

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-89-640

В.С.Барашенков, М.Г.Борисова*, Н.Г.Големинов*,
А.Полянки, А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Направлено в "Журнал теоретической физики"

*Московский инженерно-физический институт

Барашенков В.С. и др.

P2-89-640

Математическое моделирование радиационных повреждений полупроводниковых материалов

Создана монте-карловская модель межъядерного каскада, имитирующая радиационные сбои в полупроводниковых элементах, находящихся в полях высокоэнергетических протонов и ядер. На примере кремниевой микросхемы, облучаемой протонами и ионами углерода с энергией 3,65 ГэВ/нуклон, изучается вероятность выделения определенного количества радиационной энергии в его отдельной ячейке и ее зависимость от типа ионизирующей компоненты каскадной лавины. Вычисленная таким образом вероятность и экспериментально измеренная характеристика частоты сбоев ячейки в зависимости от величины выделившейся в ней энергии позволяют оценить временную зависимость радиационных отказов электронных устройств.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Barashenkov V.S. et al.

P2-89-640

Computer Simulation of Radiation Induced Defects in Semiconductor Materials

A Monte-Carlo intranuclear cascade code which imitates radiation defects (errors) in semiconductor materials located in high energy proton and ion fields is developed. With silicon semiconductor chip irradiated by protons and ^{12}C ions at 3.65 GeV/nucleon taken as an example the probability of allocation of a definite amount of energy in its separate cell is studied as well as its dependence on the kind of the cascade shower ionizing component. The probability being calculated in the above mentioned manner and experimentally measured cell error frequency characteristic depending on the amount of energy released allow one to evaluate the time dependence of radiation induced errors in electronic circuits.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1989

Многие электронные приборы имеют форму пленочных "сот", состоящих из огромного количества полупроводниковых ячеек с размерами в несколько десятков микрон и менее, укрепленных на плоской подложке. В поле высокоэнергетического излучения в ячейках и подложке развиваются межъядерные каскады с участием протонов, мезонов, ядер отдачи и ядерных фрагментов, ионизирующих среду в ячейках и вызывающих сбои прибора. Полученные на спутниках данные говорят, что под действием космических лучей в полупроводниковых устройствах с числом элементов около 10^5 такие сбои происходят с частотой примерно раз в сутки^{1/7}. При длительных полетах /автоматические станции рассчитываются на несколько десятков лет/ это может стать существенным фактором неустойчивости, особенно если иметь в виду тенденции быстрого увеличения числа полупроводниковых ячеек и их дальнейшую миниатюризацию. Использование электронных приборов с высокотемпературными сверхпроводящими пленками ставит аналогичные задачи. Многие из таких приборов также представляют собой гетерогенные системы, состоящие из множества ячеек с чувствительным к радиационным повреждениям объемом.

Число радиационных сбоев микросхемной схемы равно числу ее полностью поврежденных /вышедших из строя или еще не успевших восстановиться/ ячеек в расчете на одну первичную частицу:

$$n(t)/n_0(t) = \int_{E>0} \varphi(E)P(E)[1 - R(E,t)]dE,$$

где t - время облучения, n_0 - поток первичных ядерно-активных частиц, $\varphi(E)$ - вероятность сбоя микросхемы при выделении энергии E в одной из ее ячеек, $P(E)$ - вероятность выделения такой энергии внутри ячейки /"радиационный спектр" одиночного события/, $R(E,t)$ - зависящая от интенсивности радиационного поля и от деталей электронного устройства вероятность восстановления /"залечивания"/.

Аппаратурные функции $\varphi(E)$ и $R(E, t)$ зависят от конкретных параметров электронного устройства, и в настоящее время их удобнее определять экспериментально. Мы ограничимся пока простейшим случаем $R = 0$.

На рис.1 приведены примеры функции $\varphi(E)$, измеренной описанными в работах^{2,3/} методами для нескольких стандартных элемен-

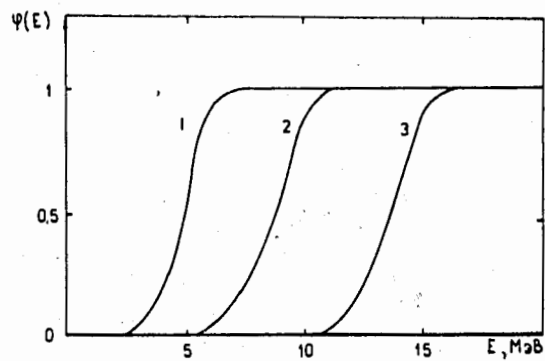


Рис.1. Вероятность сбоя в элементе оперативной памяти емкостью 64, 16 и 4 К /соответственно кривые 1, 2, 3/ при выделении в ячейке энергии E .

тов оперативного запоминающего устройства в диапазоне $E=0-20$ МэВ. Электронная схема обеспечивала выполнение условия

$R = 0$, поэтому повторные повреждения ячеек не учитывались. Как видно, функции различных элементов очень похожи и различаются, по существу, лишь сдвигом вдоль оси E .

