta(\Lambda s - E_C) \rangle_{av} \quad (5.4)$$

Вычислить эту функцию невозможно, но информацию о ней можно получить из экспериментов, которые проводятся при условиях, соответствующих фиксированным значениям ЛПЭ и длины трека. Вероятности сбоя пропорциональны сечению сбоя, которое определяется экспериментально. Экспериментальные зависимости сечений чаще всего аппроксимируются с помощью распределения Вейбулла [82], либо логнормального распределения [83]. Поэтому функция чувствительности ячейки будет аппроксимироваться распределением Вейбулла

$$K(s, \Lambda) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\Lambda s - E_C}{E_W} \right)^\alpha \right], \quad (5.5)$$

где E_C – значение критического ЛПЭ, α – безразмерная подгоночная константа, E_W – эмпирическая константа, характеризующая ширину расплывания ступеньки с размерностью ЛПЭ со значениями в диапазоне от единиц до сотен МэВ × см²/мг [81].

С помощью приближения (5.5) мы можем в явной форме провести усреднение по длинам треков, пронизывающих чувствительный объем (хордам), и по разным значениям ЛПЭ.

5.2.6. Распределение длин хорд

При изотропном спектре усреднение по всем событиям при заданном ЛПЭ сводится к усреднению по функции распределения (ФР) длин случайных треков l , пронизывающих заданный чувствительный объем (см. рис. 5.2).

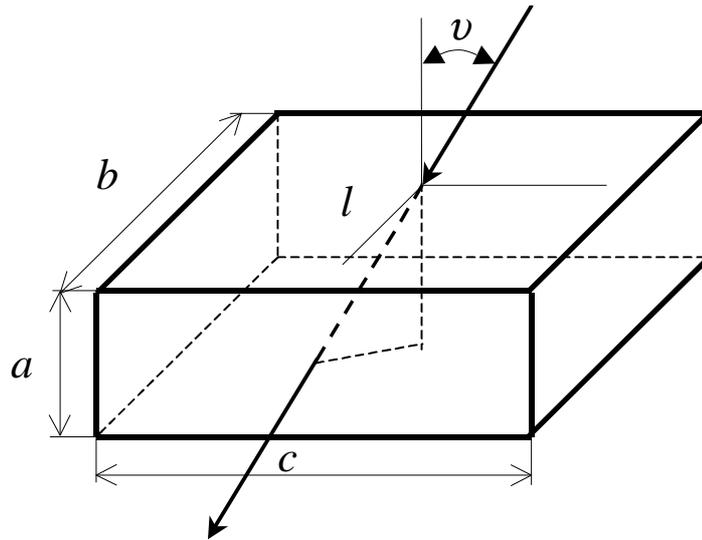


Рис.5.2. Чувствительный объем в форме параллелепипеда со сторонами a , b и c

Различают интегральную функцию распределения $F(l)$, то есть долю всех хорд, имеющих длину, большую, чем l и дифференциальную ФР $f(l)$, связанную с интегральной соотношением

$$f(l) = -\frac{dF(l)}{dl}. \quad (5.6)$$

Функция распределения длин зависит от формы чувствительного объема и имеет, как правило, очень сложный вид. Среднее значение длины хорды для любого выпуклого тела с объемом V и площадью поверхности A , вычисленного по этому распределению, должно совпадать с общим выражением, известным из микродозиметрии [84]

$$\langle l \rangle = \int f(l)l dl = 4 \frac{\Omega}{A}. \quad (5.7)$$

Указанные функции распределения вычисляются из геометрических соображений и имеет простой вид только в простейших геометриях. Например, для шара радиуса R функция распределения длин хорд имеет вид

$$f(l) = \frac{l}{2R^2}; \quad F(l) = 1 - \frac{l^2}{4R^2}, \quad (5.8a)$$

и для бесконечной пластины толщины a

$$f(l) = \frac{2a^2}{l^3}; \quad F(l) = \frac{a^2}{l^2}. \quad (5.86)$$

В общем случае произвольной формы поверхности чувствительного объема задача вычисления ФР становится весьма сложной. В настоящее время принято использовать ФР длин хорд для чувствительного объема, имеющего форму параллелепипеда (rectangular parallelepiped, RPP), хотя это не более чем компромисс между относительной реалистичностью формы и громоздкостью формулы. Для параллелепипеда с размерами $a \times b \times c$ (предполагается, что $a \leq b \leq c$) интегральная ФР имеет вид [85, 86, 87]

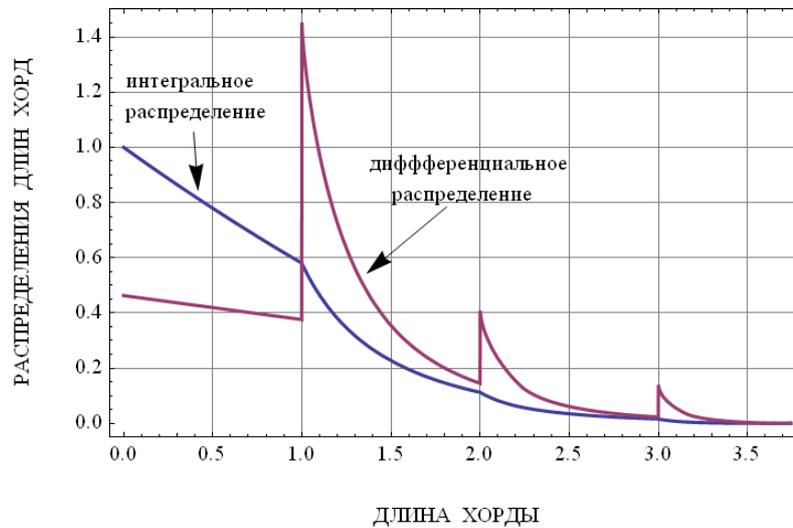


Рис. 5.3. Интегральное и дифференциальное распределения длин хорд, рассчитанные по точной формуле для параллелепипеда со сторонами $a = 1$, $b = 2$ и $c = 3$

Автором программным образом реализована математическая процедура точного расчета интегрального и дифференциального распределения длин хорд параллелепипеда (см. рис. 5.3).

5.2.7. Усреднение по ЛПЭ спектру

Для расчета интенсивностей сбоев необходимо знать спектр потоков всех частиц как функции ЛПЭ. Впервые спектры в таком виде использовались в биомедицине; они носят название спектров Хайнриха [88]. Актуальным диапазоном космического ЛПЭ спектра, вносящим основной вклад в сбой, является область приблизительно от 1 до 30 МэВ см²/мг. (см. рис. 5.4.)

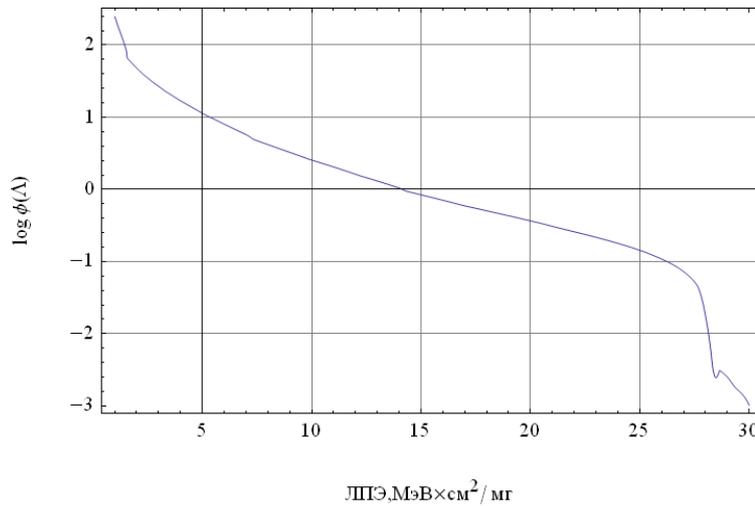


Рис. 5.4. Типичный вид дифференциального ЛПЭ спектра, т.е. плотности потока на единицу времени, телесного угла и ЛПЭ

Основными ионами, дающими вклад в сбои, являются ионы железа, что обусловлено их высокой ионизирующей способностью и распространенностью в космических лучах. В актуальном диапазоне спектр хорошо аппроксимируется степенной зависимостью

$$\phi(\Lambda) \cong A / \Lambda^n, \quad (5.9)$$

где A - некоторая константа, зависящая от параметров орбиты и степени защиты. Для расчета ЛПЭ спектров в зависимости от параметров орбиты, защиты и космических условий (т.н. погоды) используются специальные программы, типа CREME96. В разработанном комплексе программ ОСОТ для расчетов ЛПЭ спектров используется специальный расчетный модуль, разработанный в НИИ ЯФ МГУ [89].

5.3. Общий метод вычисления частоты отказов

Если бы любое попадание ТЗЧ в чувствительный микрообъем ячейки памяти приводило к сбою, то количество сбоев было бы равно количеству ТЗЧ, прошивающих поверхность, ограничивающую чувствительный объем ячейки. Для любой выпуклой поверхности при заданном значении изотропного флюенса падающих частиц Φ [см^{-2} стерад $^{-1}$] эта величина равна

$$N_0 = \Phi \int \vec{n} d\vec{S} = (1/4) S_0 \Phi,$$

где N_0 - среднее количество попаданий в чувствительный объем, а S_0 - его полная площадь поверхности чувствительного объема. Вообще говоря, при нормировке на одну ячейку памяти эта величина много меньше единицы.

5.3.1. Общая формула

Вероятность сбоя ячейки может быть выражена как результат усреднения по множеству всех возможных сценариев попаданий частиц. В частности, в явной форме мы можем записать только усреднение по длинам треков, пронизывающих чувствительный объем (хордам), и по разным значениям ЛПЭ. Усреднение необходимо проводить в два этапа. Сначала выполняется усреднение по стохастическим параметрам, не поддающимся формализации. Как уже отмечалось выше, из-за неконтролируемых вариаций процессов сбоя носителей и переключения ступенчатая функция вероятности расплывается в функцию с конечной шириной нарастания $K(\Lambda s - E_c)$, которую мы назвали функцией чувствительности (отклика).

На втором этапе мы можем в явном виде провести усреднение по ЛПЭ спектру и ФР длин хорд. Тогда общий вид выражения для расчета интенсивности R единичных событий можно записать в виде

$$R = (S_0 / 4) \int_0^{s_{\max}} ds f(s) \int_{\Lambda_{\min}}^{\Lambda_{\max}} d\Lambda K(\Lambda s - E_c) \phi(\Lambda), \quad (5.10)$$

где $\phi(\Lambda)$ – ЛПЭ спектр Хайнриха для плотности потока космических лучей, $\Lambda_{\min(\max)}$ – минимальное и максимальное значение ЛПЭ в спектре. Эта формула является наиболее общей в рассматриваемом приближении и является основой предложенного метода расчета.

Соотношение (5.11) можно записать в эквивалентной форме, вводя понятие эффективного сечения сбоя

$$R = \int_{\Lambda_{\min}}^{\Lambda_{\max}} \sigma(\Lambda, E_c) \phi(\Lambda) d\Lambda, \quad (5.11)$$

где $\sigma(\Lambda, E_c)$ - сечение сбоя, усредненное по всем направлениям и длинам треков, выражение для которого имеет вид

$$\sigma(\Lambda, E_c) = (S_0 / 4) \int_0^{s_{\max}} f(s) K(\Lambda s - E_c) ds \quad (5.12)$$

В лабораторных условиях сечение сбоя измеряется при различных фиксированных углах падения θ (отсчитанного от нормали к поверхности; см. рис. 5.2) коллимированного пучка частиц из циклотрона или ускорителя Ван де Граафа. Функция распределения длин хорд при этом пропорциональна δ -функции (a – толщина чувствительной области)

$$f(s) \propto \delta(s - a/\cos \vartheta) \quad (5.13)$$

Тогда, пренебрегая краевыми эффектами, измеряемое экспериментальное значение сечения можно записать в форме

$$\sigma_{\text{exp}}(\Lambda, E_c) \propto K(\Lambda a/\cos \theta - E_c) \quad (5.14)$$

Как мы видели выше, действительный аргумент функции отклика имеет вид $K(\Lambda a / \cos \theta - Q_C)$, и поэтому на практике зависимость сечения от ЛПЭ измеряют, меняя угол наклона падения частиц. Главный вывод из (5.12) состоит в том, что функцию отклика можно представить в форме, нормированной на максимальное значение экспериментальной зависимости сечения сбоя от ЛПЭ падающих частиц.

5.3.2. Области оптимальных сбоев

Скорость сбоев, определяемая общей формулой (5.10), представляет собой функционал, определяемый на двумерной области пространства двух переменных «ЛПЭ – длина трека». Для каждого элемента этой области вычисляется вероятность сбоя, определяемая произведением дифференциального распределения длин хорд, ЛПЭ спектра и функции чувствительности. Вид подынтегрального выражения изображен на рис. 5.5.; полная скорость сбоев равна интегралу по всей области, т.е. объему фигуры под поверхностью.

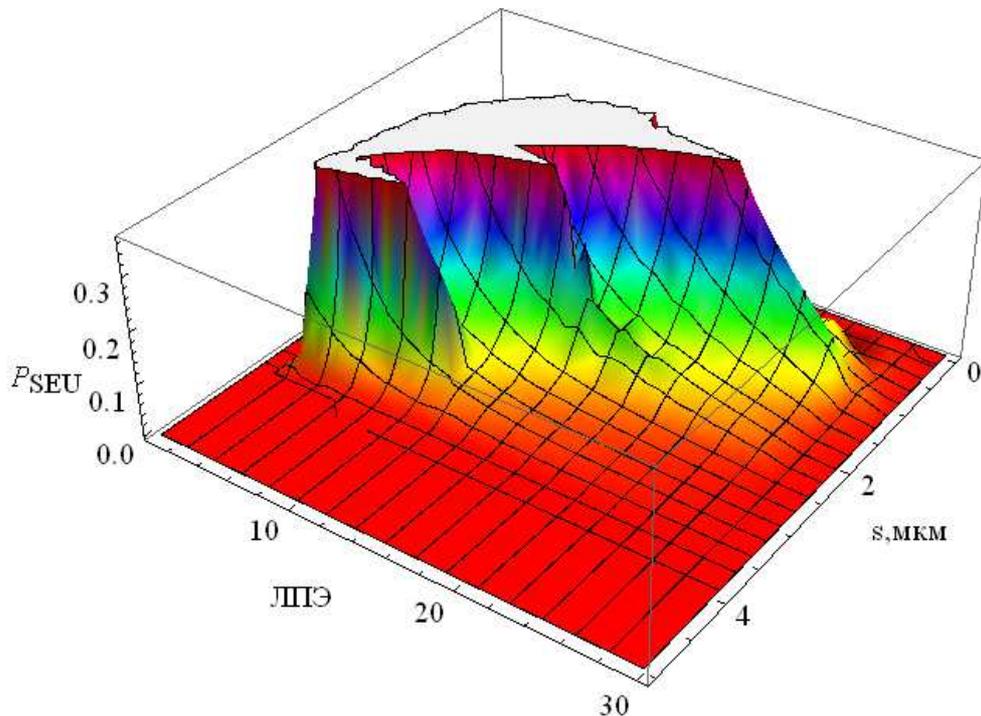


Рис. 5.5. Вероятность сбоя, рассчитанная как функция ЛПЭ (в МэВ см²/мг) и длины трека в чувствительной области

Из рис. 5.5 видно, что разные участки двумерной области «ЛПЭ – длина трека» дают разные вклады в количество сбоев. Особенно хорошо это видно из графика горизонтальных уровней вероятности сбоев, показанного на рис. 5.6.

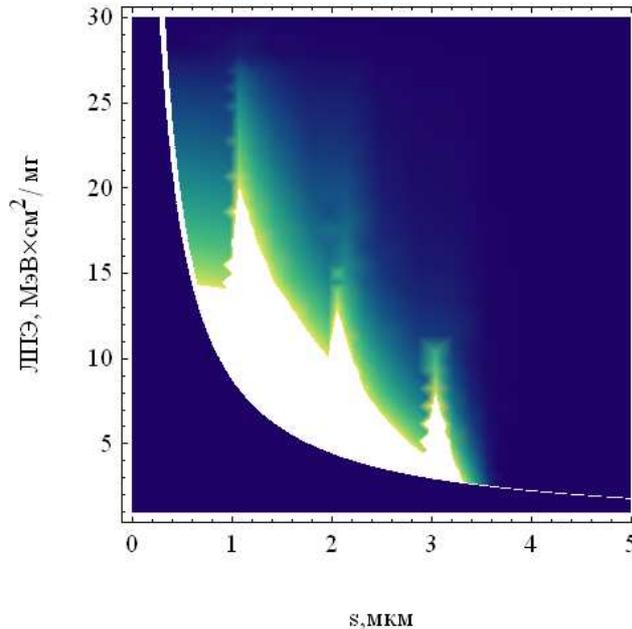


Рис. 5.6. График уровней вероятности сбоев (более светлые участки соответствуют максимальной вероятности сбоев)

На рис. 5.6 четко видна критическая линия, определяемая уравнением для гиперболы $\Lambda s = E_c$; участок ниже линии гиперболы не дает вклада в сбой из-за малого энерговыделения, участок в верхнем правом углу неэффективен в смысле сбоев из-за малости потока частиц с большими ЛПЭ и/или отсутствия слишком больших длин трека. Характерная зубчатая структура оптимальной области (см. рис.5.6), соответствующей максимальной вероятности сбоев, происходит от зубчатой структуры функции распределения (ср. рис. 5.3).

5.4. Связь с предыдущими работами

В этом разделе мы покажем, что предложенный подход содержит как частные приближения все основные расчетные модели, используемые в американских расчетных кодах типа CREME, CRIER, CRUPP.

Простейшим приближением является представление функции отклика в виде θ -функции $K(\Lambda s - E_c) \cong \theta(\Lambda s - E_c)$, что соответствует резкой ступенчатой зависимости сечения сбоя от ЛПЭ. Ниже мы покажем, что общий метод сводится к описанным в литературе расчетным подходам с помощью упрощающих приближений.

