

**СТОЙКОСТЬ ИЗДЕЛИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ
К ВОЗДЕЙСТВИЮ ОТДЕЛЬНЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ**

УДК 621.382

**ВЗАИМОСВЯЗЬ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ ПОТЕРЬ
ЭНЕРГИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ
СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

© 2011 г. А. И. Чумаков

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

ОАО “ЭНПО Специализированные электронные системы”

e-mail: Aichum@spels.ru

Поступила в редакцию 03.08.2010 г.

Представлены результаты расчетно-экспериментальных оценок для эквивалентных значений линейных потерь энергии тяжелых заряженных частиц из результатов экспериментальных исследований по чувствительности БИС к локальным радиационным эффектам с использованием методики локального лазерного облучения. В работе обоснована возможность пересчета энергии лазерного излучения в эквивалентные значения линейных потерь энергии с использованием результатов измерения ионизационной реакции в цепи питания БИС. В предлагаемой методике устранены неопределенности, обусловленные характеристиками взаимодействия оптического излучения с полупроводниковыми структурами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение современных изделий микроэлектроники в электронной аппаратуре космических аппаратов делает крайне актуальной задачу по оценке их параметров чувствительности к эффектам воздействия отдельных заряженных частиц (ОЗЧ) — от низкоинтенсивных потоков высокоэнергетичных протонов и тяжелых заряженных частиц [1–4]. Возникающие локальные радиационные эффекты типа сбоев или отказов, несмотря на их относительно невысокую вероятность появления в реальных условиях эксплуатации, тем не менее, в ряде случаев приводят к функциональным отказам в работе всего космического аппарата.

Как правило, минимальный набор параметров чувствительности для каждого типа локального радиационного эффекта в большой интегральной схе-

ме (БИС) включает в себя такие параметры как сечение насыщения и пороговые значения линейных потерь энергии (ЛПЭ). Традиционные методы оценки параметров чувствительности базируются на проведении испытаний на ускорителях ионов или протонов [4, 5]. Вместе с тем, эти методы — трудоемки, дорогостоящи и не позволяют в силу стохастической природы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом целенаправленно исследовать отдельные фрагменты БИС.

Альтернативными средствами являются методы, основанные на применении сфокусированного лазерного излучения [6–8]. В первом приближении, эквивалентная величина ЛПЭ без учета эффектов двухфононого поглощения может быть оценена следующим образом [4]:

$$L_z \approx \alpha_0 (1 - R_\lambda) \frac{J_{ли} \varepsilon_i}{K_m h\nu \rho} = \frac{K_\lambda}{K_m} J_{ли}, \tag{1}$$

где α_0 — коэффициент межзонного поглощения лазерного излучения; $J_{ли}$ — энергия лазерного излучения; R_λ — коэффициент отражения от поверхности ИС; K_m — коэффициент потерь лазерного излучения на оптических неоднородностях (слоях металлизации и поликремния); ρ — плотность полупроводника; ε_i — энергия образования одной электронно-дырочной пары (3.6 эВ в кремнии); $h\nu$ — энергия кванта лазерного излучения; K_λ — коэффициент пропорциональности между ЛПЭ и энергией лазерного излучения, который в общем случае зависит от

длины волны лазерного излучения и параметров полупроводниковой структуры.

Применение методов, основанных на использовании сфокусированного лазерного излучения, имеет существенные ограничения в БИС из-за наличия в них многослойной металлизации, которая покрывает значительную часть поверхности кристалла. Существует относительно высокая вероятность “холостых” выстрелов лазерного излучения, когда оптическое излучение практически полностью поглощается/отражается в защитном окисле и

