

ЗАЩИТА ИНФОРМАЦИИ В ИЗДЕЛИЯХ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1. Оценка энерговыделения в кристалле ПП или ИС при непосредственном воздействии поля ЭМИ

Типичная геометрия облучения ИС полем ЭМИ приведена на рис. 1.

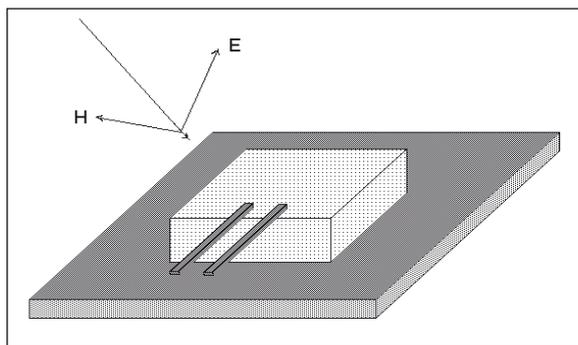


Рис. 1. Кристалл ИС в поле плоской электромагнитной волны

Полупроводящий кристалл толщиной 250–700 мкм размещен на проводящем (металлическом) основании. Энергия электромагнитного поля приводит к энерговыделению в полупроводнике вследствие двух основных механизмов:

- наводка сигналов на подводящие выводы ИС и последующая передача энергии в кристалл;
- непосредственное поглощение части энергии поля в полупроводящем кристалле ИС.

Реальная геометрия облучения ИС в корпусе в поле ЭМИ чрезвычайно сложна и носит трехмерный характер. С целью упрощения задачи можно воспользоваться предположением работы [1] о возможности моделирования воздействия в полубесконечной геометрии, изображенной на рис. 2.

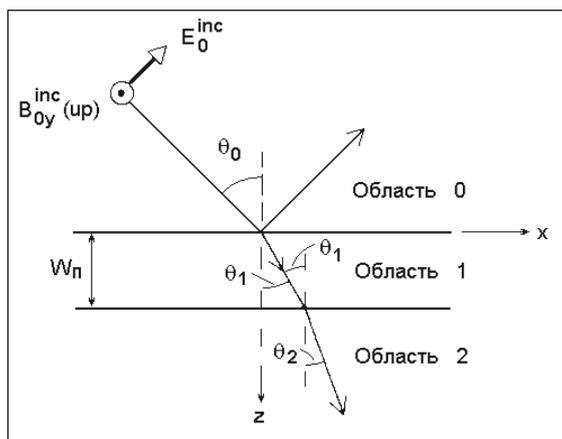


Рис. 2. Падение плоской электромагнитной волны на границу раздела «воздух–полупроводник»

Область 0 представляет собой воздух, область 1 – полупроводниковую или диэлектрическую подложку, а область 2 – алюминиевый проводник. Здесь W_n – толщина подложки (кристалла). Рассматривается плоская электромагнитная волна, падающая из воздуха на границу раздела между областями 0 и 1.



Как показано в работе [2], тангенциальная компонента электромагнитного поля в воздухе у поверхности диэлектрика при воздействии волны E -типа (вектор электрического поля находится в плоскости падения) равна

$$B_{0y}(x,0) = B_{0y}(0,0)e^{ikx \sin \theta} [1 + f_e]; \quad (1)$$

$$E_{0x}(x,0) = \frac{\omega}{k_0} B_{0y}(0,0)e^{ikx \sin \theta} [1 - f_e] \cos \theta_0, \quad (2)$$

а при воздействии волны M -типа (вектор магнитного поля находится в плоскости падения):

$$E_{0y}(x,0) = E_{0y}(0,0)e^{ikx \sin \theta} [1 + f_m]; \quad (3)$$

$$B_{0x}(x,0) = \frac{-k_0}{\omega} E_{0y}(0,0)e^{ikx \sin \theta} [1 - f_m] \cos \theta_0, \quad (4)$$

где f_{er} и f_{mr} — комплексные коэффициенты отражения волн E -типа и M -типа соответственно; k_0 — волновое число для воздуха (среда 0); θ_0 — угол падения волны; ω — угловая частота (в радианах).