5.4.1. Подход Брэдфода

Выполняя первым интегрирование по длинам хорд с учетом обрезания по нижнему пределу из-за наличия θ -функции, получаем [90]

$$R = \left(\frac{S_0}{4} \right) \int_{\Lambda_m}^{\Lambda_{max}} \phi(\Lambda) F\left(\frac{E_c}{\Lambda}\right) d\Lambda, \quad (5.15)$$

где $F(E_c/\Lambda)$ -интегральная ФР длин случайных пронизывающих треков, показывающая долю хорд, превышающих по длине заданное значение аргумента, $\Lambda_m = E_c/s_{max}$, s_{max} – максимальная длина трека чувствительного объема ($s_{max}=(a^2+b^2+c^2)^{1/2}$).

5.4.2. Подход Пикеля

Если сначала выполнить интегрирование по ЛПЭ, то, используя основное свойство θ - функции, получаем

$$R = (S_0 / 4) \int_{s_{min}}^{s_{max}} \Phi(E_c / s) f(s) ds, \quad (5.16)$$

где $\Phi(\Lambda)$ - интегральная плотность потока частиц, ЛПЭ которых превышают для заданной длины трека заданное значение аргумента $s_{min} = E_c/\Lambda_{max}$. Соотношение (5.16) носит название формулы Пикеля [91]. Такой подход используется в расчетных кодах CRIER.

5.4.3. Подход Адамса

Как и подход Пикеля, этот метод основывается на дифференциальном распределении длин хорд и интегральном ЛПЭ спектре. Он получается из формулы Пикеля (5.16) формальной подстановкой $E_c/s = \Lambda$. На этом подходе основываются широко используемые расчетные коды CREME. Таким образом, все эти подходы по своей структуре и уровню математических приближений не отличаются друг от друга и могут быть представлены как частные случаи более общего рассмотрения.

5.4.4. Подход Питерсена (Figure-of-Merit approximation)

Используя приблизительно ступенчатый характер зависимости сечения сбоев от ЛПЭ, мы можем всегда выбрать такое значение ЛПЭ

$$\int_{\Lambda_{min}}^{\Lambda_{max}} \sigma(\Lambda, Q_c) \phi(\Lambda) d\Lambda = \sigma_L \int_{\Lambda_L}^{\Lambda_{max}} \phi(\Lambda) d\Lambda = \sigma_L \Phi(\Lambda_L), \quad (5.17)$$

где $\Phi(\Lambda)$ – интегральный ЛПЭ спектр. Формально, это соотношение можно рассматривать как уравнение для определения Λ_L . В актуальной области значений ЛПЭ часто можно считать, что $\phi \propto \Lambda^{-3}$, то $\Phi(\Lambda) \propto \Lambda^{-2}$. Тогда для интенсивности сбоев можно получить простую оценку $R \propto \sigma_L/\Lambda_L^2$. В качестве σ_L обычно выбирают максимальное значение экспериментального сечения, а в качестве Λ_L – значение ЛПЭ, соответствующее 25% максимального сечения насыщения. Тогда

$$R[\text{сутки}^{-1}\text{бум}^{-1}] \cong 200 \frac{\sigma_L[\text{см}^2]}{\Lambda_{0,25}^2[\text{МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}]} \quad (5.18a)$$

$$R[\text{сутки}^{-1}\text{бум}^{-1}] \cong 2 \times 10^{-10} \frac{a^2 \times b \times c[\text{мкм}^4]}{Q_c^2[\text{нК}^2]} \quad (5.18б)$$

Последним соотношением пользуются, если экспериментальные данные отсутствуют, а критический заряд можно оценить из схмотехнических соображений. Данный метод был впервые предложен в 1983 г. [92] и до сих пор широко используется для грубых оценок сечений сбоя.

5.4.5. Метод эффективного потока (Effective Flux Approximation)

Этот метод формально не использует распределение по длинам хорд, хотя по своей сути он соответствует подходу Брэдфорда

$$\sigma(\Lambda, E_c) = S_0 \int_0^1 \frac{2\pi d\eta}{4\pi} \eta \theta \left(\frac{\Lambda a}{\eta} - E_c \right) \quad (5.19)$$

Интегрируя (5.19), получаем

$$\sigma(\Lambda, E_c) = \frac{S_0}{4} \begin{cases} 1 & \Lambda a > E_c \\ \frac{\Lambda^2 a^2}{E_c^2} & \Lambda a < E_c \end{cases} \quad (5.20)$$

Тогда для интенсивности сбоев получаем формулу

$$R = \frac{S_0}{4} \left(\int_{\Lambda_{\min}}^{\Lambda_c} \frac{\Lambda^2}{\Lambda_c^2} \phi(\Lambda) d\Lambda + \int_{\Lambda_c}^{\Lambda_{\max}} \phi(\Lambda) d\Lambda \right) \quad (5.21)$$

Это выражение является основой метода эффективного потока и его модификаций. Нетрудно видеть, что второе слагаемое в (5.21) по математической структуре соответствует методу коэффициента качества Питерсена. Первое слагаемое дает вклад «косых попаданий» со значениями ЛПЭ, меньшими, чем критическое. Можно показать, что этот метод де-факто соответствует методу Брэдфорда, в котором в качестве ФР длин хорд используется распределение для бесконечной пластины, т. е. полностью пренебрегается краевыми эффектами. Вообще говоря, такой подход может быть оправдан только для чувствительных объемов с большими аспектными отношениями. Тем не менее, этот одна из модификаций этого подхода является основным методом для оценки интенсивности сбоев в NASA.

5.5. Феноменологический подход к расчету интенсивности сбоев

В этом пункте описывается подход [93], основанный на феноменологической угловой и ЛПЭ зависимости сечения сбоев, определенной согласно вышеизложенной процедуре и приводится сравнение с процедурой расчета, основанной на усреднение по длинам хорд

5.5.1. Метод расчета скорости сбоев, основанный на сечении

Можно ввести дифференциальное сечение одиночных сбоев для анизотропного распределения по телесному углу

$$\sigma(\Lambda; \theta, \varphi) = \frac{dN(\theta, \varphi)}{\phi(\Lambda; \theta, \varphi) d\Omega}, \quad (5.22)$$

где (θ, φ) - соответственно полярный и азимутальный угол, $d\Omega = d \cos \theta d\varphi$ - элемент телесного угла, $dN(\theta, \varphi)$ - количество сбоев, возникших из-за частиц с заданной энергией (ЛПЭ), прилетевших из телесного угла $d\Omega$ направления (θ, φ) , $\phi(\Lambda; \theta, \varphi)$ [$\text{см}^{-2} \text{стерад}^{-1} (\text{МэВ см}^2/\text{мг})^{-1}$] – поток частиц на единицу телесного угла. Полный дифференциальный поток дается интегралом по полному телесному углу

$$\phi(\Lambda) = \iiint \phi(\Lambda; \theta, \varphi) d \cos \theta d\varphi. \quad (5.23)$$

В космических условиях мы имеем потоки частиц с разными ЛПЭ, распределение которых характеризуются совместной дифференциальной плотностью $\phi(\Lambda; \theta, \varphi)$ по углам и ЛПЭ [$\text{см}^{-2} \text{ср}^{-1} (\text{МэВ-см}^2/\text{мг})^{-1}$]. В этом случае формула для полного количества сбоев следует непосредственно из (5.22)

$$N = \iiint \sigma(\Lambda; \theta, \varphi) \phi(\Lambda; \theta, \varphi) d \cos \theta d\varphi d\Lambda \quad (5.24)$$

В общем случае можно ввести среднее по полному телесному углу сечение $\langle \sigma(\Lambda) \rangle$, определяемое соотношением

$$\langle \sigma(\Lambda) \rangle = \frac{1}{4\pi} \iint \sigma(\Lambda; \theta, \varphi) d(\cos \theta) d\varphi. \quad (5.25)$$

На практике космический спектр ЛПЭ считается изотропным, когда поток частиц не зависит от направления телесного угла $\phi(\Lambda; \theta, \varphi) = 4\pi \phi(\Lambda)$. Тогда общую формулу (5.24) можно переписать в виде

$$N = \int \langle \sigma(\Lambda) \rangle \phi(\Lambda) d\Lambda \quad (5.26)$$

Таким образом, для расчета скорости сбоев необходимо значение сечения сбоев, усредненное по всем углам. Существует, по меньшей мере, два подхода к усреднению сечения.

5.5.2. Расчет сечения с помощью усреднения по длинам хорд

В приближении чувствительного объема для изотропного потока частиц усреднение по всем углам эквивалентно усреднению по всем длинам хорд чувствительного объема. Это означает, что усреднение по углам (5.25) можно заменить эквивалентным усреднением по длинам хорд

$$\langle \sigma(\Lambda) \rangle = \frac{S_0}{4} \int_0^{s_{\max}} K(\Lambda s - E_c) f(s) ds \quad (5.27)$$

Подставляя (5.27) в (5.26), получаем формулу (5.10). Именно такой метод используется в расчетном модуле PRIVET программного комплекса ОСОТ в предположении, что чувствительный объем имеет форму параллелепипеда, и сечение сбоев выражается через полную площадь поверхности чувствительного объема S_0 . Если вероятность сбоев определяется в приближении ступенчатой функции $K(\Lambda s - E_c) \cong \theta(\Lambda s - E_c)$, то предыдущая формула выражается через интегральную функцию распределения длин хорд $F(s)$

$$\sigma(\Lambda, E_c) = (S_0/4)F(E_c/\Lambda), \quad (5.28)$$

причем усредненное значение сечения зависит, естественно, не только от значения ЛПЭ и площади чувствительной ячейки, но и от критической энергии (заряда), являющегося схемотехническим параметром чувствительности ячейки. Если чувствительность ячейки очень велика, то аргумент интегральной функции распределения стремится к нулю, а сама интегральная функция - к единице. В этом случае $\sigma \rightarrow S_0/4$, т.е. любое попадание будет приводить к сбою.

5.5.3. Расчет интенсивности с помощью усреднения по углам

Вообще говоря, усреднение по углу можно провести напрямую, измеряя экспериментально дифференциальные сечения сбоев с большим набором углов падения частицы. Например, для однонаправленного пучка частиц с заданным ЛПЭ (Λ) и направлением (θ_0, φ_0) угловое распределение потока имеет вид

$$\phi(\Lambda; \theta, \varphi) \cong \phi(\Lambda) \delta(\cos \theta - \cos \theta_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \quad (5.29)$$

где $\phi(\Lambda)$ - полный поток частиц в с заданным ЛПЭ.

Учитывая (5.24), получаем

$$\sigma = \sigma(\theta_0, \varphi_0) = \frac{N(\theta_0, \varphi_0)}{\phi(\Lambda)} \quad (5.30)$$

В этой формуле, являющейся базовой формулой для экспериментального определения сечения сбоев (отказов), ϕ - полный поток частиц мононаправленного пучка, падающего на поверхность микросхемы с заданным направлением (θ_0, φ_0) . Она означает, что отношение количества сбоев $N(\theta_0, \varphi_0)$, зарегистрированных при определенном угле падения (отсчитываемого традиционно относительно нормали поверхности микросхемы) к величине флюенса дает угловую зависимость сечения сбоев. В формуле (5.30) ориентация положения чувствительной области содержится в угловой зависимости сечения, а сам поток явля-

ется характеристикой только излучения, а не положения чувствительной области относительно пучка.

Тогда, зная из эксперимента значения сечений для полного набора углов падения (в общем случае, полярных и азимутальных), можно провести прямое угловое усреднение сечения сбоя и расчет количества (скорости) сбоев.

$$\langle \sigma_{\text{exp}}(\Lambda) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi \sigma_{\text{exp}}(\Lambda, \mu, \varphi) \cong \int_0^{+1} \sigma_{\text{exp}}(\Lambda, \mu) d\mu, \quad (5.31)$$

где зависимость $\sigma_{\text{exp}}(\Lambda, \mu)$ от угловой переменной $\mu = \cos \theta$ определяется из экспериментальных точек зависимости сечения от угла падения (см. рис. 5.7).

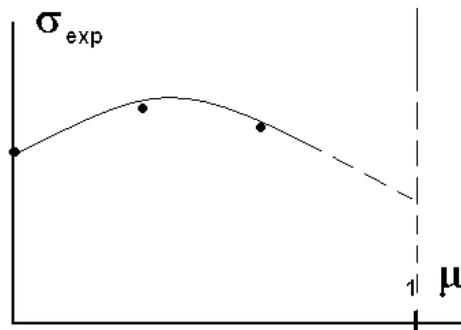


Рис.5.7. Иллюстративный вид экспериментальная кривая зависимости сечения от косинуса угла падения (в предположении, что сечение сбоев отказов при падении с тыльной стороны микросхемы ($0 > \mu > -1$) не отличается от падения с лицевой стороны)

Усредненное эффективное сечение – это площадь под экспериментальной кривой. Таким образом, мы учитываем информацию об угловом распределении сечения. На практике для заданного ЛПЭ выполняется измерение сечений не более чем для 3 точек по углу от 0 до 60°, и очень часто только для нормально-го падения. Такая практика диктуется только экономическими соображениями. В условиях недостатка информации для корректного расчета количества сбоев в изотропном поле космических частиц необходимо делать дополнительные приближения, позволяющие получить консервативные оценки. Например, в качестве полного усредненного по углам сечения можно использовать максимальное значение сечения $\langle \sigma_{\text{exp}}(\Lambda) \rangle \cong 4\pi \sigma_{\text{exp}}^{(\text{max})}(\Lambda, \mu)$. Следует подчеркнуть, что максимальное сечение, как правило, имеет место для ненулевых углов падения. Это означает, что определение сечений только для нормальных углов падения приводит в общем случае к недооценке количества сбоев в условиях космоса.

Таким образом, достоинством феноменологического метода является то, что он полностью опирается на экспериментальные данные и непосредственно на процедуру экспериментального определения сечения. В частности, в этом

методе нет необходимости определять параметры чувствительного объема элемента. Кардинальным недостатком такого подхода является то, что в полной мере он неосуществим по экономическим соображениям, т.е. на практике мы всегда имеем неполный и ограниченный набор экспериментальных данных, и последовательно провести усреднению по всему телесному углу оказывается невозможным.

5.5.4. Экспериментальные аспекты

Фундаментальной проблемой испытаний является то, что реальным параметром чувствительности является критическая энергия (заряд), а экспериментально контролируется и измеряется критическое значение ЛПЭ (Λ_c). Пересчет значений критического заряда и ЛПЭ невозможно осуществить без определения размеров чувствительной области. Поперечные размеры чувствительной области можно оценить экспериментально по значению максимального сечения насыщения $\sim \sqrt{\sigma_{SAT}}$. Критическое ЛПЭ чаще всего определяют из экспериментов при нормальном угле падения, когда длина всех хорд равна толщине чувствительной области $s = \rho a$ и связь двух величин определяется соотношением (ρ - плотность кремния)

$$\Lambda_c = E_c / \rho a. \quad (5.32)$$

Неопределенность толщины чувствительной области представляет собой главную проблему при расчете скорости сбоев в космическом пространстве.

Форму функции чувствительности ячейки как функцию ЛПЭ можно оценить из экспериментальной зависимости сечения сбоя от ЛПЭ при нормальном падении, нормировав ее на значение насыщения

$$K(\Lambda s - \Lambda_c a \rho) = \frac{\sigma_{\text{exp}}(\Lambda, \theta = 0)}{\sigma_{SAT}(\theta = 0)}. \quad (5.33)$$

При проведении экспериментов часто используют концепцию эффективного ЛПЭ. Она основана на предположении для формы чувствительной области в виде «тонкой пластины» с толщиной a ($\ll \sqrt{bc}$), когда средняя массовая длина трека для заданного полярного угла равна $s = \rho a / \cos \theta$. Это обстоятельство дает возможность изменять энергосодержание и ввести эффективную ЛПЭ $\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda / \cos \theta$ за счет изменения угла падения пучка

$$\sigma_{\text{exp}} \left(\frac{\Lambda a \rho}{\cos \theta} - \Lambda_c a \rho \right) = \sigma_{\text{exp}} (\Lambda_{\text{eff}} - \Lambda_c) = \sigma_{\text{exp}} \left(\frac{\Lambda}{\cos \theta} - \Lambda_c \right). \quad ()$$

С увеличением угла отклонения от нормали эффективная длина трека растёт, пока не достигает максимального значения порядка планарного размера чувствительной области

$$\theta^{(\max)} \sim \frac{a}{\sqrt{bc}}.$$

При больших значениях ЛПЭ максимальное сечение насыщения будет определяться «поперечным геометрическим сечением», видимым под заданным углом. Для тонкой пластины «поперечное геометрическое сечение» в некотором диапазоне пропорционально $\cos\theta$. Однако, для современных приборов с технологическими нормами $\sim 100\dots 200$ нм приближение «тонкой пластины» не является обоснованной, поскольку $a/\sqrt{bc} \sim 1$ (случай «кубика»), «закон косинуса» часто не выполняется, а средняя длина трека слабо зависит от направления пучка. Это означает, что в общем случае методом «эффективного ЛПЭ» пользоваться нельзя. Вместе с тем, дополнительные измерения зависимостей сечений при разных углах наклона увеличивают точность определения параметров модели.

5.6. Программный комплекс «ОСОТ» для прогнозирования скорости одиночных сбоев в условиях космического пространства

Вычислительное ядро симулятора PRIVET вошло в состав программного комплекса ОСОТ, разработанного в результате кооперации нескольких предприятий в рамках программы создания испытательного центра на базе ускорителя ИТЭФ под эгидой НИИ космического приборостроения.

Разработка микроэлектронных систем для космических и специализированных применений требует автоматизированных средств и методов расчета и предсказания скорости сбоев и вероятности отказов в заданном радиационном окружении и для заданных значений технологических параметров элементов интегральных структур. Программный комплекс «ОСОТ» (Одиночные Сбои и Отказы) разработан в результате кооперации нескольких предприятий в рамках программы создания испытательного центра на базе ускорителя ИТЭФ под эгидой НИИ космического приборостроения [63].