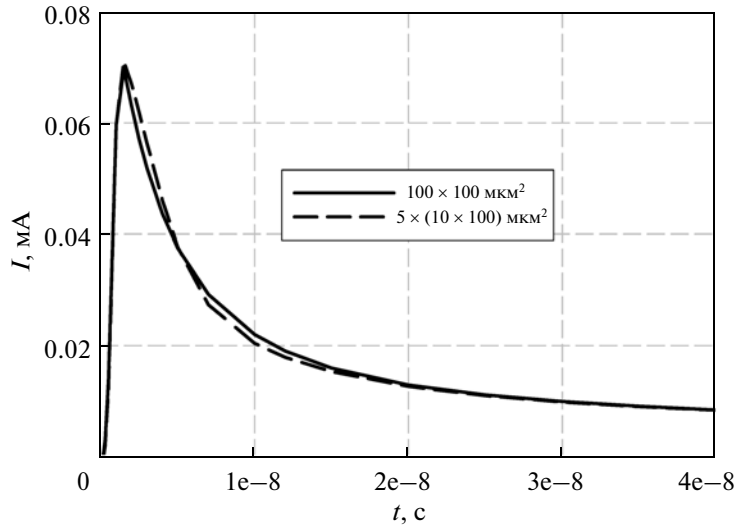


Рис. 1. Ионизационный ток в отдельном p - n -переходе и в структуре с пятью p - n -переходами, равномерно расположенных на поверхности кристалла при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью 70 пс.

слоях металлизации. В этом случае более эффективной оказывается методика локального лазерного воздействия [8].

Методика применения локального лазерного излучения основана на сканировании всей поверхности кристалла БИС и подсчета общего количества имеющих место локальных радиационных эффектов — $N_{\text{лз}}$. При этом за счет более широкого диаметра оптического пятна удается проинтегрировать оптические неоднородности и пользоваться неким усредненным коэффициентом оптических потерь. По результатам экспериментальных исследований могут быть определены эквивалентные значения линейных потерь энергии (ЛПЭ) L_z и сечений наблюдаемых эффектов $\sigma_{\text{лз}}$ из соотношений:

$$L_z \approx K_\lambda J_{\text{ли-л}} / K_m; \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{лз}} = A_{\text{ис}} N_{\text{лз}} / N_l; \quad (3)$$

где $J_{\text{ли-л}}$ — значение энергии лазерного излучения, приведенное к сфокусированному значению; $A_{\text{ис}}$ — площадь кристалла БИС; N_l — общее количество импульсов лазерного излучения при сканировании всей поверхности кристалла БИС. Таким образом, необходимым условием оценки эквивалентных значений ЛПЭ является определение коэффициента оптических потерь K_m .

2. ИНТЕГРИРОВАННАЯ РЕАКЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БИС

Методика локального лазерного воздействия оказывается более эффективной при исследовании чувствительности БИС с многослойной металлизацией по сравнению с методикой сфокусированного воздействия, так как в этом случае она позволяет более корректно оценить потери излучения на раз-

личных оптических неоднородностях — слоях металлизации и поликремния. При локальном облучении за счет переотражений, дифракции и т.п. часть оптического излучения все-таки достигает активных полупроводниковых структур, формируя ионизационную реакцию. Однако реальная полупроводниковая структура БИС представляет множество p - n -переходов, приводя к формированию сложного распределения токов и потенциалов внутри структуры, которое не очень сильно коррелирует с реальной физической картиной, имеющей место при наличии ионизации от трека ОЗЧ. Тем не менее, если рассматривать суммарную ионизационную реакцию в цепи питания, то можно предположить что она будет формироваться в БИС в виде интегрированной реакции, как будто облучается один “большой” p - n -переход [9].

С целью проверки этого предположения проводилось численное моделирование формирования ионизационной реакции при облучении множеством p - n -переходов, расположенных на разных расстояниях друг от друга. На первом этапе проводилась оценка изменения ионизационной реакции в полупроводниковой структуре размерами $100 \times 100 \times 300$ мкм³ в случае наличия одного большого перехода и нескольких p - n -переходов равномерно расположенных по поверхности кристалла. Моделирование проводилось при воздействии импульсами ионизирующего излучения при различных расстояниях между p - n -переходами.