Эти тангенциальные компоненты представляют практический интерес для расчета энерговыделения в кристалле ИС. Квадрат модуля $0 \leq |f_r|^2 \leq 1$ представляет собой долю энергии падающей волны, отраженной от структуры, поэтому величина $1 - |f_r|^2$ показывает долю энергии, поглощенной в кристалле.

На рис. 3 приведен график зависимости коэффициента отражения f_{er} и поглощенной мощности P_{abs} при нормальном падении волны E -типа на подложку толщиной $W_n = 250$ мкм, выполненную из легированного кремния с удельным сопротивлением 100 Ом·см.

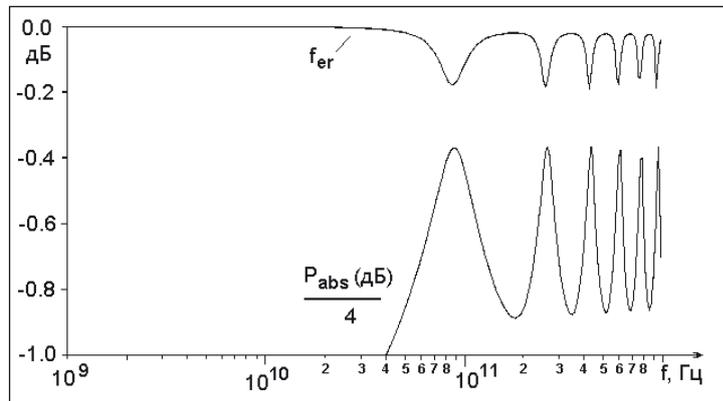


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения f_{er} и поглощенной мощности P_{abs} при нормальном падении волны E -типа на подложку толщиной $W_n = 250$ мкм, выполненную из нелегированного кремния с удельным сопротивлением 100 Ом·см

Видно, что до частот порядка $4 \cdot 10^{10}$ Гц кремниевая подложка является электрически тонкой и практически вся энергия волны отражается. Первый пик поглощения появляется, когда электрическая толщина кремниевой подложки становится равной одной четверти длины волны ЭМИ в кремнии.

Анализ решений показывает, что в диапазоне частот до $2 \cdot 10^{10}$ Гц общие потери на поглощение в кремниевой подложке не превышают 0,5 дБ. Для случая воздействия двухэкспоненциального импульса ЭМИ с максимальной напряженностью электрического поля $E_{max} = 300$ кВ/м, магнитного — $H_{max} = 790$ А/м, длительностью импульса (на полувысоте) $t_u = 3 \cdot 10^{-9}$ с и фронтом $t_\phi = 5 \cdot 10^{-10}$ с основная часть энергии импульса находится внутри частотного спектра, ограниченного частотой $2 \cdot 10^{10}$ Гц. Поток энергии, переносимый импульсом такого ЭМИ (вектор Умова—Пойтинга), составляет $\Pi = E_{max} \cdot H_{max} \cdot t_u \cdot 0,7$ Дж/м², или около $7 \cdot 10^{-5}$ Дж/см².



При 10-процентных потерях энергии, что заведомо превышает возможные потери во всем частотном диапазоне импульса ЭМИ, максимальная поглощенная за импульс энергия не превысит на единицу площади $E_{abs}^s \cong 7 \cdot 10^{-6}$ Дж/см².

Согласно приведенным в работе [3] данным, этой энергии может оказаться достаточно для реализации некоторых механизмов повреждения ИС. Однако эта возможность в сильной степени зависит от характера распределения поглощенной энергии по кристаллу. Поскольку во всем рассматриваемом частотном диапазоне толщина скин-слоя в кремнии превосходит толщину подложки, то в первом приближении можно считать энерговыделение от поля ЭМИ равномерным. Тогда максимальная плотность поглощенной за импульс энергии не превысит на единицу объема $E_{abs}^v \cong 2,8 \cdot 10^{-4}$ Дж/см³, а интенсивность энерговыделения 10^5 Вт/см³. При удельной теплоемкости кремния 1,6 Дж/(°К·см³) дополнительный перегрев вследствие поглощенной от ЭМИ энергии составит ничтожно малую величину.