Симулятор PRIVET используется как одно из вычислительных ядер программного комплекса «ОСОТ» (Одиночные Сбои и Отказы), предназначенного для количественного прогнозирования скорости сбоев при воздействии тяжёлых заряженных частиц (ТЗЧ) и высокоэнергетических протонов (ВЭП) космического пространства (КП). Программный комплекс «ОСОТ» представляет собой независимое приложение Windows, выполненное в среде Delphi. Исходными данными для комплекса экспериментальная зависимость сечения сбоев от

ЛПЭ ТЗЧ (энергии ВЭП), параметры орбиты (апогей, перигей, наклонение), номер года от начала солнечного цикла, степень солнечной активности (низкая, средняя, высокая), защита (в г/см²). Комплекс «OCOT» имеет модульную структуру, включающую в себя

- модуль обработки результатов эксперимента, разработанный под руководством соискателя и предназначенный для аппроксимации экспериментальной зависимости сечений сбоев от ЛПЭ ТЗЧ и энергии протонов с использованием аналитических функций (функция Вейбулла и др.);
- модуль расчёта условий эксплуатации, рассчитывающий ЛПЭ спектры ТЗЧ и энергетические спектры потоков протонов на основе моделей потоков заряженных частиц КП, разработанных в НИИЯФ МГУ;
- два модуля расчета скорости сбоев от ТЗЧ (в т.ч. PRIVET) и модуль расчета скорости сбоев от протонов, также разработанный под руководством соискателя.

Сравнительные расчеты спектров и скоростей сбоев комплекса OCOT и CREME96 выявили почти полное совпадение по спектрам и хорошую корреляцию по скорости сбоев. Безусловным критерием адекватности расчетов является сравнение с полетными данными, которое проведено по американским литературным данным. Сравнительные результаты расчетов OCOT и CREME96 и экспериментов представлено на рис. 5.8.

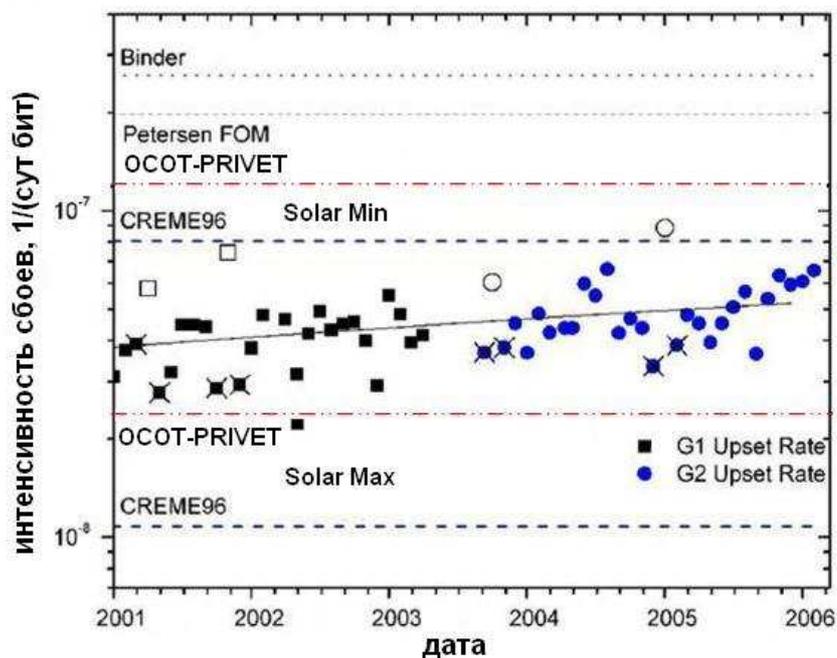


Рис.5.8. Сравнение полетных данных и результатов расчетов OCOT и CREME96, а также согласно расчетным формулам Питерсена и Байндера

Большая статистика полетных данных с параметрами, необходимыми для расчета, приведена в недавней работе [94]. Экспериментальные полетные данные, а также результаты расчета ОСОТ и CREME96 представлены на рис.5.8. Расчеты проводились для данных, полученных из наземных испытаний: сечение насыщения $6.3 \text{ мкм}^2/\text{бит}$, пороговое ЛПЭ $2.7 \text{ МэВ} \times \text{см}^2/\text{мг}$, параметры кривой Вейбулла $W = 20.6$ и $\alpha = 1.2$.

ГЛАВА 6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ИОНИЗАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЭЛЕМЕНТЫ КМОП ТЕХНОЛОГИЙ ВЫСОКОЙ СТЕПЕНИ ИНТЕГРАЦИИ

6.1. Постановка задачи

Общеизвестно, что микросхемы КМОП технологии чувствительны к ионизационным эффектам и весьма устойчивы к эффектам смещения. Тем не менее, в последнее время широко обсуждается вопрос о влиянии нейтронов на КМОП схемы, что связано со ставшей актуальной проблемой мягких (т.е. обратимых) отказов при воздействии вторичных нейтронов жесткого космического излучения. В настоящее время установлено, что вторичные нейтроны являются главной причиной единичных сбоев в бортовой электронике (авионике) самолетов, летающих на больших высотах ($>10 \text{ км}$) [95].

Вторичные нейтроны образуются в результате взаимодействия первичных высокоэнергетических космических частиц галактического излучения или солнечного ветра с атмосферной средой в результате сложных многоступенчатых процессов размена энергии. Образовавшиеся нейтроны имеют широкий диапазон спектра энергии и могут приводить к обратимым отказам микроэлектронных элементов [96]. Обратимые или “мягкие” отказы (Single Event Upset, Soft Errors) обусловлены локальными ионизационными эффектами, в так называемых чувствительных объемах активных областей микросхем; например, в областях обратносмещенных стоков МОП транзисторов элементов статической и динамической памяти. Роль ионизирующих частиц выполняют вторичные продукты взаимодействия нейтронов с атомами решетки.

Известно, что ионизационная способность нейтронов невелика, но в современных элементах микроэлектроники часто существенна не средняя ионизационная доза в больших объемах, а локальные эффекты, имеющие место в чувствительных микрообъемах микроэлектронных элементов. Мягкие отказы вызываются кратковременными переходными ионизационными токами в кремнии и не имеют кумулятивного характера. Такие же локальные ионизационные процессы, но происходящие в изолирующих слоях микросхем, могут приводить

к накоплению заряда в окислах отдельных элементов и их отказу в условиях относительно небольшой средней ионизационной дозы. Такие отказы были обнаружены в начале 90-х годов при воздействии тяжелых ионов [97, 98] и получили название жестких (Single Hard Errors, SHE) или микродозовых отказов. Считается, что миниатюризация ведет, как правило, к повышению уязвимости микроэлектронных компонентов к воздействию одночастичных воздействий такого вида. Например, в недавней работе было экспериментально показано, что в новых поколениях статической КМОП памяти ее чувствительность по отношению к воздействию нейтронов заметно возрастает [99]. Поэтому есть все основания полагать, что нейтронно-индуцированные жесткие отказы будут играть (или уже играют) существенную роль в перспективных (или существующих) элементах бортовой электроники. В этой главе в основном будет идти речь о разработке методов оценки влияния нейтронов на элементы КМОП технологий и исследовании влияния скейлинга (масштабного уменьшения размеров) приборов на эти процессы.

Строгий расчет интенсивности нейтронно-индуцированных отказов в элементах КМОП технологий является сложной, не до конца решенной проблемой.

Это связано с влиянием следующих факторов:

- Существует много различных процессов каналов неупругих ядерных взаимодействий нейтронов с атомами среды, сечения которых не во всех случаях хорошо известны.
- Нейтроны имеют спектр в диапазоне десятков и сотен МэВ, причем нейтронная дозиметрия достаточно сложна.
- Даже моноэнергетические нейтроны дают сложный спектр энергий и ЛПЭ ядер отдачи и различных продуктов неупругих ядерных реакций.
- Экспериментальная информация по нейтронным сбоям (особенно для невысоких энергий < 20 МэВ) до сих пор либо отсутствует, либо носит отрывочный характер.

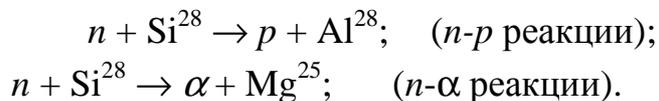
6.2. Механизмы ядерных взаимодействий

6.2.1. Неупругие взаимодействия

Большая часть поглощаемой дозы от нейтронов идет на эффекты смещения (т.н. неионизационные энергетические потери НИЭП (NIEL)). Ионизационные эффекты от нейтронов имеют место только за счет образования вторичных частиц, таких как ядра отдачи и продукты ядерных реакций. Основные источники

вторичных частиц – упругие взаимодействия нейтронов с ядрами материала и неупругие ядерные реакции.

Реакции ($n-\alpha$)- и ($n-p$) типа, при которых нейтрон поглощается ядром с образованием возбужденного компаунд-ядра с последующим испусканием альфа-частицы или протона, имеют вид:



Реакции такого типа доминируют для энергий нейтронов, не превышающих 20 МэВ. Сечение неупругих реакций при энергиях нейтронов порядка средней энергии деления ядер урана U^{235} (~ 2 МэВ) чрезвычайно мало; пороговая энергия составляет ~ 4 МэВ, а сечения взаимодействия $n-\alpha$ реакции не превышают значения ~ 0.1 барн (10^{-25} см^2) при всех энергиях [100].

6.2.2. Упругие взаимодействия

При упругом рассеянии внутреннее состояние ядра отдачи не меняется, и столкновение имеет чисто механический характер с сохранением кинетической энергии. Усредненное по энергии сечение упругого взаимодействия меняется от 4 до 2 барн на интервале энергий от 1 до 14 МэВ, что почти на порядок больше, чем для неупругого взаимодействия. Максимальная энергия, переданная нейтроном ядру отдачи при лобовом столкновении, оценивается по формуле

$$E_{R \max} = E_n \frac{4A}{(A+1)^2}, \quad (6.1)$$

где E_n – энергия нейтрона, A – атомная масса элемента. Среднее значение переданной энергии в 2 раза меньше максимального значения. Для быстрой оценки можно принять, что $E_{R \max}(\text{Si}) \cong E_n/7.5$ и $E_{R \max}(\text{O}) \cong E_n/4.5$.

Атомы отдачи имеют обычно не очень большие энергии (< 10 МэВ) и относительно короткие длины пробега ($< 2 \dots 3$ мкм). Тем не менее, такие длины пробега могут существенно превосходить характерные размеры чувствительных областей приборов.

6.2.3. Интенсивность нейтронно-индуцированных ядерных взаимодействий

Количество ядерных взаимодействий при заданном нейтронном флюенсе Φ_n в объеме Ω можно оценить по формуле

$$N_{r\Omega} = \Sigma_n(E_n) N_{at} \Omega \Phi_n, \quad (6.2)$$

где N_{at} – плотность атомов в единице объема ($N_{at}(\text{Si}) \sim 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_{at}(\text{SiO}_2) \sim 7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$); $\Sigma_n(E_n)$ – суммарное сечение упругих и неупругих ядерных реакций с учетом $n - \alpha$ реакций (~ 2 барн $= 2 \times 10^{-24} \text{ см}^2$); Φ_n – полный флюенс нейтронов.

Очевидным обобщением формулы (6.2) является метод расчета радиационно-индуцированных мягких сбоев, известный, как метод BGR (Burst Generation Rate) [96, 101]. Он основан на предположении, что скорость сбоев ячейки памяти пропорциональна вероятности ядерного взаимодействия в некотором чувствительном объеме Ω ячейки. Метод оперирует с макроскопическим сечением $BGR(E_n, E_R)$ т.е. вероятностью образования ядра отдачи с энергией $\geq E_R$ для нейтрона с энергией E_n . По своему смыслу BGR есть суммарное сечение ядерных реакций на единицу чувствительного объема ($\Sigma_n N_{at}$) и его обычно представляют в единицах измерения $\text{см}^2/\text{мкм}^3$ (см. рис. 6.1) [102].

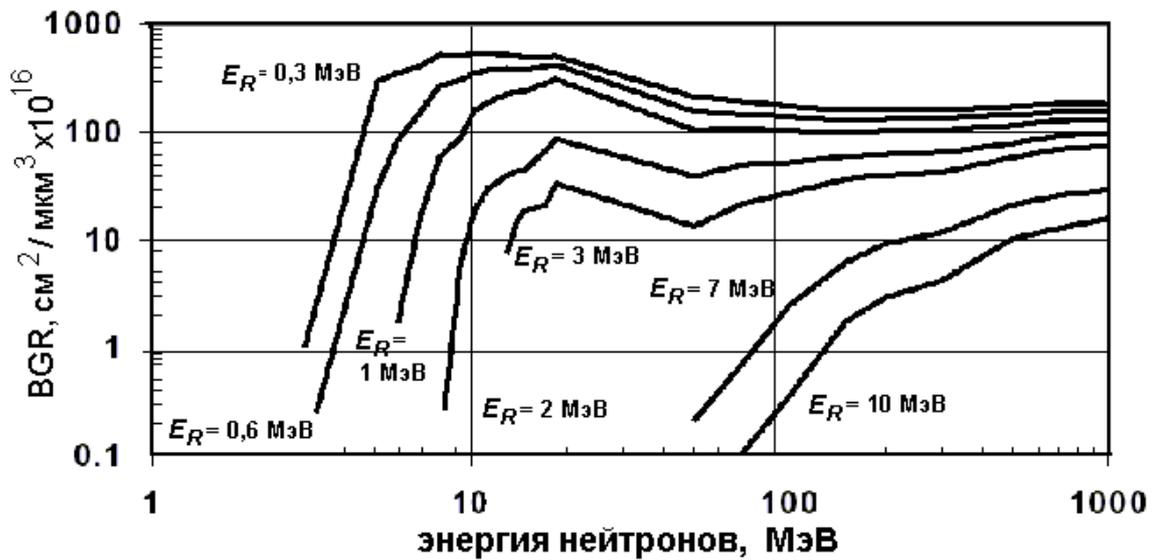


Рис.6.1. Рассчитанные сечения ядерных взаимодействий на единицу объема с энергиями ядер отдачи E_R как функции энергии нейтронов

Для того чтобы найти скорость сбоев, сечение $BGR(E_n, E_R)$ интегрируют в свертке с дифференциальной энергетической плотностью потока нейтронов $d\Phi_n/dE_n$

$$N_{SEU} \sim \Omega \int BGR(E_n, E_R) (d\Phi_n/dE_n) dE_n, \quad (6.3)$$

где Ω - чувствительный объем ячейки, являющийся подгоночным параметром модели, подлежащем экспериментальному определению. Необходимо подчеркнуть, что метод основан исключительно на результатах расчета ядерных взаимодействий.

Данный метод может быть пригоден только для расчета интенсивностей мягких отказов, для которых объемы критических областей относительно велики ($\gg 1 \text{ мкм}^3$), когда выделение энергии можно считать локальным. Для малых значений критических объемов это предположение не является обоснованным.

В данной работе предложена новая процедура расчета сечения мягких и жестких отказов, справедливая для малых размеров чувствительных областей.

6.2.4. Нейтронно-индуцированная ионизация

Процессы ионизации при воздействии нейтронов включают в себя множество процессов, которые хорошо известны и поняты, по крайней мере, на качественном уровне.

Энергия ядра отдачи теряется на ионизацию, пока не уменьшается до значений $\sim A$ кэВ, после чего остаток энергии идет на эффекты смещения. Средняя энергия, идущая на ионизацию после одного акта ядерного взаимодействия, равна $E = E_{Rmax}/2 - A$ кэВ. Энергия ядра отдачи для 14-МэВ нейтрона составляет ~ 930 кэВ, из которых ~ 900 кэВ идет на ионизацию, а ~ 30 кэВ – на смещение атомов решетки.

Формально переход от флюенса нейтронов Φ_n к ионизационной дозе D можно осуществлять за счет введения зависящего от энергии нейтронов переводного коэффициента Λ_{eff} , имеющего размерность значения линейной передачи энергии (ЛПЭ)

$$D = \Lambda_{eff}(E_n) \Phi_n \quad (6.4)$$

Нужно отметить, что этот коэффициент не является значением ЛПЭ какой-то вторичной ионизирующей частицы, а зависит еще и от сечения ядерных взаимодействий, длин пробега, плотности и вида атомов материала. Расчетная кривая, позволяющая определять ионизационные потери при заданных энергиях нейтронов, приведена на рис. 6.2 [103] (в наших обозначениях это и есть $\Lambda_{eff}(E_n)$).



Рис.6.2. Зависимость ионизационной дозы от энергии нейтронов

Из этого графика можно приблизительно извлечь эффективное значение $\Lambda_{\text{eff}}(E_n)$ для двух характерных значений энергий нейтронов

Табл.6.1. Ионизационная способность нейтронов типичных энергий

Энергия нейтрона, МэВ	Ионизационная способность, рад×см ² /нейтрон	Λ_{eff} , МэВ-см ² /мг
		рад×см ² = 6.25×10 ⁴ МэВ×см ² /мг
1	2×10^{-11}	$\sim 1.25 \times 10^{-6}$
14	$(3\dots 5) \times 10^{-10}$	$(2\dots 4) \times 10^{-5}$

Этот же коэффициент можно независимо оценить по порядку величины из элементарных физических соображений. Пусть E_0 – энергия вторичной частицы (ядра отдачи), идущая на ионизацию. Тогда эффективный коэффициент пересчета от флюенса нейтронов к ионизационной дозе можно записать в виде соотношения

$$\Lambda_{\text{eff}} = N_{\text{at}} \Sigma_n E_0 / \rho, \quad (6.5)$$

где ρ - массовая плотность материала ($\rho(\text{SiO}_2) \cong 2.6 \text{ г/см}^3$, $\rho(\text{Si}) \cong 2.3 \text{ г/см}^3$).