Результаты проведенного анализа выявили, что вплоть до расстояний между переходами порядка 10 мкм заметных различий в реакции структуры не наблюдается. На рис. 1 в качестве примера представлены результаты моделирования ионизационного тока при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью 70 пс для отдельного p - n -пе-

рехода площадью $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ и пяти p - n -переходов длиной 100 мкм и шириной 10 мкм с расстояниями между ними также равными также 10 мкм . Нетрудно заметить, что обе эти реакции практически совпадают между собой. Небольшие отличия имеют место только в начальный момент времени (при временах менее 1 нс). Однако этот участок не оказывает существенного влияния на условия возникновения сбоев и отказов в БИС, так как в этом диапазоне временных интервалов происходит интегрирование ионизационного тока при формировании ионизационной реакции отдельного элемента.

Грубая оценка влияния удаления p - n -переходов друг от друга на параметры ионизационной реакции может быть сделана на основе введения эффективной длины собирания неосновных носителей заряда L_d :

$$L_d \approx \sqrt{D_d \tau_d}, \quad (4)$$

где D_d — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда; τ_d — эффективное время собирания заряда переходом за счет процессов диффузии. Из результатов, представленных на рис. 1, следует, что в качестве величины τ_d можно принять значение равное 1 нс , при которой значение эффективной длины будет более 2 мкм . Принимая во внимание наличие соседних p - n -переходов, получим отсутствия заметного влияния между соседними переходами на расстояниях до 4 мкм . Совершенно очевидно, что для современных БИС с субмикронными размерами эти расстояния имеют существенно меньшие величины.

Следует отметить, что условия переключения элементов БИС при воздействии отдельных заряженных частиц определяются не эквивалентностью параметров характеристик импульсов ионизационного тока, а достижением импульса напряжения некоторого критического значения. Поэтому в области малых времен происходит интегрирование тока на внутренних и внешних емкостях БИС, вследствие чего происходит еще и “уравнивание” процессов формирования ионизационной реакции.

Вторая возможная причина создания отличий в характере ионизационной реакции обусловлена возможными неравномерностями объемной ионизации полупроводниковой структуры за счет теневых эффектов, создаваемых полосками ионизации. Влияние этой неравномерности также будет проявляться на расстояниях больших величины эффективной длины (1). Проведенные ранее исследова-

ния по адекватности лазерных имитационных методов [10] более подробно исследовали эту задачу, и было выяснено, что формально задача сводится к введению коэффициента потерь оптического излучения из-за наличия “теней” под слоями металлизации.

Важный результат, который получился в ходе расчетного моделирования, связан с независимостью характеристик интегрированной ионизационной реакции БИС от значения локальной площади зоны облучения, при условии, что не будут иметь место нелинейные эффекты, обусловленные как поглощением оптического излучения в материалах, так и нелинейными ионизационными эффектами.

Представленные результаты были подтверждены в ходе экспериментальных исследований, когда проводилось сканирование поверхности кристалла разных БИС импульсным пучком с диаметром 1 мм . Никаких заметных отличий в характере ионизационной реакции при изменении диаметра области воздействия и в зависимости от местоположения на кристалле БИС обнаружено не было. Совершенно очевидно, что этот результат справедлив только для БИС с приблизительно однородными элементами, выполненными по субмикронным проектным нормам. При наличии элементов неоднородности, занимающих значительную площадь, например, конденсаторов, мощных выходных транзисторов и т.п. характер ионизационной реакции может изменяться в этих областях.

3. ОЦЕНКА ПО РЕАКЦИИ В ЦЕПИ ПИТАНИЯ

Проведенные выше результаты позволяют при оценках коэффициента оптических потерь использовать допущение о независимости ионизационной реакции в цепи питания от местоположения зоны облучения. В этом случае можно провести оценки коэффициента потерь лазерного излучения K_m из сравнения расчетных и экспериментальных амплитудно-временных характеристик ионизационной реакции в цепи питания при локальном облучении части кристалла БИС. В линейном приближении ток в цепи питания определяется процессами собирания заряда с подложки, и его амплитудно-временные характеристики при локальном воздействии лазерного импульса практически не зависят от диаметра пятна:

$$\Delta I(t) \approx q g_o (1 - R_\lambda) \frac{J_u \alpha_0 \varepsilon_i}{T_p K'_m h \nu 10^{-7} \rho} L(t), \quad (5)$$

где ΔI — ионизационный ток в цепи питания; g_o — скорость генерации носителей заряда в кремнии;

T_p — длительность импульса лазерного излучения; J_u — энергия лазерного излучения; K'_m — коэффици-

ент потерь лазерного излучения на оптических неоднородностях при измерении ионизационной реакции в цепи питания; $L(t)$ – значение эффективной длины собирания носителей заряда из подложки; t – текущее время.