Даже если бы вся энергия импульса поля ЭМИ поглотилась в кристалле, она не вызвала бы его существенного разогрева вследствие малой продолжительности воздействия. Однако прежде чем сделать окончательный вывод, была выполнена оценка уровней энерговыделения, связанных с наведенными на выводах ИС сигналами.

2. Оценка энерговыделения в кристалле ИС при воздействии наводки от поля ЭМИ

Была проанализирована геометрия облучения, представленная на рис. 1, в предположении, что наводка от ЭМИ обусловлена наличием выводов ИС длиной всего лишь 2 см.

В качестве модели входной цепи была выбрана КМОП ИС с цепью защиты на входе, изображенная на рис. 4. Цепь защиты включает в себя два диода: один — на подложку, а другой — через карман на источник питания, и обеспечивает защиту от входных импульсов любой полярности.

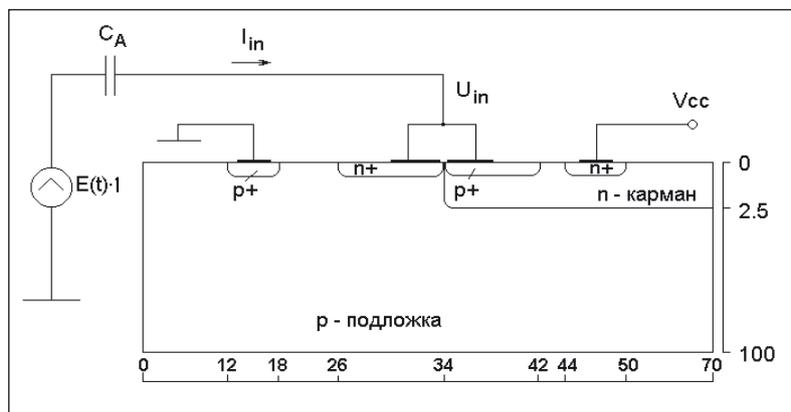


Рис. 4. Физико-топологическая модель входной цепи КМОП ИС с цепью защиты на входе

Здесь $E(t)$ — напряженность электрического поля; l — электрическая длина диполя (вывода ИС); C_A — емкость вывода. Для цилиндрического вывода

$$C_A = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln(2l/a) - 1},$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; a — диаметр вывода. При $a = 0,5$ мм $C_A \cong 3,25 \cdot 10^{-13}$ Ф.

С целью анализа энерговыделения был использован программный комплекс физико-топологического моделирования «DIODE-2D» [2], позволяющий анализировать двумерные нестационарные процессы переноса носителей в полупроводниковых структурах, в том числе и



при воздействии внешних одиночных импульсов напряжения (ОИН). В качестве импульса ЭМИ был выбран ранее рассмотренный двухэкспоненциальный сигнал.

Действие импульсов тока и напряжения на выводе ИС сопровождается энерговыделением в объеме кристалла. На рис. 5 представлен расчетный график зависимости мощности, потребляемой ИС по входу, от времени при воздействии наводки от ЭМИ.

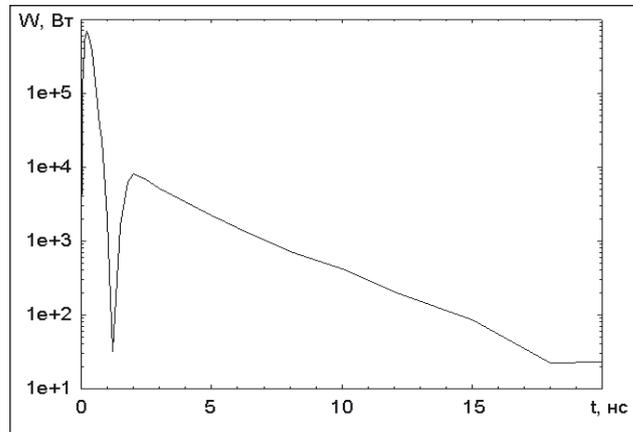


Рис. 5. Зависимость мощности, потребляемой входом КМОП ИС, от времени при воздействии наводки от ЭМИ

Отчетливо видны два пика, связанные соответственно с передним и задним фронтами импульса ЭМИ. Полная энергия, поглощаемая входными цепями ИС за время действия импульса наводки, составила, по расчетам, около $2,3 \cdot 10^{-4}$ Дж, причем большая ее часть ($2,1 \cdot 10^{-4}$ Дж) выделяется за время действия фронта импульса ЭМИ.