Для 14-МэВ-ных нейтронов в кремнии оценка энергии ядер отдачи дает $E_0 \cong 900 \text{ кэВ}$, что при сечении 1 барн соответствует эффективному ЛПЭ

$$\Lambda_{\text{эфф}} = 1.935 \times 10^{-5} \text{ МэВ-см}^2/\text{мг} = 3.1 \times 10^{-10} \text{ рад-см}^2$$

Энергия ядра отдачи Si от 1 МэВ нейтрона $\sim 70 \text{ кэВ}$, что соответствует длине пробега $\sim 0.1 \text{ мкм}$. Среднее значение ЛПЭ на длине пробега равно $0.07 \text{ МэВ}/(0.1 \text{ мкм } 2300 \text{ мг/см}^3) \cong 3 \text{ МэВ-см}^2/\text{мг}$. Таким образом, приведенная упрощенная оценка хорошо согласуется с расчетными данными на рис. 6.2. В работе [104] приведены расчетно-экспериментальные данные по эффективности ионизации нейтронами при больших энергиях.

Табл.6.2. Эффективная ЛПЭ ионизации нейтронами как функция их энергии

Энергия нейтрона, МэВ	Λ_{eff} , $10^{-10} \text{ рад-см}^2/\text{нейтрон}$
74.63	5.3
112.85	7.55
159.5	10.1
180.85	11.8

205.33	12.9
222.96	13.9
243.43	17.6
265.45	23.0

Длины пробега вторичных частиц и их потери на ионизацию и смещения можно рассчитать по стандартной программе SRIM, доступной в интернете (www.srim.org).

6.2.5. Эффективное значение флюенса вторичных частиц

Если при одном ядерном взаимодействии между нейтроном и атомом решетки образуется одна вторичная частица с энергией, идущей на ионизацию E_0 на массовой длине, равной длине пробега L_R , то это дает возможность определить среднюю величину ионизационной ЛПЭ

$$\Lambda_R = E_0 / L_R, \quad (6.6)$$

и флюенс вторичных частиц Φ_R для заданного флюенса нейтронов Φ_n

$$D = \Lambda_{eff} \Phi_n = N_{at} \Sigma_n E_0 \Phi_n / \rho = (N_{at} \Sigma_n L_R) (\Lambda_R \Phi_n) \equiv \Lambda_R \Phi_R. \quad (6.7)$$

Флюенс вторичных частиц выражается через флюенс нейтронов соотношением

$$\Phi_R = (N_{at} \Sigma_n L_R) \Phi_n \equiv \alpha \Phi_n \ll \Phi_n, \quad (6.8)$$

в котором введено обозначение для безразмерной относительной доли нейтронов, вступивших в ядерное взаимодействия от полного потока нейтронов.

$$\alpha = N_{at} \Sigma_n L_R = \Lambda_{eff} / \Lambda_R = \Phi_R / \Phi_n. \quad (6.9)$$

Для 14 МэВ-ных нейтронов величина α составляет $\sim 10^{-5}$. Несмотря на то, что сечение ($n-\alpha$) реакции на порядок меньше, чем сечение упругого ($n-n$) взаимодействия, длина пробега альфа частиц приблизительно на порядок превышает длину пробега тяжелых ядер отдачи. Это приводит к тому, что эффективное значение флюенса вторичных частиц (коэффициента α) оказывается приблизительно в 2 раза больше.

6.3. Микродозиметрический аспект ионизации в чувствительных микрообъемах

6.3.1. Чувствительный объем

Подзатворные окислы современных элементов довольно тонки (<10 нм) и поэтому накопление заряда в них при воздействии ионизирующего излучения невелико (см.гл. 2). Радиационная стойкость современных микроэлектронных компонентов определяется главным образом толстыми изолирующими окисла-

ми, прилегающими к активным областям приборов. Для широко распространенной технологии LOCOS критической областью является область «птичьего клюва», непосредственно примыкающая к границам канала и имеющая эффективную толщину, значительно превосходящую толщину подзатворной изоляции (см. рис. 6.3).

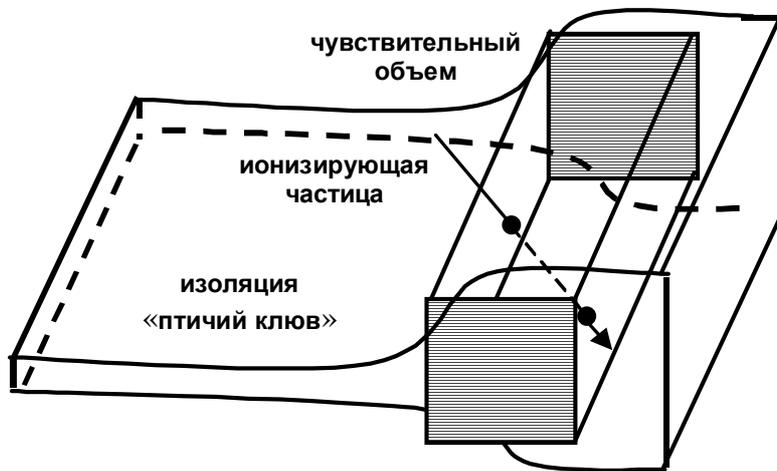


Рис. 6.3. Чувствительная область краевой изоляции интегрального МОП транзистора, «оптимальная» в смысле эффективности сбора заряда

Чувствительную область будем считать выпуклой, ее объем обозначать буквой Ω , полную площадь ее поверхности – буквой A . Будем называть чувствительную область большой или малой, в зависимости от того, больше или меньше характерный размер чувствительной области относительно длины пробега вторичной частицы (~ 1 мкм для ядра отдачи кремния от 14 МэВ нейтрона). Суть приближений большого и малого объема видна из рис. 6.4.

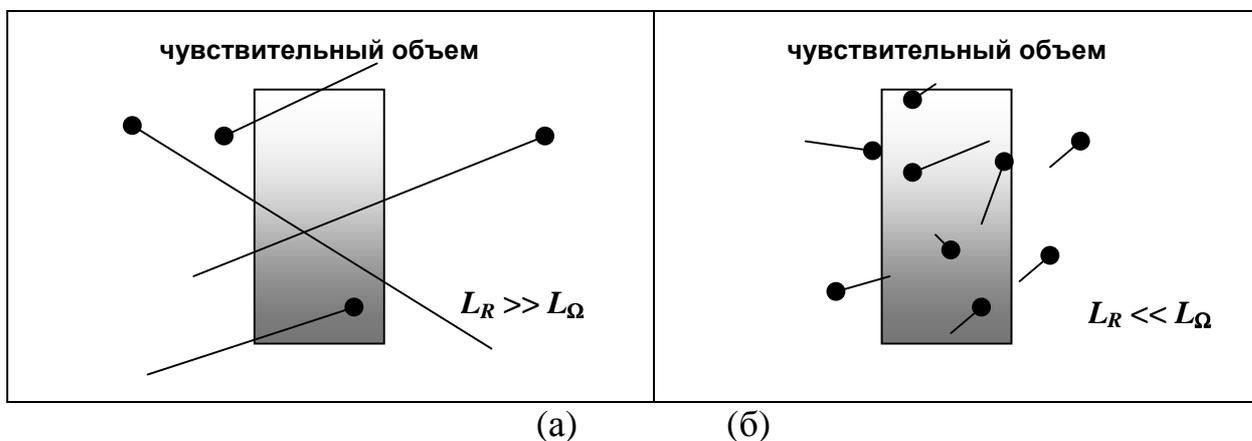


Рис.6.4. Приближения малого (а) и большого (б) чувствительного объема

В первом случае вклад в ионизацию дают только вторичные частицы, образовавшиеся в результате ядерного взаимодействия в самом чувствительном объеме (BGR метод); во втором случае, чувствительный объем оказывается в поле треков вторичных частиц, начала которых находятся, как правило, вне чувствительной области. Нас будет интересовать среднее количество «событий» в заданном объеме. В случае больших объемов – количество ядерных взаимодействий в объеме; при малых объемах - среднее количество попаданий в чувствительный объем треков вторичных ионизирующих частиц n при заданном уровне средней дозы D . Потоки вторичных частиц будем считать изотропными.

6.3.2. Оценка критического заряда по току утечки

В данном разделе будет проведена оценка количества захваченного в чувствительном объеме окисла заряда, необходимого для появления недопустимых токов утечки в закрытом состоянии. Как уже отмечалось, чувствительной областью современных интегральных транзисторов является, главным образом, не подзатворный окисел, а прилегающий к активной области толстый изолирующий окисел.

Пусть I_{fail} – минимальный недопустимый ток утечки, соответствующий функциональному или параметрическому отказу, а ΔV_{Tpar} – сдвиг порогового напряжения паразитного транзистора в отрицательную сторону, который приводит к увеличению тока утечки до недопустимого значения.

Подпороговый ток утечки через закрытый транзистор выражается через пороговое напряжение V_T и подпороговый размах S формулой

$$I_L \equiv I_T \exp\left(-\frac{V_T}{S}\right), \quad (6.10)$$

где I_T – ток транзистора при пороговом напряжении, который слабо изменяется при воздействии ИИ. В этой формуле все параметры соответствуют паразитному транзистору с толстым окислом. Сдвиг порогового напряжения, достаточный для отказа транзистора по току утечки (запас помехоустойчивости)

$$\Delta V_{Tpar} = \varphi_t \left(1 + \frac{C_{depl} + q^2 D_{it}}{C_{par}}\right) \ln\left(\frac{I_{fail}}{I_{pre}}\right), \quad (6.11)$$

где C_{par} и C_{depl} – удельные емкости окисла паразитного транзистора и обедненного слоя соответственно. При выводе этой формулы предполагалось, что при облучении не происходит заметного накопления поверхностных состояний. Учет увеличения плотности поверхностных состояний приводит к дополнительному уменьшению помехоустойчивости, так что приведенные ниже расчеты заведомо недооценивают значимость эффекта.

Критический заряд в окисле по отношению к току утечки можно оценить следующим образом

$$Q_C = A_{par} C_{par} \Delta V_{Tpar} = \varphi_t (C_{par} + C_{depl} + q^2 D_{it}) A_{par} \ln \left(\frac{I_{fail}}{I_{pre}} \right) \quad (6.12)$$

$$\cong \varphi_t A_{par} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{d_{ox}} + \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s}{W_{depl} (2 \phi_b)} \right) \ln \left(\frac{I_{fail}}{I_{pre}} \right),$$

где для оценок принято $q^2 D_{it} \cong C_{depl}$, A_{par} – площадь паразитного транзистора.

Если принять, что $I_{fail}/I_{pre} = 10^4$ и уровень легирования подложки $N_A = 10^{16}$ см⁻³, то при комнатной температуре $Q_C/A_{par} \approx 2 \times 10^{10}$ см⁻²; площадь паразитного транзистора можно оценить как $A_{par} \approx 0.4 \times 0.1$ мкм = 4×10^{-10} см². Тогда критическое количество захваченного заряда изменяется приблизительно от 60 до 200 зарядов при изменении толщины окисла паразитного транзистора от 1000 до 100 ангстрем.

6.3.3. Приближение малых объемов

Математическое условие малости чувствительного объема выражается неравенством $L_R \gg L_\Omega$, что означает справедливость приближения бесконечных треков (см. рис. 6.4а).

С одной стороны, среднее энерговыделение в объеме Ω равно $D \Omega \rho$, с другой – оно пропорционально средней длине трека, среднему ЛПЭ вторичной частицы Λ_R и среднему количеству попаданий $\langle n \rangle$

$$\langle n \rangle \Lambda_R L_\Omega \rho = D \Omega \rho = \Lambda_R \Phi_R \Omega \rho. \quad (6.13)$$

Для выпуклых объемов средняя длина бесконечных треков с изотропным распределением выражается формулой [84]

$$L_\Omega = 4 \frac{\Omega}{A}. \quad (6.14)$$

Отсюда получаем соотношение для среднего количества попаданий, которое выражается через флюенс вторичных частиц Φ_R и полную площадь чувствительного объема

$$\langle n \rangle = \frac{1}{4} \Phi_R A = \frac{1}{4} (N_{at} \Sigma_n L_R) \Phi_n A = \frac{1}{4} \alpha \Phi_n A \quad (6.15)$$

Количество пролетов частиц через объем пропорционален эффективному объему сбора, имеющему размер длины пробега частицы, и не зависит от величины чувствительного объема. Это объясняется тем, что большинство ядерных реакций в данном случае происходят вне пределов чувствительного объема, который, находится в поле внутреннего вторичного излучения.

6.3.4. Приближение больших объемов

Условие большого объема имеет вид $L_R \ll L_\Omega$ и означает, что вклад в энерговыделение дают только те события, которые происходят в самом чувствительном объеме. Каждое событие (ядерное взаимодействие) приводит к выделению энергии E_0 , среднее энерговыделение в объеме Ω выражается через количество событий $\langle n \rangle E_0$. Тогда, приравнявая

$$\langle n \rangle E_0 = D \rho \Omega = N_{at} \Sigma_n E_0 \Phi_n \Omega, \quad (6.16)$$

получаем

$$\langle n \rangle = N_{at} \Omega \Sigma_n \Phi_n. \quad (6.17)$$

Таким образом, в приближении большого объема количество событий зависит только от объема, и не зависит от формы чувствительной области. Приближение справедливо, когда длина пробега меньше минимального характерного размера чувствительной области. BGR–модель соответствует данному приближению, где $BGR \sim N_{at} \Sigma_n$. [1029].

Для чувствительного объема $\Omega = 1 \text{ мкм} \times 0.2 \text{ мкм} \times 0.1 \text{ мкм} = 2 \times 10^{-14} \text{ см}^3$, $\langle n \rangle \cong 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 \times \Phi_n$. Отношение числа событий, рассчитанных в разных приближениях, равны L_Ω/L_R . Формулы для двух случаев переходят друг в друга при равенстве длины пробега вторичного иона и средней длины трека. В современных приборах характерные размеры чувствительных областей порядка или меньше длин пробега ядер отдачи, поэтому в дальнейших оценках будет использоваться приближение малого объема.

6.4. Вероятности и сечения отказов

6.4.1. Сечение отказов при единичных событиях

Разработанная автором модель расчетов жестких отказов [105, 106] основывается на следующих предположениях:

- 1) Одиночный ион (первичная ТЗЧ, либо вторичные частицы ядерных взаимодействий), попадающий в чувствительный объем ячейки памяти, включающий в себя подзатворный окисел и/или прилегающий микрообъем боковой изоляции (см. рис. 6.3.), приводит к генерации и захвату в этом объеме некоторого количества положительного заряда и соответствующему сдвигу локального значения порогового напряжения паразитного транзистора.
- 2) Жесткий отказ связан с недопустимым увеличением тока утечки транзистора. Если сдвиг порога превышает некоторое критическое значение, то это приводит к «залипанию» бита, т.е. функциональному отказу.

Пусть мы имеем N_{cell} эквивалентных параллельно работающих элементов, например, ячеек памяти на одном чипе. Характерными особенностями единичных событий являются их редкость и значимость. Редкость характеризуется

малым средним числом попаданий ($\langle n \rangle < 1$), означающим, что доля ячеек, в которых произошло событие, невелико, а вероятность двойного попадания пренебрежимо мало (напомним, что $\langle n \rangle$ пропорционально флюенсу частиц). На математическом языке это означает, что вероятность отсутствия событий в одной ячейке, выражаемая первым слагаемым распределения Пуассона $\exp(-\langle n \rangle)$ близко к единице, а вероятность того, что в одну ячейку попало одна или более частиц равна $1 - \exp(-\langle n(\Phi) \rangle)$. Поскольку вероятность попадания более одной частицы мало, то полное количество отказов при заданном флюенсе равно

$$N_{upset} \cong (1 - \exp[-\langle n(\Phi) \rangle]) N_{cell} \cong \langle n(\Phi) \rangle N_{cell}. \quad (6.18)$$

Учитывая выражение для среднего количества отказов (6.17), получаем выражение для сечения попадания в чувствительный объем вторичной частица (ядра отдачи)

$$\sigma = \frac{N_{upset}}{N_{cell} \Phi_n} = \sum_n N_{at} L_R \frac{A}{4} \cong \alpha \frac{A}{4}, \quad (6.19)$$

где, Φ_n – флюенс нейтронов, $\alpha \Phi_n$ – флюенс вторичных частиц, A – полная площадь поверхности чувствительного объема. Отметим, что полученная величина много меньше сечения попадания нейтрона в чувствительный объем, равное $A/4$.

Не каждое попадание приводит к событию, то есть высвобождению и захвату в чувствительном объеме некоторого количества заряда, приводящему, например, к отказу по току потребления. Для этого необходимо, чтобы заряд, высвобождаемый при пролете ионизирующей частицы (ядра отдачи), превосходил критическое значение. Необходимо также учесть, что в относительно слабом электрическом поле изолирующего окисла разделяется только часть заряда (для оценок будем полагать долю разделенных электрических пар $\eta(E_{ox}) = 0.1$) и только часть заряда захватывается (долю захваченного заряда будем считать равной $F_t = 0.1$, что соответствует, вообще говоря, хорошему качеству границы раздела).

Тогда условием отказа будет выполнение неравенства

$$q \frac{\Lambda_R l}{\varepsilon_{ion}(SiO_2)} F_t \eta(E_{ox}) \geq Q_c, \quad (6.20)$$

где $\varepsilon_{ion}(SiO_2)$ – средняя энергия генерации электронно-дырочной пары в окисле кремния ($\cong 17$ эВ). При заданном ЛПЭ ионизирующей частицы отказ происходит только при достаточно больших длинах трека

$$l \geq l_c = \frac{Q_c}{q} \frac{\varepsilon_{ion}(SiO_2)}{\Lambda_R \rho F_t \eta(E_{ox})} \equiv \frac{E_c}{\Lambda_R \rho F_t \eta(E_{ox})}, \quad (6.21)$$

где $E_c = (Q_c/q) \varepsilon_{ion}(SiO_2)$ – критическая энергия, ρ – массовая плотность окисла кремния.