При локальном воздействии импульса лазерного излучения длительностью менее 100 пс на поверхность кристалла БИС ОЗУ соотношение (5) преобразуется к виду [8]:

$$\Delta I(t) \approx 10^5 q g_o (1 - R_\lambda) \frac{J_u \alpha_0 \varepsilon_i}{T_p K'_m h \nu \rho} \frac{1}{\sqrt{\pi t / D_d}} \left[\frac{\exp(-t/\tau) \cdot T_p}{\sqrt{\pi t / D_d}} + f(t) W_{pn} \right], \quad (6)$$

где τ – время жизни неравновесных носителей заряда; W_{pn} – ширина обедненной области p - n -перехода в подложке, D_d – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в подложке, $f(t)$ – нормированная форма импульса лазерного излучения.

За счет интегрирования на внутренних и внешних инерционностях ИС форма ионизационной реакции на токосъемном резисторе может быть оценена из соотношения:

$$\Delta U(t) \approx \frac{R_t}{R_{in} + R_t} \frac{\exp(-t/RC)}{C} \int_0^t \exp(x/RC) \Delta I(x) dx, \quad (7)$$

где R_t – величина токосъемного резистора, R_{in} – величина эквивалентного внутреннего сопротивления ИС; $C = C_{in} + C_l$ – величина суммарной емкости ИС и измерительной оснастки (внешних цепей), C_{in} – величина эквивалентной внутренней

емкости ИС; C_l – эквивалентная емкость внешних измерительных цепей; $RC = (R_{in} + R_t) C$ – эквивалентная постоянная времени. Важно подчеркнуть, что в современных БИС величина C_{in} может составлять несколько нФ, поэтому ее влиянием нельзя пренебрегать.

С учетом соотношений (5)–(7) оценка ионизационной реакции может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta U(t) \approx 10^5 q g_o (1 - R_\lambda) \frac{R_t}{R_{in} + R_t} \frac{J_u \alpha_0 \varepsilon_i}{C K'_m h \nu \rho} L_e(t), \quad (8)$$

где $L_e(t)$ – эффективная длина собирания носителей заряда, определяемая с учетом интегрирования ионизационного тока на внутренних и внешних инерционностях:

$$L_e(t) \approx \frac{\exp(-t/RC)}{T_p} \int_0^t \left[\frac{\exp(-x/\tau) \cdot T_p}{\sqrt{\pi x / D_d}} + f(x) W_{pn} \right] \exp(x/RC) dx, \quad (9)$$

На рис. 2 в качестве примера представлены результаты моделирования изменения эффективной длины собирания носителей заряда во времени для подложки p -типа с уровнем легирования равным $1.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, временем жизни неосновных носителей заряда равным 2 мкс и при внешнем напряжении на p - n -переходе равным 0 при воздействии импульса ионизирующего излучения с эффективной длительностью 70 пс. Результаты моделирования показывают, что амплитудно-временные характеристики в сильной степени определяются параметрами эквивалентной RC-цепи и при одинаковых

значениях постоянной времени формы импульсов не отличаются друг от друга.

Таким образом, из анализа ионизационной реакции можно провести оценку ряда необходимых параметров. Например, проведя измерения ионизационной реакции БИС при локальном лазерном облучении и разных значениях внешних элементов R_t и C_l , можно из величины длительности импульса (рис. 3) определить значения внутренних эквивалентных емкости и резистора, и тем самым провести расчетную оценку $\Delta U(t)$.