Радиационный спектр одиночного события $P(E)$ может быть рассчитан методом Монте-Карло. Для этого мы воспользовались моделью межъядерного каскада^{4/}, применимой в области первичных частиц от нескольких десятков МэВ до сотни ГэВ на нуклон. Вместе с эмпирической аппаратурной функцией $\varphi(E)$ это позволяет оценивать радиационную устойчивость пленочных полупроводниковых устройств в различных конкретных случаях, когда непосредственные экспериментальные исследования весьма затруднительны.

Особенность расчетов в случае применения пленок состоит в том, что при непосредственном использовании программы^{4/} большинство бомбардирующих пленку частиц проходит сквозь нее, не испытав ни одного ядерного взаимодействия. При этом мы фактически рассчитываем макроскопическое сечение взаимодействия частиц с пленкой. Расчет упрощается, если задать его заранее, то есть считать, что с пленкой взаимодействует каждая первичная частица, а результирующие данные относить к эффективному потоку:

$$N = N_0 [1 - \exp(-d \cdot \Sigma_{tot})]^{-1},$$

где N_0 - реальный поток первичных частиц, d - толщина пленки, Σ_{tot} - макроскопическое сечение упругого и неупругого ядерного взаимодействия*.

* Например, в случае 100-мкм кремниевой пленки стандартной микросхемы, облучаемой протонами с энергией в несколько ГэВ, характеризующий коэффициент $N_0/N = 296$. В пучке ионов $^{12}C-N/N_0 = 847$. В пределах рассмотренных нами толщин подложек $d < 200$ мкм их учет приводит к увеличению указанных коэффициентов на фактор, приблизительно равный отношению суммарной толщины подложки и кристалла к толщине кристалла.

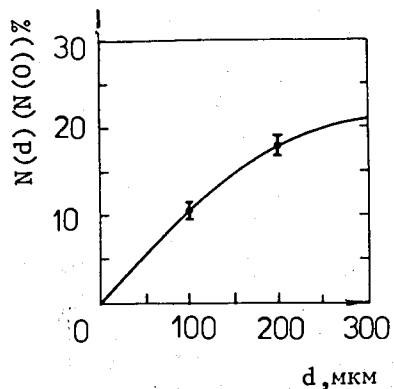


Рис.2. Увеличение числа радиационно поврежденных ячеек кремниевой микросхемы за счет частиц, вылетающих из его подложки толщиной d .

В действительности ситуация несколько сложнее, поскольку кристаллические "соты" полупроводниковых ячеек крепятся на подложке, в которой тоже развиваются каскады ионизирующих частиц, при этом некоторые частицы

движутся под большими углами к направлению первичного пучка ($\theta > 90^\circ$) и могут стать причиной радиационного повреждения полупроводниковых ячеек. При высоких энергиях вклад таких частиц не велик. Так, при облучении 100-мкм пленки протонами с энергией в несколько ГэВ/нуклон учет кремниевой подложки с толщиной d увеличивает число ячеек, в которых выделилась более 2 МэВ энергии, всего на 20% /см. рис.2/. С уменьшением энергии радиационный эффект подложки становится более важным.

Чтобы сохранить высокую эффективность монте-карловского розыгрыша и учесть вклад подложки, удобно использовать статистические веса. Например, разыгрывать глубину ядерного взаимодействия по экспоненциально-убывающей весовой функции с соответственно подобранным показателем, который определяется, в основном, средним радиационным пробегом образующихся в подложке α -частиц /другие ядерные компоненты дают меньший вклад; см. ниже/ и слабо зависит от энергии бомбардирующего пучка*.

В качестве конкретного примера мы рассмотрели радиационные повреждения протонами и ионами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон кремниевой кристаллической микросхемы, имеющей поперечные размеры 0,2x0,5 см и состоящей из 4000 полупроводниковых ячеек с толщиной 100 мкм, укрепленных на кремниевой подложке. Предполагалось, что первичные частицы равномерно бомбардируют кристалл перпендикулярно его поверхности. В реальных полупровод-

* При высоких энергиях первичных частиц средняя энергия α -частиц составляет около 10 МэВ, что соответствует пробегу в 70-80 мкм. Средние радиационные пробеги более тяжелых ядерных компонент потока значительно меньше /около 1-10 мкм/. Поэтому существенны лишь первые 200-300 мкм подложки.