Следовательно, для получения сечения жесткого (hard) отказа, необходимо помножить сечение попадания на вероятность того, что это попадание приводит к длине трека, превосходящей критическое значение. В общем случае эту вероятность оценить невозможно, но предположение об изотропности поля вторичных ионизирующих частиц позволяет формально свести эту задачу к чисто математической для каждой формы чувствительного объема.

В частности, наиболее распространенным является предположение о представлении чувствительного объема в форме параллелепипеда (RPP – приближение). Значение интегральной функции распределения длин треков $F(l)$ равно относительной доли треков с длиной, превышающей l (см. также гл.5). Таким образом, сечение жестких отказов от воздействия нейтронов имеет вид

$$\sigma_H(\Lambda_R) = \frac{A}{4} (\sum_n N_{at} L_R) F\left(\frac{E_c}{\Lambda_R \rho F_i \eta(E_{ox})}\right). \quad (6.22)$$

Результаты иллюстративных расчетов для разных чувствительных объемов приведены на рис. 6.5-6.8.

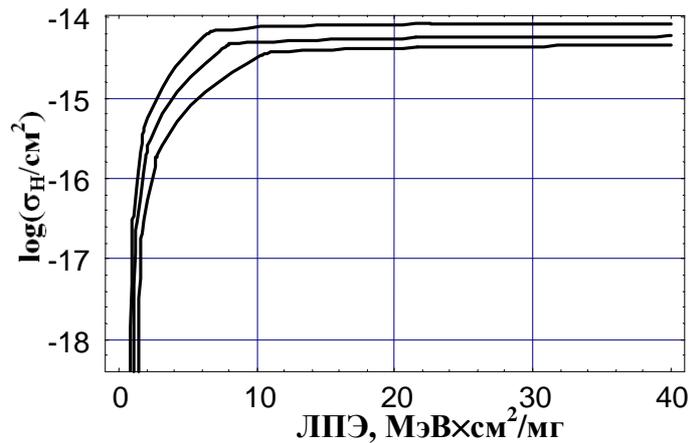


Рис. 6.5. Расчетные зависимости сечений жестких отказов ($\sigma_H/\text{см}^2$) от ЛПЭ вторичных частиц; длина и ширина чувствительного объема 0.35×0.2 мкм и три различные толщины окисла – 0.05; 0.1; 0.2 мкм

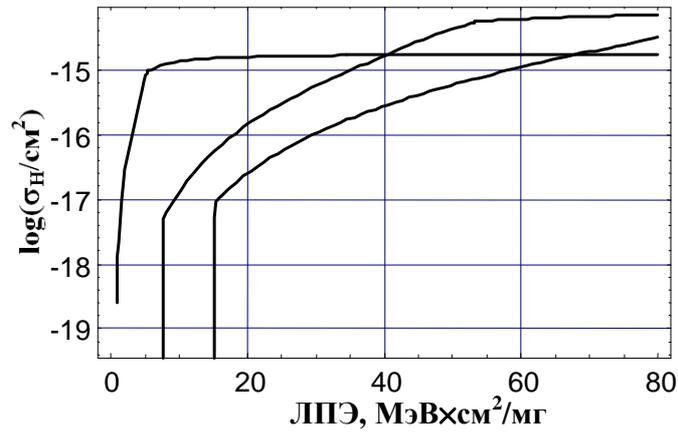


Рис.6.6. Расчетные зависимости сечений жестких отказов ($\sigma_H/\text{см}^2$) от ЛПЭ вторичных частиц; $d_{ox} = 0.1$ мкм; $L_G = 0,35$ мкм; ширины паразитных транзисторов $W_G = 0.05; 0.5; 1.0$ мкм

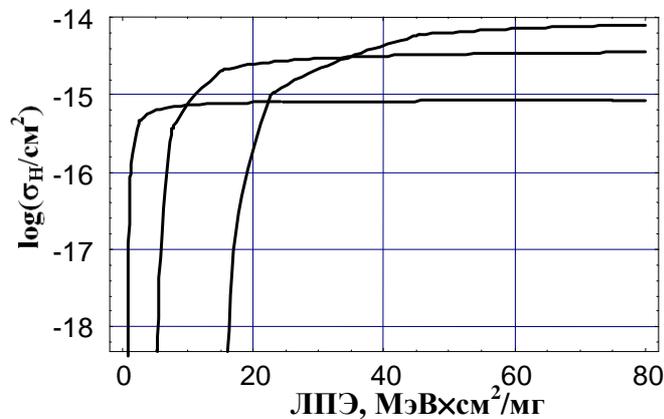


Рис.6.7. Расчетные зависимости сечений жестких отказов ($\sigma_H/\text{см}^2$) от ЛПЭ вторичных частиц, индуцированных нейтронами; толщина и ширина чувствительного объема 0.35×0.2 мкм²; три различные длины канала – 0.1; 0.5; 1.5 мкм

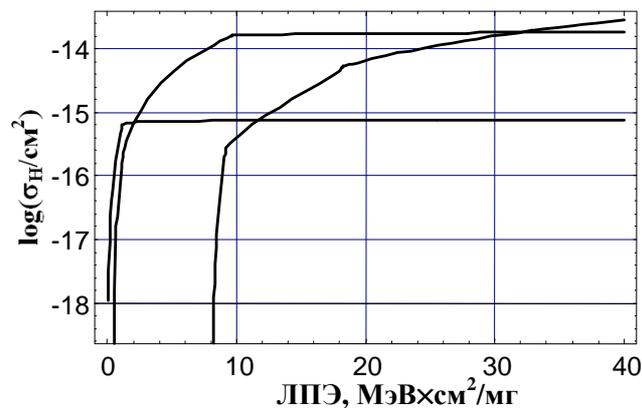


Рис.6.8. Расчетные зависимости сечений жестких отказов ($\sigma_H/\text{см}^2$) от ЛПЭ вторичных частиц, индуцированных нейтронами; скейлинг с коэффициентом 5; $d_{ox} = \{0.25; 0.05; 0.01\}$ мкм; $L_G = \{2.0; 0.4; 0.08\}$ мкм; $W_G = \{4.0; 0.8; 0.16\}$ мкм

Среднее энерговыделение в приближении Бете-Блоха при заданной длине трека имеет вид $\varepsilon(s) = \Lambda s$. В действительности же величина энергии, затраченная ионом на процессы ионизации при заданной длине трека, подвержена фундаментальным флуктуациям (т.н. страгглинг), и корректный учет этих флуктуаций лежит в основе разработанной модели. В зависимости от значения некоторого характерного параметра, разброс описывается распределением Гаусса, либо Вавилова, либо Ландау. Все экспериментальные ситуации, описанные в литературе по жестким отказам, более всего соответствуют случаю распределения Ландау $P_L(E, s)$ [107, 108]

Сечение жесткого отказа для ячейки памяти может быть записано в виде свертки по дифференциальной функции распределения длин хорд

$$\sigma_{SB}(\Lambda) = S_0 N \int_0^{s_{\max}} f(s) \left(\int_{E_C}^{\infty} P_L(E, s) \right) ds. \quad (6.23)$$

Критическая энергия E_C может быть оценена, исходя из запаса помехоустойчивости ячейки памяти, либо рассчитана с помощью схемотехнического подхода. Предлагаемая модель расчета стохастического энерговыделения позволяет рассчитывать зависимость сечения жестких отказов от ЛПЭ ионизирующих частиц.

Следует отметить общие особенности результатов расчета:

- Сечение насыщения определяется полной площадью поверхности чувствительной области. Поэтому с увеличением хотя бы одного линейного размера параллелепипеда сечение насыщения возрастает.
- При изотропном флюенсе частиц критическое ЛПЭ определяется максимальным размером параллелепипеда чувствительной области. Поэтому с уменьшением этого размера критическое ЛПЭ растет.
- Критический заряд с увеличением площади (длины и/или ширины) паразитного транзистора растет, что приводит к увеличению критического ЛПЭ с ростом площади транзистора.
- Результаты расчетов приведены для фиксированного напряжения питания, которому соответствует динамический диапазон по току потребления 10^4 . Уменьшение напряжения питания может приводить к значительному уменьшению запаса помехоустойчивости по току потребления.
- При скейлинге чувствительного объема (масштабном изменении всех размеров) имеет место конкуренция разных эффектов. Для чувствительного объема с максимальными параметрами ($d_{ox} = 0.25$ мкм; $L_G = 2.0$ мкм; $W_G = 4.0$ мкм) сечение отказа практически равно нулю, что обусловлено большим значением критического заряда. Уменьшение размеров приводит к уменьшению кри-

тического заряда и соответствующему увеличению сечения отказа. Дальнейшее уменьшение размеров опять ведет к снижению сечения отказов за счет уменьшения площади чувствительного объема.

6.4.2. Учет распределения вторичных частиц по ЛПЭ

Аналитический учет спектра ЛПЭ вторичных частиц можно сделать только в рамках грубых приближений.

Распределение энергий ядер отдачи нейтронов (и протонов) приблизительно выражается зависимостью $1/E$ вплоть до своего максимального значения 13% от энергии нейтрона [109, 110].

Грубая аппроксимация расчетной энергетической зависимости ЛПЭ атома кремния вплоть до максимального значения ~ 11 МэВ-см²/мг при 20 МэВ имеет вид

$$\Lambda_R \left(\frac{\text{МэВ} \times \text{см}^2}{\text{мг}} \right) \cong 0.13 \sqrt{E_n (\text{кэВ})},$$

а максимальное значение ЛПЭ выражается через энергию нейтрона –

$$\Lambda_{\max}(E_n) = 0.13 \sqrt{E_n / 7.5} \approx 0.05 \sqrt{\frac{E_n}{\text{кэВ}}}.$$

Это позволяет перейти от распределения по энергии ядер отдачи к распределению ЛПЭ $p(\Lambda_R) = p(E_R(\Lambda_R)) (dE_R / d\Lambda_R) \sim 1/\Lambda_R$. С учетом нормировки на рассматриваемом диапазоне распределение ЛПЭ предстанет в виде

$$p(\Lambda_R) = \frac{\ln(\Lambda_{R\max} / \Lambda_{R\min})^{-1}}{\Lambda_R},$$

и среднее значение ЛПЭ вторичных частиц

$$\bar{\Lambda}_R = \int_{\Lambda_{R\min}}^{\Lambda_{R\max}} p(\Lambda_R) \Lambda_R d\Lambda_R = \frac{\Lambda_{R\max} - \Lambda_{R\min}}{\ln(\Lambda_{R\max} / \Lambda_{R\min})} \cong \frac{\Lambda_{R\max}}{\ln(\Lambda_{R\max} / \Lambda_{R\min})}.$$

При заданном значении энергии нейтрона коэффициент конверсии потока нейтронов в поток вторичных частиц можно оценить через эффективное ЛПЭ ионизации, которое, в принципе (см. табл. 6.1), можно рассчитать для каждой энергии нейтронов

$$N_{at} \Sigma_n(E_n) L_R(E_n) \cong N_{at} \Sigma_n(E_n) \frac{E_0(E_n)}{\Lambda_R} = \frac{\Lambda_{eff}(E_n)}{\Lambda_R}. \quad (6.24)$$

Далее, усредняя сечение отказа (6.22) по распределению ЛПЭ вторичных частиц $p(\Lambda_R)$

$$\sigma_H(E_n) = \left(\frac{A}{4} \right) \int_{\Lambda_{\min}}^{\Lambda_{\max}} \frac{\Lambda_{eff}(E_n)}{\Lambda_R} F \left(\frac{E_c}{\Lambda_R \rho F_t \eta(E_{ox})} \right) p(\Lambda_R) d\Lambda_R, \quad (6.25)$$

с учетом вида распределения по ЛПЭ получаем

$$\begin{aligned}\sigma_H(E_n) &= \left(\frac{A}{4}\right) \int_{\Lambda_m}^{\Lambda_{\max}} \frac{\Lambda_{\text{eff}}(E_n)}{\Lambda_R} F\left(\frac{E_c}{\Lambda_R \rho F_t \eta(E_{ox})}\right) \frac{d\Lambda_R}{\Lambda_R} = \\ &= \left(\frac{A}{4}\right) F_t \eta(E_{ox}) \rho \frac{\Lambda_{\text{eff}}(E_n)}{E_c} \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} F(s) ds\end{aligned}\quad (6.26)$$

где максимальные и минимальные аргументы функции распределения длин хорд определяются соотношениями

$$s_{\min} = E_c / (\rho F_t \eta \Lambda_{\max}(E_n)); \quad s_{\max} = \max\{E_c / (\rho F_t \eta \Lambda_{\min}), l_{\max}\}.$$

В данном выражении существенным является только нижний предел интегрирования, поскольку минимальные ЛПЭ не вносят вклад в сбой и поэтому верхний предел всегда можно положить равным $s_{\max} = l_{\max}$ при котором $F(l_{\max})=1$. Зависимость от нижнего предела, напротив, является очень существенной, поскольку нижний предел может заметно изменяться в зависимости от изменения максимального значения ЛПЭ вторичных частиц.

Рассмотрим интересный предельный случай, когда присутствуют вторичные частицы с очень высоким значением ЛПЭ, таким, чтобы можно было положить $s^{\min} \cong 0$. Напомним также, что интеграл от интегральной функции распределения длин хорд равен средней хорде чувствительного объема Ω

$$\int_0^{l_{\max}} F(l) dl = L_{\Omega} = \frac{4\Omega}{A}.$$

Тогда сечение принимает вид

$$\sigma_H(E_n) = F_t \eta(E_{ox}) \rho \frac{\Lambda_{\text{eff}}(E_n) \Omega}{E_c}, \quad (6.27)$$

а полное количество отказов пропорционально средней ионизационной дозе от нейтронов

$$\begin{aligned}N_H &= N_{\text{cell}} \int \sigma_H(E_n) d\Phi_n(E_n) = F_t \eta(E_{ox}) \rho \frac{\Omega}{E_c} \int \Lambda_{\text{eff}}(E_n) d\Phi_n(E_n) \\ &= N_{\text{cell}} F_t \eta(E_{ox}) \frac{\rho D \Omega}{E_c}.\end{aligned}\quad (6.28)$$

В данном случае пороговый эффект не играет никакой роли и дозовая зависимость имеет линейный характер вплоть до самых малых доз.

$$N_H = N_{\text{cell}} \left(\frac{A}{4}\right) F_t \eta(E_{ox}) \frac{\rho}{E_c} \int dE_n \Lambda_{\text{eff}}(E_n) \left(\frac{d\Phi_n}{dE_n}\right) \int_{s_{\min}(E_n)}^{l_{\max}} F(s) ds.$$

Таким образом, для расчета количества жестких отказов при произвольном спектре нейтронов необходимо знать только величину критического заряда, размеры параллелепипеда чувствительного объема и рассчитанный спектр ионизации нейтронов, аналогичный тому, что представлен на рис. 6.2 и в табл.6.1.

6.5. Обратимые сбои от нейтронов и протонов

В этом пункте мы кратко рассмотрим проблему обратимых сбоев, вызванных вторичными нейтронами и протонами космического пространства.

6.5.1. Корреляции между протонными и нейтронными сбоями

Воздействия протонов и нейтронов на элементы КМОП технологий имеют много общего.

- Протоны и нейтроны сами по себе, как правило, не могут вызывать сбои из-за малой ионизационной способности (например, протоны с энергией 60 МэВ имеют в кремнии ЛПЭ $\approx 0.008 \text{ МэВ см}^2/\text{мг}$).
- Причиной одиночных событий от протонов и нейтронов является ионизация вторичными частицами ядерных взаимодействий.
- Сечения ядерных реакций с атомами материала для протонов и нейтронов заметно отличаются только при малых энергиях (приблизительно до 30 МэВ), и даже в этом диапазоне они сопоставимы. При энергиях $> 30\text{-}50 \text{ МэВ}$ сечения ядерных взаимодействий для нейтронов и протонов достигают своего максимального значения $\Sigma \sim 1\text{-}2 \text{ барн}$ (барн = 10^{-24} см^2) и затем начинают медленно спадать. Таким образом, при больших энергиях ($> 30\text{-}50 \text{ МэВ}$) нейтроны и протоны с точки зрения ядерных взаимодействий практически эквивалентны.
- Сечения насыщения сбоев от протонов и нейтронов при высоких энергиях практически совпадают и не зависят от энергии, хотя сами значения сечений насыщения могут отличаться для приборов разных технологий на порядок и более (см. рис.6.9). Это позволяет оценивать чувствительность к нейтронным сбоям, экспериментальной информации по которым всегда меньше, основываясь на данных по протонным сбоям.

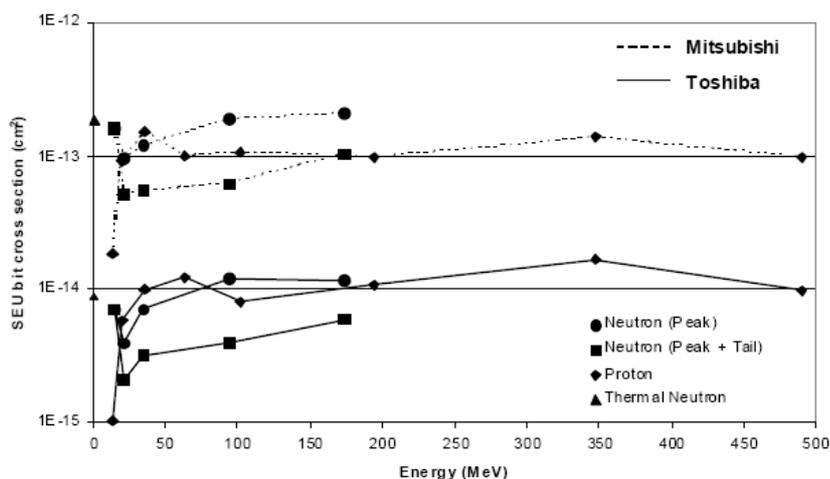


Рис. 6.9. Типичные экспериментальные зависимости сечения сбоев от энергии протонов и нейтронов [168]

Как видно из рис. 6.9 [111], сечения насыщения сбоев от протонов и нейтронов при высоких энергиях практически постоянны и очень близки друг к другу

для ячеек памяти одной технологии. Вместе с тем, различия в сечениях в компонентах разных фирм (технологий) могут быть довольно значительными (порядок и более). Относительный разброс в результатах при относительно низких энергиях (до 50 МэВ) больше, чем при насыщении, что связано, по-видимому, с недостаточной статистикой. Тепловые нейтроны (с энергиями $\sim kT$) могут давать вклад в сбои, сравнимый с высокоэнергетическими нейтронами. Известно, что такого рода результаты связаны с аномально большими сечениями взаимодействия тепловых нейтронов с атомами бора.