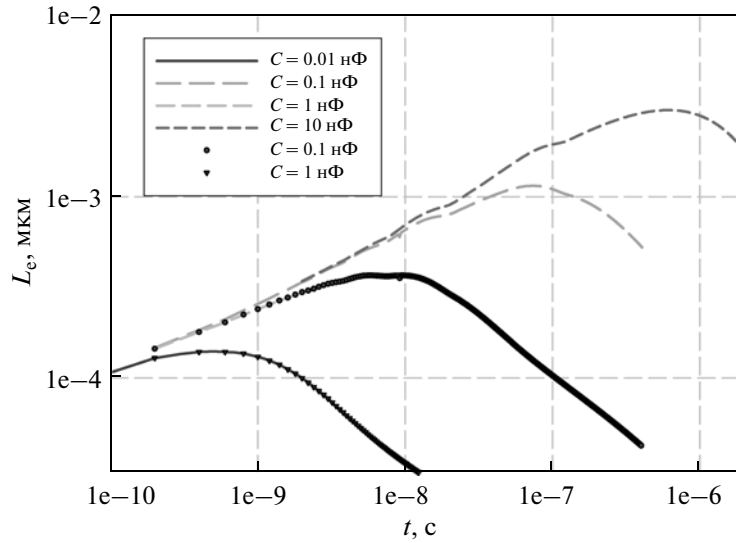


Рис. 2. Изменение эффективной длины во времени для полупроводниковой структуры при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью 70 пс и разных значениях C : кривые $R = 100$ Ом, символы $R = 10$ Ом.

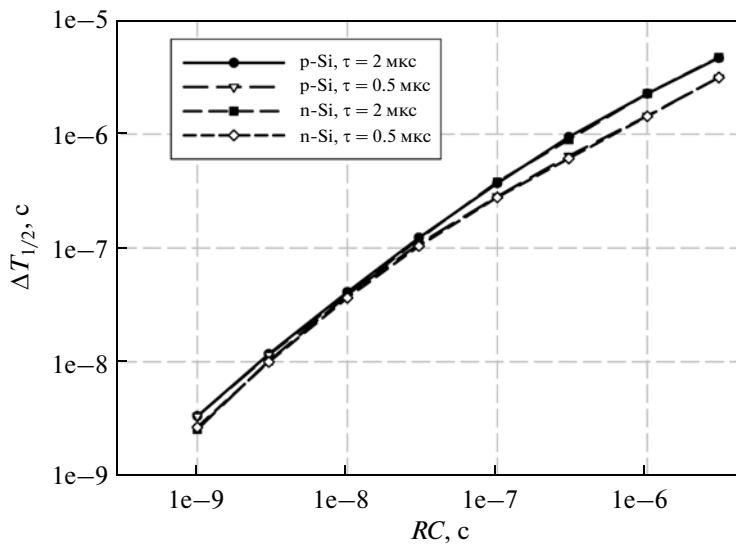


Рис. 3. Изменения длительности импульса ионизационной реакции на полувысоте в подложках n - и p -типов от величины эквивалентной постоянной времени RC .

Полученные результаты, в свою очередь, позволяют определить максимальное значение эффективной длины собирания заряда с подложки L_{e_max} (рис. 4). В дальнейшем на основе полученных параметров из сравнения расчетных и экспериментальных значений амплитуд ионизационной реакции в цепи питания можно оценить значение коэффициента оптических потерь K'_m . Как следует из представленных на рис. 4 зависимостей, значительную погрешность в величине K'_m может дать неопреде-

ленность в типе подложке, хотя для большинства современных субмикронных БИС используется подложка p -типа. В случае отсутствия сведений о типе используемой подложки рекомендуется применять среднее значение, при котором погрешность оценок может составлять величину около 30% (штрих-пунктир, на рис. 4).

Представленные результаты расчетно-экспериментального моделирования позволяют провести оценку эквивалентных значений ЛПЭ с помощью следующего соотношения:

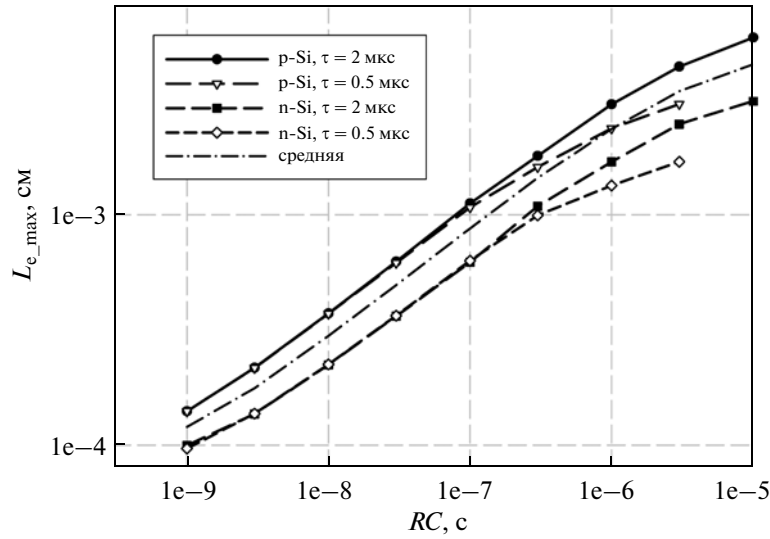


Рис. 4. Изменения максимальной длины собирания в подложках *n*- и *p*-типов от величины эквивалентной постоянной времени *RC*.

$$L_z = \frac{J_{ли} \Delta U_{max}}{J_u L_{e_max}} \left(1 + \frac{R_{in}}{R_t}\right) \frac{C}{10^5 qg_o} \frac{K'_m}{K_m} \approx 9.1 \times 10^9 \frac{J_{ли} C \Delta U_{max}}{J_u L_{e_max}} \left(1 + \frac{R_{in}}{R_t}\right) \frac{K'_m}{K_m}, \left[\text{МэВсм}^2/\text{МГ} \right]. \quad (10)$$

Интересно отметить две характерных особенности представленного соотношения. Если оценку эквивалентных значений ЛПЭ делать по методике локального облучения, то при выборе одного и той же области облучения значения K_m и K'_m будут равны между собой. Более того, результаты сканирования поверхности кристалла показывают, что во многих субмикронных БИС вариации коэффициента оптических потерь незначительны, и ими можно пренебречь. Вторая особенность заключается в том, что в соотношении (10) стоят отношения энергий лазерного излучения, поэтому погрешности в определении коэффициентов поглощения и отражения не влияют на результаты оценок величин ЛПЭ. Важно только одно, чтобы величины длины поглощения лазерного излучения превышала мак-

симальное значение эффективной длины собирания носителей заряда.

В последнее время активно развивается методика облучения БИС с тыльной стороны [6], с помощью которой удастся снять одно из серьезных ограничений применения лазерных методов, связанных с влиянием многослойной металлизации. Не принимая во внимание оптические эффекты, приводящие к изменению размеров локальной зоны облучения, в этом случае часть излучения поглощается в кремневой подложке. Поэтому в соотношениях (1) и (5) необходимо учесть эти потери и возможность отражения части лазерного излучения от верхней поверхности кристалла БИС. С учетом этого соотношения для оценки эквивалентных значений ЛПЭ и характеристик импульса ионизационного тока при облучении с донной стороны кристалла БИС преобразуются к виду:

$$L_{zb} \approx \alpha_0 (1 - R_{\lambda,b}) J_{ли} \frac{\epsilon_i}{h\nu \rho} \left[\exp(-\alpha W_s) (1 + R_{\lambda,t}) \right], \quad (11)$$

$$\Delta I_b(t) \approx qg_o (1 - R_{\lambda,b}) \alpha_0 \left[\exp(-\alpha W_s) (1 + R_{\lambda,t}) \right] \frac{J_u \epsilon_i}{T_p h\nu 10^{-7} \rho} L(t), \quad (12)$$

где α – коэффициент потерь лазерного излучения в кремневой подложке толщиной W_s . Очевидно, что в этом случае параметром, эквивалентным коэффициенту оптических потерь K_m , является величина, характеризующая потери части лазерного излучения в кремневой подложке. Поэтому при проведе-

нии преобразований, аналогичных вышеприведенным, получим тоже соотношение (10). С этой точки зрения предлагаемая методика является нечувствительной к процедуре облучения БИС с активной или тыльной стороны кристалла БИС. Важным ограничением является только необходимость