Однако распределение поглощенной энергии при ее поступлении через выводы ИС (в виде наводки) существенно отличается от равномерного и может приводить к большим локальным плотностям энерговыделения. На рис. 6 приведено расчетное пространственное распределение энерговыделения по поперечнику анализируемой входной цепи КМОП ИС в момент времени 0,2 нс (максимум энерговыделения).

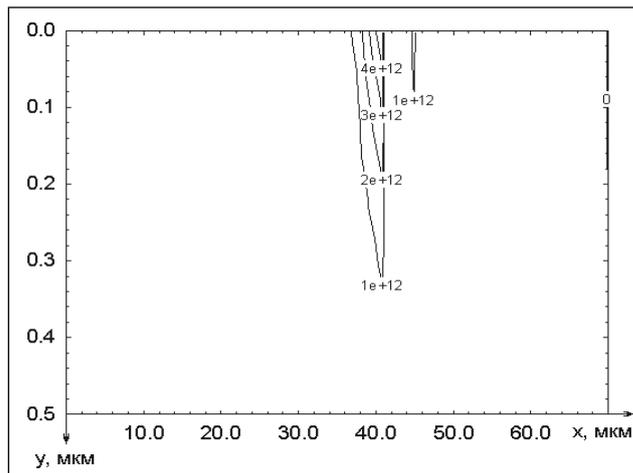


Рис. 6. Пространственное распределение энерговыделения в $\text{Вт}/\text{см}^3$ по поперечнику входной цепи КМОП ИС в момент времени 0,2 нс

Видно, что энерговыделение локализовано в узкой приповерхностной области под p^+ -областью в n -кармане. Интенсивность энерговыделения доходит до $4 \cdot 10^{12}$ $\text{Вт}/\text{см}^3$, что более чем на 7 порядков превосходит интенсивность энерговыделения от непосредственного поглощения



энергии ЭМИ! Столь высокие значения интенсивности энерговыделения связаны с тем, что почти вся энергия выделяется в очень маленьком объеме у поверхности кристалла.

Таким образом, в случае воздействия наводки от ЭМИ, поступающей по выводам прибора, поглощенная энергия локализуется в относительно небольших по размеру областях энерговыделения, что приводит к появлению опасных для работы прибора областей локального перегрева. Внешние выводы улавливают энергию ЭМИ, а внутренняя металлизация и неоднородная структура ИС локализуют энерговыделение в малых критичных объемах. Именно этот механизм приводит к потере информации, а также к появлению первичных и вторичных механизмов необратимого повреждения ИС под действием ЭМИ.

Следовательно, во всем диапазоне времен, частот и интенсивностей, присущих современным и перспективным источникам ЭМИ, действие электромагнитных излучений может быть смоделировано воздействием на выводы ИС электрических сигналов от специализированных генераторов ОИН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Shlager K., Preis D., King R. W. P. Reflecting, Coupling and Absorption of Plane Waves Incident on an Integrated Circuits // IEEE Trans. EMC. Vol. EMC-30. 1988. № 4. P. 570–577.
2. Сыцько Ю. И., Скоробогатов П. К., Чумаков А. И. и др. Система численного физико-топологического двумерного моделирования полупроводниковых структур «DIODE-2» // Радиационная стойкость электронных систем – «Стойкость – 99»: Тез. докл. Росс. научн. конф., г. Лыткарино, 1–3 июня 1999 г. М.: СПЭЛС–НИИП, 1999. С. 21–22.
3. Рикетс Л. У., Бриджес Дж. Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979. – 328 с.
4. РД В 319.03.30 – 98. Изделия электронной техники, квантовой электроники и электротехнические военного назначения. Порядок испытаний на импульсную электрическую прочность и требования к испытательному оборудованию. М.: МО РФ, 1998. – 14 с.