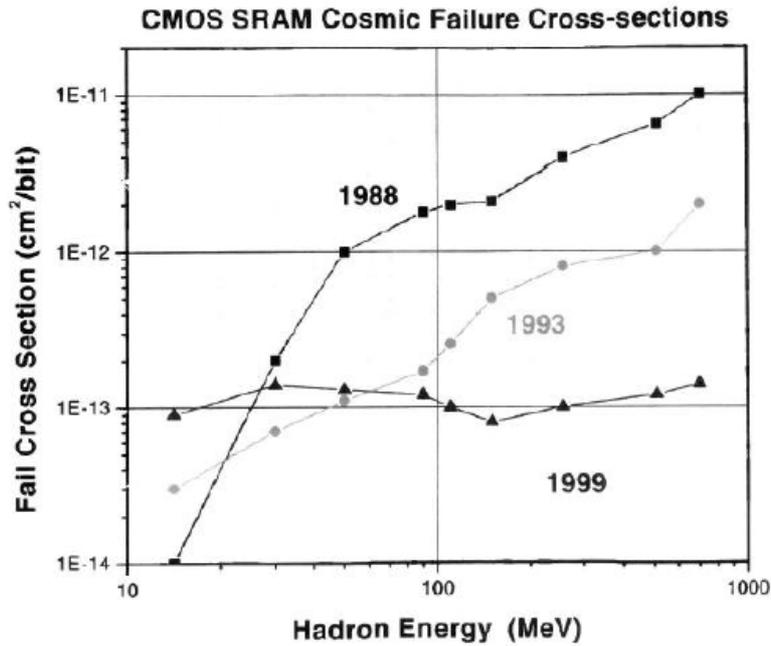


Рис. 6.10. Зависимости сечения сбоев от адронов (нейтронов или протонов) для приборов старых и новых КМОП технологий [169]

В старых схемах низкой степени интеграции насыщение сечения по энергии практически не наступает (рис. 6.10). Это связано, по-видимому, с тем, что критические заряды и величины чувствительного объема в таких схемах достаточно велики, и, поэтому, не каждая ядерная реакция даже при высоких энергиях частиц приводит к сбою. Напротив, в современных схемах с низким критическим зарядом и величиной чувствительного объема $\sim 1 \text{ мкм}^3$ уже при энергиях нейтронов 14 МэВ сечение сбоя может достигать своего максимального значения $\sim 10^{-13} \text{ см}^2$. В оригинальной работе [112] это обстоятельство (насыщение сечения для 14 МэВ в современных схемах) почему-то отмечается как необъясненное. На наш взгляд, это связано с тем, что величины чувствительных объемов и критических зарядов в приборах современных технологий существенно меньше, чем в старых (см. гл. 4).

6.5.2. Оценка сечения насыщения отказов от нейтронных реакций

Несмотря на то, что вероятность отказа ячейки, так или иначе, пропорциональна полному количеству событий в чувствительной области (либо в его окружении), не всякое событие приводит к отказам. Это происходит потому, что заряд, образовавшийся при ионизации вторичными продуктами ядерных реакций, по каким либо причинам оказался меньше критического. Этот эффект заметен только при достаточно малых энергиях первичных и вторичных частиц, когда неполная эффективность процессов собирания дополняется малым выходом радиационно-индуцированного заряда.

При достаточно больших энергиях первичных частиц (>30...50 МэВ) энерговыделение в чувствительном объеме ячейки заведомо превосходит критическое значение, и практически все ядерные реакции, если они имеют место в чувствительной области, приводят к сбою.

Таким образом, в приближении большого чувствительного объема сечение сбоев на бит от высокоэнергетических нейтронов равно суммарной интенсивности ядерных реакций в чувствительном объеме Ω_{SV} этой ячейки. Это означает, что максимальную величину сечения отказа (сечение насыщения) можно оценить следующим образом

$$\sigma_{SAT} = N_{at} \Omega_{SV} \Sigma_{n,eff} . \quad (6.29)$$

Численная оценка для сечения насыщения, нормированная на кубический микрон чувствительной области дает

$$\sigma_{SAT} \cong 2 \times 10^{-24} \text{ см}^2 \times 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3} (10^{-12} \text{ мкм}^3 / \text{см}^3) (\Omega_{SV} / \text{мкм}^3) \cong 10^{-13} \text{ см}^2 (\Omega_{SV} / \text{мкм}^3) .$$

Таким образом, для энергий нейтронов более 50 МэВ можно пользоваться грубой оценкой

$$\sigma_{SEU} \approx 10^{-13} \text{ см} (\Omega_{SV} / \text{мкм}^3) . \quad (6.30)$$

Недавние эксперименты [113] показали, что сечение нейтронного сбоя на 1 бит для разных образцов промышленной КМОП памяти (от 1 до 8 Мб, от 1.8В до 3.3В и нормой от 0.13 до 0.25 мкм) достигает насыщения (максимального значения) при энергиях нейтронов ~30 МэВ и оказывается порядка 10^{-13} см^2 ($\sim 10^{-14} \text{ см}^2$ для нормы 0.13 мкм). Это соответствует сделанной выше оценке при величине чувствительного объема $\sim 1 \text{ мкм}^3$. Последнее хорошо соответствует топологическим оценкам величины чувствительного объема.

6.5.3. Расчет интенсивности нейтронно-индуцированных ядерных реакций в приближении большого чувствительного объема

В этом разделе мы более строго обоснуем результат (6.29) для приближения большого чувствительного объема. Под чувствительным объемом будем подразумевать эффективную величину области собирания в данный узел схе-

мотехнической ячейки. Эффективность собирания в данный узел зависит от геометрического положения и направления трека относительно узла, это формально можно охарактеризовать некоторой безразмерной функцией $k(\mathbf{r})$ (charge-collection efficiency, [114]).

Эта функция зависит от многих неопределенных и не поддающихся учету параметров. Поэтому целесообразно оставить только один эффективный параметр – величину чувствительного объема, которую можно определить как

$$\Omega_{sv} = \int k(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r},$$

где \mathbf{r} - вектор, характеризующий положение трека относительно данного узла собирания заряда. Если характерная длина пробега ядер отдачи и продуктов ядерных реакций L_R оказывается меньше, чем размеры области собирания заряда L_Ω , то все энерговыделение происходит в пределах этой области.

Будем называть событием ядерную реакцию в пределах чувствительного объема ячейки. До тех пор пока не происходит непосредственное взаимодействие с ядром, нейтроны распространяются в кремнии почти прямолинейно. Вероятность нейтрону с энергией E_n пройти без взаимодействия длину l равна

$$p(l, E_n) = 1 - \exp(-\Sigma(E_n)N_{at}l), \quad (6.31)$$

где $\Sigma_n(E_n)$ - суммарное сечение ядерного взаимодействия нейтронов с атомами материала с плотностью N_{at} ($\cong 5 \times 10^{22}$ см⁻³ для Si).

Рассмотрим сначала случай потока почти моноэнергетических нейтронов. Плотность такого потока обозначим $\Phi(E_n)$, конечную ширину энергетической монолинии диапазона - ΔE_0 . Дифференциальный энергетический спектр для плотности потока нейтронов в этих обозначениях будет иметь вид

$$\phi_n(E_n) = \frac{1}{\Delta E_0} \frac{d\Phi(E_n)}{dt}. \quad (6.32)$$

Интенсивность ядерных реакций $R_{NR}(E_n)$ для одной ячейки можно получить, усредняя (6.31) по дифференциальной функции распределения длин хорд $f(l)$

$$R_{NR}(E_n) = \frac{1}{4} S_0 \int_0^{l_{\max}} dl f(l) p(E_n) \phi(E_n) = \frac{1}{4} S_0 \int_0^{l_{\max}} dl f(l) (1 - \exp(-\Sigma(E_n)N_{at}l)) \phi(E_n) \quad (6.33)$$

где S_0 - полная площадь чувствительной области.

Длины пробега нейтронов и протонов до ядерного взаимодействия в кремнии достаточно велики ($\sim (\Sigma_n N_{at})^{-1} \cong (2 \times 10^{-24} \times 5 \times 10^{22})^{-1} = 10$ см), что намного превосходит характерные размеры чувствительной области. В этих условиях вероятность ядерного взаимодействия на длине l выражается приближением

$$p(l, E_n) = 1 - \exp(-\Sigma(E_n)N_{at}l) \cong \Sigma(E_n)N_{at}l \quad (6.34)$$

Тогда усреднение по длинам хорд можно провести, используя математическую теорему, справедливую для выпуклых объемов

$$\langle l \rangle = \int_0^{l_{\max}} l f(l) dl = 4 \frac{\Omega_{sv}}{S_0}, \quad (6.35)$$

где Ω - величина чувствительного объема ячейки.

Учитывая (6.34) и (6.35), получаем, что интенсивность событий (ядерных взаимодействий) в пределах чувствительной области принимает вид

$$R_{NR}(E_n) \cong N_{at} \Omega \Sigma_n(E_n) \phi_n(E_n). \quad (6.36)$$

Исключительно важно, что (6.35) и, следовательно, (6.36) справедливо только при изотропном потоке нейтронов.

Зависимость сечения ядерных реакций от энергии нейтронов является довольно плавной, и поэтому удобно ввести эффективное значение сечения, усредненное по интересующему нас диапазону энергий

$$\Sigma_{n,eff} = \frac{\int \Sigma_n(E_n) \phi_n(E_n)}{\Phi_n} = \frac{\int \Sigma_n(E_n) \phi_n(E_n)}{\int \phi_n(E_n) dE_n}. \quad (6.37)$$

Тогда полное количество событий в объеме Ω равно

$$N_{NR} = N_{at} \Omega_{sv} \Sigma_{n,eff} \Phi_n \equiv \sigma_{SAT} \Phi. \quad (6.38)$$

Если энергия нейтронов и вторичных частиц достаточно велика, то практически любое ядерное взаимодействие в пределах чувствительного объема приводит в этом случае к сбою.

$$\sigma_{SAT} = N_{at} \Omega_{sv} \Sigma_{n,eff}. \quad (6.39)$$

Отметим, что в этом случае от ЛПЭ вторичных частиц ничего не зависит, поскольку энерговыделение носит локальный характер.

В противоположном случае приближения малого чувствительного объема сечение насыщения нейтронно-индуцированных мягких отказов ($\sim 10^{-12} \dots 10^{-14}$ см² [115]) хорошо соответствует оценке (6.22) для значений интегральной функции распределения длин треков порядка единицы

$$\sigma_s \sim \frac{A}{4} (\Sigma_n N_{at} L_R) \sim 10^{-5} \dots 10^{-6} A \quad (6.40)$$

с разумными значениями геометрического сечения чувствительного объема. Хорошее соответствие оценок двух разных приближений обусловлено тем, что в современных приборах длина пробега вторичных частиц одного порядка размерами чувствительных областей. Величина чувствительного объема для мягких отказов намного выше, чем для жестких. Считается, что в современных ячейках SRAM чувствительный объем для мягких сбоев составляет ≥ 1 мкм³ [116], в то время как для жестких отказов он, по-видимому, много меньше 1 мкм³.

Более точная оценка сечения сбоев от протонов и нейтронов при малых энергиях ($< 30...50$ МэВ) представляет собой сложнейший комплекс задач ядерной физики, физики полупроводников, приборов и схмотехники, и существенно зависит от соотношения размеров чувствительной области и характерной длины пробега вторичных ионов

7. МЕТОДЫ ТЕОРИИ НАДЕЖНОСТИ

7.1. Основные понятия

Под надежностью подразумевается свойство изделий сохранять свою работоспособность в установленных пределах в течение заданного времени и в определенных условиях эксплуатации. В настоящее время комплексный, системный подход к проблеме обеспечения надежности и качества ИЭТ на всех стадиях производства, внедрение эффективных методов отбраковки потенциально ненадежных изделий в сочетании с современными методами ускоренных испытаний, неразрушающего контроля качества и анализа физических причин отказов в изделиях, привели к значительному повышению показателей надежности в современных РЭА.

Задача количественной оценки надежности работы радиоэлектронной аппаратуры при воздействии ионизирующего излучения охватывает собой ряд аспектов:

- влияние кратковременного облучения на надежность аппаратуры и ее компонентов при их функционировании спустя длительное время после его окончания;

- надежность работы действующей аппаратуры сразу после её кратковременного облучения и вызванного им необратимых изменений ее элементов;

- влияние непрерывного и длительного облучения на надежность аппаратуры, определяемую случайным появлением катастрофических отказов ее компонентов, или, другими словами, воздействие низкоинтенсивного ионизирующего излучения на комплектующие элементы аппаратуры, обуславливающее возможное изменение их срока службы или интенсивности отказов;

- надежность функционирующей аппаратуры при её непрерывном и длительном облучении, вызывающем появление постепенных отказов [Верхотуров, 1991-19].

Различают внезапные и постепенные отказы. Типичным примером внезапных отказов являются отказы, вызванные одиночными частицами. Их интенсивность определяется случайными факторами (попаданием частицы в чувствительную область ячейки памяти) и не зависит (или слабо зависит) от электрической, тепловой или радиационной предыстории устройства, в частности, от накопленной дозы. Интенсивность отказов характеризуют скоростью отказов в единицу времени λ и для случая сбоев, вызванных одиночными частицами, представляется в виде произведения эффективного сечения сбоев σ_0 на текущее значение плотности потока тяжелых заряженных частиц

$$\lambda_{rad} = \sigma_o \varphi.$$

Постепенные отказы обусловлены достаточно медленным процессом дрейфом параметров за пределы поля допуска устройства. По своей природе, постепенные отказы являются параметрическими и детерминистскими, что означает, что процесс медленного изменения параметров под воздействием внешних факторов не является случайным, а подчиняется детерминистским дифференциальным уравнениям, описывающими физические процессы деградации. Такие отказы сильно зависят от предыстории приборов, в частности от накопленной дозы.

Необходимо подчеркнуть, что грань между внезапными и постепенными отказами не является достаточно четкой, и в реальности интенсивность внезапных отказов, может изменяться параметрически как от текущих характеристик внешних факторов, так и от предыстории. Например, константа интенсивности λ может зависеть от текущих внешних условий, таких как температура, влажность, мощность дозы и т.п., а также от времени и полной накопленной дозы.

Таким образом, интенсивность отказов, как правило, не является постоянной функцией времени эксплуатации. В начале эксплуатации интенсивность отказов относительно велика за счет существования скрытых дефектов. При увеличении времени эксплуатации λ снижается и выходит на приблизительно постоянный уровень, пока скорость отказов не начинает возрастать за счет эффектов износа. Зависимость λ от времени эксплуатации образует, таким образом, известную U-образную кривую.

Любой узел можно представить в виде структурной надежностной схемы, которая, как правило, не совпадает с функциональной.

С точки зрения надежности системы могут иметь следующие виды структур: /2/:

- расчлененные структуры, отказы элементов в которых рассматриваются как случайные события, независимые от состояния других элементов системы;
- связанные структуры, в которых отказы отдельных элементов являются случайными событиями, вероятность которых зависит от состояния других элементов;
- комбинированные структуры, являющиеся комбинацией первых двух структур с независимым формированием показателей надежности для каждой из подсистем.

7.2. Расчет надежности

Отказы в разных элементах расчлененных системы являются независимыми событиями и изменение выходного параметра элемента оказывает влияние только на работоспособность самого элемента, и не влияет на работоспособность других элементов.

Тогда для описания функции распределения отказов можно использовать распределение Пуассона, которое для постоянного λ имеет вид

$$P_n(t) = \frac{(\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t},$$

где $P_n(t)$ – вероятность того, что за время t произойдет n событий. Если λ зависит от времени, то следует сделать замену

$$\lambda t \rightarrow \int_0^t \lambda(t) dt.$$

Если отказ является необратимым, то представляет интерес только два состояния прибора (работает/не работает). Вероятность того, что прибор работает, соответствует нулевому количеству событий (отказов) и равна

$$R = P_0(t) = e^{-\lambda t}.$$

Тогда вероятность отказа одного прибора за время t выражается формулой

$$U = 1 - R = 1 - e^{-\lambda t}.$$

7.3. Надежность систем с последовательным соединением элементов

Наиболее типичной является модель надежности с последовательным соединением элементов. К таким системам относятся все объекты, у которых отказ хотя бы одного из элементов приводит к потере работоспособности объекта в целом. Если система состоит из m условно «последовательных» элементов, то есть отказывает в целом при отказе хотя бы одного из m элементов, то вероятность бессбойной работы всей системы за время t равна произведению вероятностей бессбойной работы всех элементов

$$R_m = \prod_{i=1}^m e^{-\lambda_i t} = e^{-m\lambda t}.$$

Вероятность отказа всей системы из m «последовательных» элементов возрастает со временем по закону

$$U_m = 1 - \prod_{i=1}^m e^{-\lambda_i t} = 1 - e^{-m\lambda t}$$

Средняя наработка системы на отказ равна

$$\bar{t} = \frac{1}{\sum_{i=1}^m \lambda_i} = \frac{1}{m\lambda}.$$

7.4. Горячее резервирование

К системам с параллельной структурой относятся такие, в которых отказ всей системы происходит в случае, когда отказали все элементы системы или определенное число элементов. В системах с параллельной структурой используется принцип структурного резервирования элементов систем.