обеспечения относительно равномерного поглощения лазерного излучения в чувствительной области БИС, т.е. выполнение условия:

$$\alpha L_{e_max} < 1. \quad (13)$$

Принимая во внимание, что типовые значения L_{e_max} не превышают 10 мкм, из соотношения (13) следует, что коэффициент поглощения лазерного излучения не должен быть более $\alpha > 10^3$ 1/см. Таким образом, получаем, что данная методика может эффективно применяться при использовании лазерного излучения с длинами волн из диапазона 0.8...1.08 мкм. При этом при облучении с тыльной стороны, чтобы избежать излишней энергетике лазерного излучения, целесообразно применять лазерное излучение с длиной волны 0.95...1.08 мкм.

Таким образом, предлагаемая методика определения эквивалентных значений по результатам локального лазерного излучения сводится к выполнению следующих основных операций:

– сканирование кристалла БИС по методике локального лазерного облучения с целью определения областей чувствительности;

– определение в чувствительных областях пороговых значений энергии лазерного излучения, приведенных к сфокусированному воздействию [8, 11];

– измерение ионизационной реакции в исследуемых областях БИС при локальном воздействии лазерного излучения при нескольких значениях внешних резисторов и/или конденсаторов с целью определения эквивалентных значений емкостей и сопротивлений;

– оценка по результатам измерений эффективной длины собирания;

– определение значения ЛПЭ из соотношения (10).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обоснована методика оценки эквивалентных значений линейных потерь энергии по результатам облучения кристалла БИС локальным лазерным излучением. Методика основана на пересчете энергии лазерного излучения в эквивалентные значения ЛПЭ с использованием результатов измерения ионизационной реакции в цепи питания БИС. В предлагаемой методике устране-

ны неопределенности, обусловленные характеристиками взаимодействия оптического излучения с полупроводниковыми структурами.

Автор выражает признательность сотрудникам ОАО “ЭНПО СПЭЛС” А.Л. Васильеву, А.Н. Егорову, А.А. Печенкину и А.В. Яненко за обсуждения и помощь в проведении экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Messenger G.C., Ash M.S.* Single Event Phenomena. N.Y.: Chapman&Hall, 1997. 368 p.
2. *The Radiation Design Handbook.* European Space Agency // ESTEC, Noordwijk, the Nederland, 1993. 444 p.
3. *Pickel C.* Single event effects rate prediction // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1996. V. 43. № 2. P. 483–495.
4. *Чумаков А.И.* Действие космической радиации на ИС. М.: Радио и связь, 2004. 320 с.
5. *Allen G.R.* Compendium of Test Results of Single Event Effects Conducted by the Jet Propulsion Laboratory // 2008 IEEE Radiation Effects Data Workshop Record.
6. *Pouget V.* Fundamentals of laser SEE testing and recent trends / RALFDAY 2009, EADS France, Suresnes, 11th September.
7. *Jones R. et al.* Comparison between SRAM SEE cross-section from ion beam testing with those obtained using a new picosecond pulsed laser facility // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 2000. V. NS-47. № 4. P. 539–544.
8. *Чумаков А.И., Егоров А.Н., Маврицкий О.Б., Яненко А.В.* Возможности использования локального лазерного излучения для моделирования эффектов от воздействия отдельных ядерных частиц в ИС // Микроэлектроника. 2004. Т. 33. № 2. С. 128–133.
9. *Чумаков А.И.* Моделирование эффекта “просадки” питания в ИС при воздействии импульса ионизирующего излучения // Микроэлектроника. 2006. Т. 35. № 3. С. 184–190.
10. *Никифоров А.Ю., Скоробогатов П.К.* Физические основы лазерного имитационного моделирования объемных ионизационных эффектов в полупроводниковых приборах и ИС: линейная модель // Микроэлектроника, 2004. Т. 33. № 2. С. 91–107.
11. *Чумаков А.И., Печенкин А.А., Егоров А.Н., Маврицкий О.Б., Баранов С.В., Васильев А.Л., Яненко А.В.* Методика оценки параметров чувствительности ИС к тиристорному эффекту при воздействии отдельных ядерных частиц // Микроэлектроника. 2008. Т. 37. № 1. С. 45–51.