Значительная часть элементов бортовой аппаратуры имеет избыточное резервирование, то есть система в целом отказывает, если одновременно отказывают m параллельных элементов. Если все параллельные элементы независимы, идентичны, работают в одинаковых условиях и одновременно подвергаются опасности отказа, то вероятность их совместных отказов за время t равна произведению вероятностей индивидуальных отказов

$$U_m = \prod_{i=1}^m (1 - e^{-\lambda_i t}) = (1 - e^{-\lambda t})^m.$$

Соответственно, вероятность бесперебойной работы равна

$$R_m = 1 - \prod_{i=1}^m (1 - e^{-\lambda_i t}) = 1 - (1 - e^{-\lambda t})^m.$$

Функция плотности распределения наработки до отказа имеет вид

$$f_m(t) \equiv -\frac{dR_m}{dt} = \lambda m (1 - e^{-\lambda t})^{m-1},$$

а интенсивность отказов всей системы

$$\Lambda(t) \equiv \frac{f_m(t)}{R_m(t)} = \frac{\lambda m (1 - e^{-\lambda t})^{m-1}}{1 - (1 - e^{-\lambda t})^m}$$

Из этой формулы следует, что интенсивность внезапных отказов в начальный момент времени при $m \geq 2$ близка к нулю ($\Lambda(0) = 0$), то есть горячее резервирование элементов может существенно увеличить надежность системы, особенно при относительно малых временах наработки.

7.5. Холодное резервирование

При резервировании замещением резервные элементы находятся в отключенном состоянии и не подвергаются опасности отказа до момента включения, наступающего при отказе основного (предшествующего резервного) элемента. В этом случае необходимо специальное контролирующее и переключающее устройство, служащее для обнаружения отказа и включения очередного резервного элемента. Рассмотрим систему с резервированием замещением, состоящую из основного и одного резервного элементов с интенсивностями отказов λ_1 и λ_2 соответственно.

Для внезапных отказов вероятность безотказной работы и плотность распределения отказов отдельных элементов имеют вид

$$R(t) = e^{-\lambda_1 t}; \quad f(t) = \lambda_1 e^{-\lambda_1 t}.$$

Функция распределения последовательных отказов основного и резервного элемента равна интегралу по всем возможным временам τ отказа первого элемента и переключения на второй

$$f(t) = \int_0^t f_1(\tau) f_2(t-\tau) d\tau = \int_0^t \lambda_1 e^{-\lambda_1 \tau} \lambda_2 e^{-\lambda_2 (t-\tau)} d\tau = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}).$$

Вероятность безотказной работы системы равна

$$R(t) = 1 - \int_0^t f(\tau) d\tau = e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Средняя наработка на отказ системы с холодным резервированием равна

$$\bar{t} = \bar{t}_1 + \bar{t}_2 = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}.$$

Если элементы холодного резерва идентичны ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$), то пределы ($\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$) соответствующих выражений дают

$$f(t) = \lambda^2 t e^{-\lambda t};$$

$$R(t) = e^{-\lambda t} (1 + \lambda t).$$

Если необходимо учесть влияние отказов контролирующего и переключающего устройства на надежность системы с холодным резервированием, правая часть последней формулы должна быть умножена на функцию надежности этого устройства.

При m -кратном холодном резервировании, плотность вероятности отказа системы может быть получена $(m - 1)$ -кратной свертки функции плотности распределения, а функция распределения отказов за время t будет иметь вид

$$R(t) = e^{-\lambda t} \sum_{j=0}^{m-1} \frac{(\lambda t)^j}{j!}.$$

Средняя наработка до отказа системы холодного резервирования из m идентичных элементов выражается формулой

$$\bar{t} = \frac{m}{\lambda}.$$

Таким образом, надежность существенно определяется архитектурой системы, и надежность параллельной архитектуры значительно превосходит надежность последовательной. Кроме того, холодное резервирование является более эффективным способом повышения безотказности всей системы, чем горячее резервирование, причем относительное увеличение вероятности безотказной работы особенно велико при больших значениях наработки.

Необходимо подчеркнуть, что метод горячего и холодного резервирования не является исчерпывающим и не всегда достигает поставленной цели обеспечения надежности бортовой аппаратуры. Это происходит в тех случаях, когда основной рабочий и резервные комплекты устройств в одинаковой степени подвергаются какому-то разрушающему воздействию. Таким воздействием может быть радиационное, например, при орбитальных полетах космических объектов в естественных радиационных поясах Земли. Остается, поэтому, единственная возможность обеспечить такие условия на стадии проектирования, экспериментальной отработки и серийного производства устройств, которые бы гарантировали с заданной доверительной вероятностью (коэффициентом доверия) безотказность их функционирования в продолжении времени активного существования КА.

7.6. Модель надежности сложных систем

Все системы спутника можно разделить на несколько относительно независимых подсистем (например, системы энергопитания, телеметрии, ориентации и т.п.), отказ каждой из которых приведет к отказу спутника в целом. Для обеспечения надежности работы спутника, некоторые из подсистем имеют параллельную архитектуру.

Рассмотрим в качестве иллюстративного примера систему, состоящую из 5 независимых подсистем А, В, С, D и F, причем подсистема В триплирована, а подсистема D – дублирована (см.рис.5). Для общности будем считать, что каждая из подсистем (в том числе и параллельные) имеют различные коэффициенты надежности λ_{Ai} , λ_{Bi} , λ_{Ci} , λ_{Di} , λ_{Fi} .

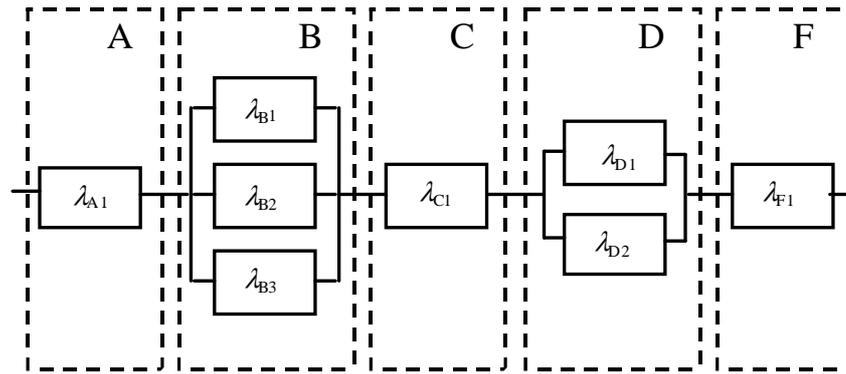


Рис.5. Система, состоящая из 5 независимых подсистем А, В, С, D и F, среди которых подсистемы В и F имеют избыточное горячее резервирование

Надежность всей системы в целом, как функцию времени (то есть вероятность того, что система не откажет за данное время) равно произведению вероятности безотказной работы 5 ее последовательных подсистем

$$R_{сум} = R_A R_B R_C R_D R_F$$

При этом функция надежности каждой из подсистем определяются формулами

$$R_A = \exp(-\lambda_{A1}t);$$

$$R_B = 1 - (1 - \exp(-\lambda_{B1}t))(1 - \exp(-\lambda_{B2}t))(1 - \exp(-\lambda_{B3}t));$$

$$R_C = \exp(-\lambda_{C1}t);$$

$$R_D = 1 - (1 - \exp(-\lambda_{D1}t))(1 - \exp(-\lambda_{D2}t));$$

$$R_F = \exp(-\lambda_{F1}t).$$

Необходимо отметить, что каждая из подсистем имеет свою внутреннюю архитектуру, и ее можно в свою очередь представить в форме, сходной с той, что показана на рис.5. Таким образом, расчет надежности каждой из подсистем сходен с расчетом надежности всей системы в целом. В принципе, зная параметры надежности λ каждого из элементов и построив правильную конструктивную схему надежности всей системы, можно рассчитать ее надежность в целом.

Полная интенсивность отказов зависит от ряда надежностных параметров, определяемых условиями функционирования системы

$$\lambda = \Pi_Q (C_1 \Pi_T \Pi_V + C_2 \Pi_E) \Pi_L.$$

Надежностные факторы записаны здесь, согласно американской методике Mil-Hdbk-217, параметры которой имеют следующий смысл:

Π_Q – фактор качества изделия, определяемый сразу после изготовления в процессе осмотра и предварительных тестов;

C_1 и C_2 – константы интенсивностей отказа, C_1 определяется сложностью цепи и технологии, а C_2 зависит от типа корпуса и числа выводов;

Π_T – фактор температурного ускорения, зависящий от температуры функционирования изделия;

- P_V – фактор электрической нагрузки, зависящий от отношения реально приложенного напряжения к номинальному;
- P_E – фактор окружающей среды, не считая температуры и вибрации (например, влажность);
- P_L – фактор неопределенности, уменьшающийся с увеличением времени выпуска и эксплуатации данного типа устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hughes H. L., Benedetto J. M. Radiation Effects and Hardening of MOS Technology: Devices and Circuits // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 53. - No. 3. - P. 500-521. - 2003.
2. Barnaby H. J. Total-Ionizing-Dose Effects in Modern CMOS Technologies // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.53. - No.6. - P. 3103-3121. - 2006.
3. Ionizing Radiation Effects in MOS devices and Circuits/ ed. by T.-P. Ma and P.V.Dressendorfer. - N.-Y.: Wiley, 1989.
4. Fleetwood D. M. Radiation-induced charge neutralization and interface-trap buildup in metal-oxide-semiconductor devices // J. Appl. Phys. - V.67. - No.1 - 1990.
5. Physical Modeling and Circuit Simulation of Hardness of SOI Transistors and Circuits for Space Applications / G. I. Zebrev, B. V. Vasilegin, A. V. Sogoyan, V. E. Shunkov, V. S. Pershenkov, P. N. Osipenko, A. Y. Nikiforov, A. V. Khakhaev, M. S. Gorbunov, E. A. Gagarin, RADECS-2006 Proceedings, 2006.
6. Turowsky M., Schrimpf R. D., Raman A. Nonuniform Total-Dose-Induced Charge Distribution in Shallow-Trench Isolation Oxides // IEEE Trans. on Nuclear Science. - V. 51. - No. 6. - P. 3166-3171. - 2004.
7. Сраур Дж. Р., Макгэррити Дж. М. Воздействие излучения на микроэлектронные устройства в космосе // ТИИЭР, т.76, №11, сс.44-74, 1988.
8. Two-Dimensional Simulation of Total Dose Effects on NMOSFET with Lateral Parasitic Transistor / J. L. Pelloie, O. Musseau, A. Michez, J. L. Leray, O. Flament, V. Ferlet-Cavrois, C. Cirba, R. Escoffier, C. Brisset, G. Bordure // IEEE Trans. Nucl. Sci., V. 43, no. 6, P. 2651-2658, December 1996.
9. Kuo J. B., Su Ker-Wei CMOS VLSI Engineering: Silicon-on-Insulator (SOI) // Boston: Kluwer Academic Publishers. -1998.
10. Dose-Rate Sensitivity of Modern nMOSFETs / S. C. Witzczak, R. C. Laco, J. V. Osborn, J. M. Hutson // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 52. - No. 6. - P. 2602-2608. - 2006.
11. A High Performance 0.18 μ m CMOS Technology Designed for Manufacturability / C. Perelló, M. Hendriks, L. Deferm, G. Badenes // Proceeding of the 27th European Solid-State Device Research Conference, P. 404-407, September 1997.
12. Johnston A. H. Radiation Effects in Advanced Microelectronics Technologies // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 45 - No. 3. - P. 1339-1354. -1998.
13. Challenges in Hardening Technologies Using Shallow-Trench Isolation / M. R. Shaneyfelt, R. S. Flores, B. L. Draper, P. E. Dodd // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 45. - No. 6. - P. 2584-2592. - 1998.
14. Поверхностные радиационные эффекты в интегральных схемах/ Г. И. Зебрев, А. Ю. Никифоров, В. С. Першенков, А. В. Согоян, А. И. Чумаков в кн., Модель космоса: Научно-информационное издание: В 2 т. / Под ред. М.И. Панасюка, Л.С. Новикова. - 2007.
15. Zebrev G.I., Gorbunov M.S. Modeling of Radiation-Induced Leakage and Low Dose-Rate Effects in Thick Edge Isolation of Modern MOSFETs // European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2008 Proceedings. - 2008. - P. 459-464.
16. Zebrev G.I., Gorbunov M.S., Osipenko P.N. Multi-scale Modeling of Low Dose-Rate Total dose Effects in Advanced Microelectronics // 26th International Conference on Microelectronics (MIEL 2008) Proceedings. - P. 591 - 594.

-
17. Горбунов М. С., Зебрев Г. И. Моделирование радиационно-индуцированных краевых токов утечки в элементах КМОП технологий // Научно-технический сборник «Стойкость-2006», в.9, 2006.
 18. Zebrev G.I., Gorbunov M.S. Modeling of Radiation-Induced Leakage and Low Dose-Rate Effects in Thick Edge Isolation of Modern MOSFETs // IEEE Transactions on Nucl. Sci. – 2009. – V.56. - №4. – 7 pages.
 19. Апробация методики радиационных испытаний интегральных схем на моделирующих установках в режиме вывода электронного пучка / В. С. Фигуров, В.С. Байков, Е.В. Тулисов, В.В. Шелковников // ВАНТ. – 2005. - В. 3-4. - С.54-55.
 20. Hardness Assurance Test Issues for High Dose Rate Environments /J.R. Schwank, F.W. Sexton, M. R. Shaneyfelt, D. M. Fleetwood // IEEE Transactions on Nucl. Sci. – V. 54. – No. 4(2). – 2007. – P.1042-1048.
 21. Горбунов М. С., Зебрев Г. И. Моделирование токов утечки в транзисторах субмикронных КМОП технологий при импульсном воздействии // сборник научных трудов Научной сессии МИФИ-2007. – Т. 1. – С.59-60.
 22. Разработка программы для экстракции параметров системы моделей BSIM 3v3 для целей прогнозирования радиационного отклика микросхем / К. С. Ватутина, М. С. Горбунов, Г.И. Зебрев, Т. И. Третьяченко // Научная сессия МИФИ-2006, сборник научных трудов конференции «Молодежь и наука», том 16, стр. 74-75.
 23. Normand P., Dimitrakis P. Parasitic memory effects in shallow-trench-isolated nanocrystal memory devices // Solid-State Electronics. –V. 51. - P. 125-136. - 2007.
 24. Shen-Li Chen, US Patent #5,838,164, Nov.17. - 1998.
 25. Virtuoso® Spectre® Circuit Simulator Components and Device Models Manual. - Cadence Design Systems. - 2004.
 26. Two-Dimensional Simulation of Total Dose Effects on NMOSFET with Lateral Parasitic Transistor / J. L. Pelloie, O. Musseau, A. Michez, J. L. Leray, O. Flament, V. Ferlet-Cavrois, C. Cirba, R. Ecoffier, C. Brisset, G. Bordure // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 43. - No. 6. - P. 2651-2658. - 1996.
 27. Sanchez Esqueda I., Barnaby H. J. Two-Dimensional Methodology for Modeling Radiation-Induced Off-State Leakage in CMOS Technologies // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 52. - No.6. - P. 2259-2264. - 2005.
 28. Physical Modeling and Circuit Simulation of Hardness of SOI Transistors and Circuits for Space Applications / G. I. Zebrev, B. V. Vasilegin, A. V. Sogoyan, V. E. Shunkov, V. S. Pershenkov, P. N. Osipenko, A. Y. Nikiforov, A. V. Khakhaev, M. S. Gorbunov, E. A. Gagarin, RADECS-2006 Proceedings, 2006.
 29. Total Ionizing Dose Effects on Triple-Gate FETs / P. Paillet, M. Gaillardin, V. Ferlet-Cavrois, et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - V. 53. - No.6 - P. 3158-3165. - 2006.
 30. Heavy ion induced single hard errors on submicronic memories for space applications / M. Labrunee, Garnier, R. Ecoffet, C. Dufour, P. T. Carriere, J. Beacour // IEEE Trans. on Nucl. Sci. V.39. - No.6. - P. 1693-1697. - 1992.
 31. Radiation Induced Leakage Due to Stochastic Charge Trapping in Isolation Layers of Nanoscale MOSFETs / G.I. Zebrev, M.S. Gorbunov, V.S. Pershenkov // Proceedings SPIE. – 2008.- V. 7025. – P. 702517-702517-8.

-
32. Comparative analysis of radiation hardness for SiO₂ and High-K insulators / R. G. Useinov, G. I. Zebrev et al. // report presented at Conference “Defects in Advanced High-K Dielectrics”, St. Petersburg. – Russia. - 2005.
 33. Response of Advanced Bipolar Processes to Ionizing Radiation / R. D. Schrimpf, R. L. Pease, R. N. Nowlin, E. W. Enlow, W. E. Combs // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 38. - P. 1342-1351. - 1991.
 34. Зебрев Г. И. Моделирование эффекта низкой интенсивности в толстых изолирующих слоях современных интегральных схем // Микроэлектроника. - 2006. – Т. 35. - №3. – С. 209-216.
 35. Zebrev G.I., Pavlov D.Y. et al. Radiation Response of Bipolar Transistors at Various Irradiation Temperatures and Electric Biases // European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2005 Proceedings. – 2006. – PG4-1 - PG4-6.
 36. Zebrev G.I., Pavlov D.Y., Pershenkov V.S. et al. Radiation Response of Bipolar Transistors at Various Irradiation Temperatures and Electric Biases // IEEE Transactions on Nucl. Sci. – V.53. - №4. – P. 1981-1987. – 2006.
 37. Зебрев Г.И. Моделирование эффекта низкой интенсивности в толстых окислах интегральных структур // ВАИТ. - В. 1-2. – 2005.
 38. Trends in the total-dose response of modern bipolar transistors / R. D. Schrimpf, R. L. Pease, R. N. Nowlin, E. W. Enlow, W. E. Combs // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.39. - P. 2026-2035. - 1992.
 39. Physical mechanisms contributing to enhanced bipolar gain degradation at low dose rates / D.M. Fleetwood, S. L. Kosier, R.N. Nowlin, R.D. Schrimpf, J. R.A. Reber, M. Delaus, P. S. Winkur, A. Wei, W.E. Combs, R.L. Pease // IEEE Trans. Nucl. Sci. -V.41. - P. 1871-1883. - 1994.
 40. Enhanced Damage in Linear Bipolar Integrated Circuits at Low Dose Rate / C. I. Lee, B. G. Rax, A. H. Johnston // IEEE Trans. Nucl. Sci.- V. 42.- P. 1650-1659. -1995.
 41. Hardness assurance testing of bipolar junction transistors at elevated irradiation temperatures / S. C. Witzak et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.44.- P.1989. - 1997.
 42. First observations of enhanced low dose rate sensitivity (ELDRS) in space / L. Titus, W. E. Combs, T. Turflinger, J.F. Krieg, H. J. Tausch, D. B. Brown, R.L. Pease, A. B.Campbell // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1998. - V. 45. - P. 2673.
 43. Романенко А.А., Влияние ионизирующего излучения низкой интенсивности на биполярные изделия электронной техники // ВАИТ. - В. 4. - 2002.
 44. Physical model for enhanced interface –trap formation at low dose rates / S. C. Witzak, R.D. Schrimpf, S. N. Rashkeev, S.T. Pantelides, C. R. Cirba, D.M. Fleetwood, A. Michez // IEEE Trans. Nucl. Sci., - V.49. - P. 2650-2655. - 2002.
 45. Kim S J. et al. Enhanced Low Dose Rate Sensitivity (ELDRS) Observed in RADFET Sensor /RADECS 2003 Proceedings. - P.669-671. – 2003.
 46. Radiation effects at low electric fields in thermal, SIMOX, and bipolar –base oxides / D. M. Fleetwood, L. C. Riewe, J. R. Schwank, S. C. Witzak, and R. D. Schrimpf // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.43. - P. 2537-2546. - 1996.
 47. Hughes R. C. Hole mobility and transport in thin SiO₂ films // Appl. Phys. Letters, V. 26. - P.436. - 1975

-
48. Use of MOS structures for the investigation of low-dose-rate effects in bipolar transistors / I. N. Shvetzov-Shilovsky, A. V. Shalnov, V. S. Pershenkov, V. V. Belyakov // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.42. - P. 1660-1666. - 1995.
 49. Mechanisms for radiation dose-rate sensitivity of bipolar transistors / S. C. Witczak, M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank, R. L. Pease, T. R. Mattson, H. P. Hjalmarson, C. H. Hembree, A.H. Edwards // IEEE Trans. Nucl. Sci. – V.50. – No.6. – P. 1901-1909. - 2003.
 50. Mott N. F., Davis E. A. Electron Processes in Non –Crystalline Materials, Oxford University Press, 1979.
 51. ELDRS in Bipolar Linear Circuits: a Review/ R.L. Pease, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood // RADECS-2008 Proceedings. – 2008.
 52. Boesch H.E, Bendetto J. M. The relationship between Co-60 and 10-keV x-ray damage in MOS devices // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.33. - P. 1318-1323. - 1986.
 53. Ridley B. K. Quantum processes in semiconductors, Clarendon Press Oxford. - 1982.
 54. Hughes R. C. Time resolved hole transport in a-SiO₂ //Phys. Rev. - V. B15. - P. 2012-2020. - 1977
 55. Hardness assurance testing of bipolar junction transistors at elevated irradiation temperatures / S. C. Witczak et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V.44. - P.1989. - 1997.
 56. Kim S J. et al., Enhanced Low Dose Rate Sensitivity (ELDRS) Observed in RADFET Sensor, // RADECS-2003 Proceedings. - P.669-671.-2003.
 57. Dose-Rate Sensitivity of Modern nMOSFETs / S. C. Witczak, R. C. Laco, J. V. Osborn, J. M. Hutson // IEEE Trans. Nucl. Sci. –V. 52. - No. 6. - P. 2602-2608. – 2006.
 58. Экспериментальный метод прямого определения характеристик стойкости к одиночным радиационным эффектам с использованием ускорительного комплекса / В.С. Анашин, Ю.Е. Титаренко, Н.Н. Алексеев, В.Ф. Батяев, А.А. Голубев, Б.Ю. Шарков, В.А. Стебельков, В.В. Емельянов, Г.И. Зебрев, Н.В. Кузнецов // ВАНТ. – В. 3-4. – 2007.
 59. Прямой контроль стойкости электронной компонентной базы к ионизирующим излучениям космического пространства в части одиночных радиационных эффектов. Методологические аспекты" / В.С. Анашин, В.В. Емельянов, Г.И. Зебрев, Н.В. Кузнецов, Ю.Е. Титаренко " // Российская научно-техническая конференция "Элементная база космических систем" (Элементная база-2007), МНТОРЭС им. А.С. Попова. Тезисы докладов конференции – Сочи, сентябрь 2007г.
 60. Развитие информационных, методологических и структурно-технологических аспектов обеспечения стойкости радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов к ионизирующим излучениям космического пространства / В.С. Анашин, В.В. Емельянов, Г.И. Зебрев, Н.В. Кузнецов, Ю.Е. Титаренко // Международная конференция "Авиация и космонавтика-2007". Тезисы докладов– М.: МАИ. - 2007.
 61. Accelerator Based Facility for Characterization of Single Event Upsets (SEU) and Latch-ups (SEL) in Digital Electronic Components // V.S. Anashin, V.V. Emelyanov, G.I. Zebrev, I.O. Ishutin, N.V. Kuznetsov, B.Yu. Sharkov, Yu.A. Titarenko, V.F. Batyaev, S.P. Borovlev // A report at International Conference on Micro- and Nanoelectronics, October 2007, Zvenigorod, Russia.
 62. Проблемы проведения испытаний электронной компонентной базы на стойкость к воздействию одиночных частиц космического пространства / В.С. Анашин, В.В. Емельянов, Г.И. Зебрев, Н.В. Кузнецов, Б.Ю. Шарков, Н.Н. Алексеев, Ю.Е. Титаренко, В.Ф. Батяев,

-
- Р.С. Тихонов, С.П. Боровлев, В.И. Рогов, М.А. Бутко, В.К. Павлов, А.Ю. Титаренко // ВАНТ. – В. 1. – 2008.
63. Программное обеспечение испытаний стойкости электронной компонентной базы к одиночным эффектам от воздействия естественных ионизирующих излучений космического пространства / В.С. Анашин, Н.В. Кузнецов, Г.И. Зебрев, И.О. Иштугин, А.Н. Петров // Тр. Пятой международной научно-практической конференции “Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности”. –Т.13. – 2008.
64. PRIVET-IC⁴: Комплекс программ моделирования интенсивности сбоев элементов цифровой микроэлектроники, вызванных одиночными ионами космического пространства // Г.И. Зебрев, И.А. Ладанов, Е.А. Гагарин, М.С. Горбунов. – Сборник трудов Научной сессии МИФИ. – Т.1. –С.71-72. – 2006.
65. Physical Modeling and Circuit Simulation of Hardness of SOI Transistors and Circuits for Space Applications / G. I. Zebrev, M.S. Gorbunov, V.E. Shunkov. - RADECS Proceed. - 2006.
66. Massengill L. W. SEU Modeling and Prediction Techniques // IEEE NSREC Short Course. -1993.
67. Dodd P.E. Physics-Based Simulation of Single-Event Effects // IEEE Trans. on Device and Mater. reliability. - V. 5. - No. 3. - P. 343-357. - 2005
68. Исследование влияния схемотехнических параметров статической КМОП-ячейки памяти на стойкость к воздействию одиночных частиц ионизирующих излучений/ Е.А. Гагарин, В.Е. Шунков, Г.И. Зебрев. – Труды Научной сессии МИФИ. – Т.1. -2006. – С. 73-74.
69. Исследование чувствительности микропроцессоров к одиночным сбоям при воздействии осколков деления изотопного источника Калифорний-252 // Василегин Б.В., Емельянов В.В., Каменский М.В., Озеров А.И., Осипенко П.Н., Таперо К.И. // Научно-технический сборник «Стойкость-2006». – В.9. – С.67-68. – 2006.
- 70 SEU Resistance in Advanced SOI-SRAMs Fabricated by Commercial Technology Using a Rad-Hard Circuit Design // К. Hirose, H. Saito, Y. Kuroda, S. Ishii, Y. Fukuoka and D. Takahashi // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 49. - No. 6 - P.2965-68. - 2002.
71. Hirose K., Saito H. Analysis of Body-Tie Effects on SEU Resistance of Advanced FD-SOI SRAMs Through Mixed-Mode 3-D Simulations // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - V. 51. - No. 6. – 2004.
72. Walsh D.S., Dodd P.E. Investigation of body-tie effects on ion beam induced charge collection in SOI FETs using Sandia nuclear microprobe // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research. - B181 - P. 305-331.- 2001.
73. Production and Propagation of Single-Event Transients in High-Speed Digital Logic ICs / P.E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. A. Felix and J R. Schwank // IEEE Trans. on Nucl. Sci - V. 51, No. 6. – 2004.
74. Parasitic bipolar effect in modern SOI CMOS technologies / G.I. Zebrev, V.E. Shunkov, M.S. Gorbunov // Proceedings SPIE.– 2008.- V. 7025. – P. 702516 -702516-8.
75. Зебрев Г.И. Филипенкова Е.В. Моделирование паразитного биполярного транзистора в КНИ МОП структурах с помощью модели Гуммеля-Пуна // – Труды Научной сессии МИФИ. – Т.8. -2008. – С. 201-202.
76. A scaleable HBD cell library for radiation-tolerant ASICS for space applications // D. R. Alexander, D. G. Mavis, R. M. Turfler, J. R. Bailey, E. M. Edwards, and M. Williams - GOMAC-Tech Digest of Papers. - 2001

-
77. Зебрев Г.И. Расчет интенсивности единичных сбоев от тяжелых заряженных частиц космического пространства// ВАИТ. – В.4. – 2002. -С. 95 – 98.
 78. Zebrev G.I., Ladanov I.A. PRIVET-A Heavy Ion Induced Single Event Upset Rate Simulator in Space Environment // European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2005 Proceedings. – PC13-1 – PC13-5.– 2006.
 79. Тылка А.Ж., Adams J. H. CREME96: A Revision of the Cosmic Ray Effects on Microelectronics // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 44. - No.6. – P.2150-2160. - 1997.
 80. Хэпсос М.А., Applicability of LET to Single Events in Microelectronics Structure// IEEE Trans. Nucl.Sci. – V. 39. – P.1613. -1992.
 81. Petersen E. L. Single Event Analysis and Prediction // IEEE NSREC Short Course. – 1997.
 82. Geometrical Factors in SEE Rate CalculationsIEEE / E. L. Petersen J.C. Pickel, E.C. Smith, P.J. Rudeck, and J.R. Letaw //IEEE Trans. Nucl. Sci. – V.40. –P. 1888. – 1993.
 83. Massengill L.W. Effects of Process Parameter Distribution and Ion Strike Locations on SEU Cross-Section Data // IEEE Trans. Nucl. Sci. – V.40. – P.1804. – 1993.
 84. В.И.Иванов, В.И.Лысцов, А.Т.Губин, Справочное руководство по микродозиметрии, М., Энергоатомиздат, 1986.
 85. Bradford J.N., A Distribution Function for Ion Track Lengths in Rectangular Volumes, // J. Appl. Phys. - V. 50. – No.6. – P. 3799-3801. -1979.
 86. Ziegler J.F., Lanford W. A., The Effect of Sea Level Cosmic Rays on Electronic Devices // J. Appl. Phys. -V. 52. - P. 4305-4312. – 1981.
 87. Borak T. B. A Method for Computing Random Chord Length Distributions in Geometrical Objects // Radiat. Res. - V.137. - P. 346-351. - 1994.
 88. Heinrich W. Calculation of LET spectra of Heavy Cosmic Ray Nuclei at Various Absorber Depths // Radiation Effects - V.34 –P. 143 – 1977.
 89. Интерактивный комплекс программ «COSRAD» / Н.В.Кузнецов, А.Н.Петров, М.И. Панасюк // Радиационная стойкость электронных систем. Научно-технический сборник «Стойкость-2007» М.: СПЭЛС. - 2007. - В. 10. - С. 141-142.
 90. Bradford J. N. Geometrical Analysis of Soft Errors and Oxide Damage Produced by Heavy Cosmic Rays and Alpha Particles // IEEE Trans. Nucl. Sci. -V. 27. - P. 942. -1980.
 91. Pickel J.C., Blandford J.T. Cosmic-Ray-Induced Errors in MOS Devices // IEEE Trans. Nucl. Sci. V.27. – No.6. – P. 1006-1015. – 1980.
 92. Petersen E.L. Single Event Upsets in Space: Basic Concepts // IEEE NSREC Short Course. – 1983.
 93. Методология определения сечений и расчета скорости сбоев цифровых элементов ИМС при воздействии отдельных частиц космического пространства / В.С. Анашин, В.В. Емельянов, Г.И. Зебрев, Н.В. Кузнецов //Научно-технический сборник тезисов Российской конференции Стойкость-2008. – В.11. – С. 112-113. – 2008.
 94. Correlation of Prediction to On-Orbit SEU Performance for a Commercial 0.25- μ m CMOS SRAM, D. L. Hansen, K. Jobe et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 54. –No.6. -P. 2525-2533. - 2007.
 95. Normand E. Single-event effects in avionics // IEEE Trans. on Nucl.Sci. -V. 43. - P. 461-474. - 1996.
 96. Letaw J. R., Normand E. Guidelines for predicting SEU in Neutron Environments // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - V.38. - P. 1500-1506. -1991.

-
97. On the suitability of nonhardened high density SRAM's for space applications / R. Koga, W.R. Crain, K.B. Crawford, D.D. Lau, S.D. Pinkerton, B.K. Yi, and R. Chitty // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - V. 38. - P.1507-1513. - 1991.
 98. Oldham Characterization of SHE in 1Mbit SRAMs from single ion / C. Poivey, T. Carriere, J. Becour, T. R. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - V. 40. - P. 2235-2239. - 1994.
 99. Granlund T. Soft Error Rate Increase for New Generation of SRAMs // IEEE Trans. on Nucl.Sci. - V. 50. – No.6. - P. 2065-2068. – 2003.
 100. Andrieux M.-L. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 456. - P. 342-351. – 2001.
 101. Ziegler J. F., Landford W. A. Effect of Cosmic Rays on Computer Memories // Science. - V.206. - P. 776. - 1979.
 102. Normand E. Extension of the Burst Generation Method for Wider Application to Proton/Neutron – Induced Single Event Effects // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 45 - P. 2904-2914. – 1998.
 103. Messenger G. C., Ash M. S. The Effects of Radiation on Electronic Systems. Van Nostrand Reinhold Company, N.Y. - 1986.
 104. Correlation of Neutron Dosimetry Using a Silicon Equivalent Proportional Counter Microdosimeter and SRAM SEU Cross Sections for Eight Neutron Energy Spectra / B. Gersey, R. Wilkins, S. A. Wender, B. Takala, R.C. Singleterry, H. Huff, R. C. Dwivedi // IEEE Trans. on Nucl.Sci. V. 50(6), P. 2363-2366, Dec.2003
 105. Зебрев Г.И. Метод оценки сечения нейтронно-индуцированных жестких отказов в ячейках КМОП-памяти // ВАИТ.– В. 1-2. – 2005.
 106. Зебрев Г. И. Моделирование ионизационного воздействия нейтронов на элементы КМОП-технологий высокой степени интеграции // Микроэлектроника. - 2006. – Т. 35. - №3. – С. 217-229.
 107. Useinov R.G., Zebrev G.I. Physical Model of Single Heavy Ion Induced Hard Errors // 7th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2003 Proceedings. – 2003. – P. 249-254.
 108. Усейнов Р.Г., Зебрев Г.И., Физическая модель жестких ошибок, обусловленных тяжелыми заряженными частицами в ИС памяти, Труды Научной сессии МИФИ. - 2004 - Т.1. - С. 80-81.
 109. Farrell G. E., McNulty P. J. Microdosimetric Aspects of Proton-Induced Nuclear Reactions in Thin Layers of Silicon // IEEE Trans. Nucl.Sci., V. 29, 2012(1982)
 110. Proton Induced Spallation Reactions / P. J. McNulty, G.E. Farrell, W.G. Abdel Kader // Radiation Phys. Chem., P. 139-144(1994)
 111. Dyer C. S. An Experimental Study of Single Event Effects Induced in Commercial SRAMs by Neutrons and Protons // RADECS-2003 Proceedings. – 2003.- P.263-270
 112. Ziegler J. F., Review of Accelerated Testing of SRAM // US Naval Academy Proc. – 2000. – P.1-6.
 113. Granlund T., Olsson N. , A comparative Study between Proton and Neutron Induced SEU in SRAM, // IEEE Trans. on Nucl.Sci. - V.53. No.4. - 2006. - P. 1871 - 2006.
 114. Edmonds L. D. Proton SEU cross-sections derived from heavy-ion test data // IEEE Trans. Nucl. Sci. - V. 47. - No. 5. - P.1713-1728.– 2000.

-
115. Energy-Resolved Neutron SEU Measurements from 22 to 160 MeV / K. Johansson, P. Dyreklev, B. Granbom, N. Olsson, J. Blomgren, P.-U. Renberg // IEEE Trans. on Nucl.Sci. V.45, p.2519, 1998.
 116. Monte Carlo Exploration of Neutron-Induced SEU-sensitive volumes in Neutron Environments / J.-M. Palau, F. Wrobel, K. Castellani-Coulie, M.-C. Calvet, P. E. Dodd, F. W. Sexton // IEEE Trans. on Nucl.Sci. - V.49. – No.6. - P. 3075-3081. -2002.