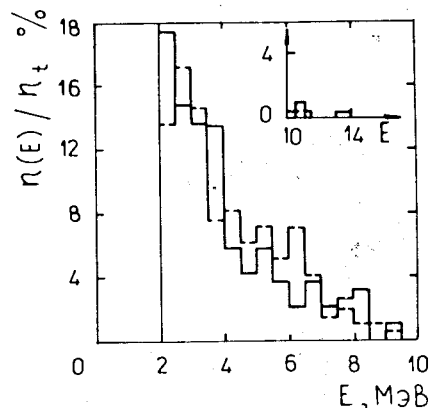


Рис.3. Относительное число ячеек микросхемы, в которых под действием протонов /пунктир/ и ионов ^{12}C /сплошная гистограмма/ выделилась энергия E . $n_t = \int n(E)dE$ - суммарное число поврежденных ячеек. Статистическое обеспечение расчетов: исследовано 198 событий, в которых были повреждены ячейки, на 1000 взаимодействий /упругих и неупругих/ первичных протонов в кристалле и подложке

и, соответственно, 190 событий на 1113 взаимодействий первичных ионов ^{12}C . Толщина подложки - 200 мкм кремния.

никовых схемах чувствительный к радиационным повреждениям объем, зависящий от конкретного устройства, несколько меньше геометрического объема ячейки. Мы это различие пока не учитывали.

На рис.3 приведены распределения количества поврежденных ячеек по величине выделившейся в них энергии. В качестве нижнего порога радиационных повреждений выбрана та же энергия $E = 2$ МэВ, что и на рис.2. На следующем рисунке указаны соответствующие интегральные распределения

$$n_{\text{int}}(E) = \int_{\epsilon < E} n(\epsilon)d\epsilon.$$

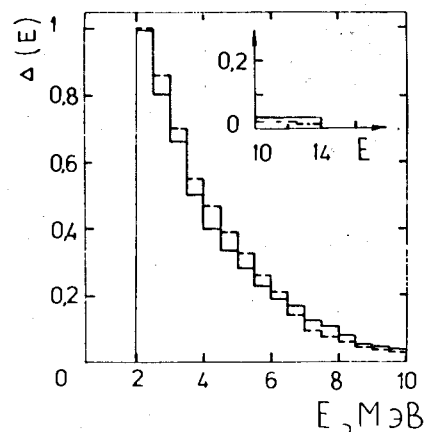


Рис.4. Относительное число ячеек микросхемы с энергывыделением, превышающим $\Delta n = \int_{\epsilon > E} n(\epsilon)d\epsilon / \int_{\epsilon > 2 \text{ МэВ}} n(\epsilon)d\epsilon$. Сплошная гистограмма - для пучка ионов ^{12}C , пунктир - протоны. Статистическое обеспечение, как на рис.3.

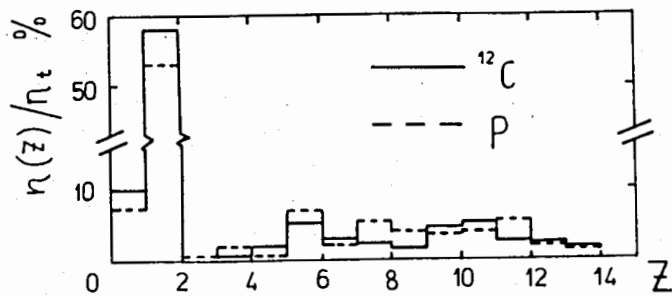


Рис.5. Вероятность выделения в ячейке радиационной энергии $E > 2$ МэВ каскадной частицей с зарядом Z . Энергия первичных протонов и ионов $T = 3,65$ ГэВ/нуклон.

Как видно, энерговыделение слабо зависит от типа бомбардирующей частицы. Приблизительно в половине случаев при облучении протонами и примерно в 60% случаев при облучении ионами ^{12}C в ячейке выделяется энергия $E = 2-4$ МэВ. Вероятность очень большого энерговыделения, $E > 10$ МэВ, составляет всего около 3,5% в протонном пучке и приблизительно 4% при облучении ионами углерода.

Для понимания механизма радиационных повреждений и дальнейшего совершенствования физических аспектов модели важно знать, какие частицы - каскадные адроны, многозарядные фрагменты распадающихся послекаскадных ядер или ядра отдачи - дают основной вклад в вероятность радиационного повреждения ячейки /то есть выделения в ней энергии $E > 2$ МэВ/ различных сортов заряженных частиц, образующихся в процессе межъядерного каскада.

Обращает на себя внимание пренебрежимо малый /5-7%/ вклад однозарядных частиц - каскадных протонов, мезонов, ядер дейтерия и трития. Это объясняется тем, что большинство этих частиц имеет высокую энергию и, соответственно, очень слабо ионизирует среду. Главный вклад /40-60%/ дают двухзарядные ионы гелия, и приблизительно столько же /60-40%/ вносят тяжелые многозарядные ядра отдачи, образующиеся в результате неравновесных /предкомпаундных/ распадов и "испарения" послекаскадного ядра. Поскольку протоны слабее разрушают ядро-мишень, относительный вклад ионов гелия в этом случае меньше, а вклад ядер отдачи с зарядами, близкими к исходному, больше, чем при облучении ионами углерода.

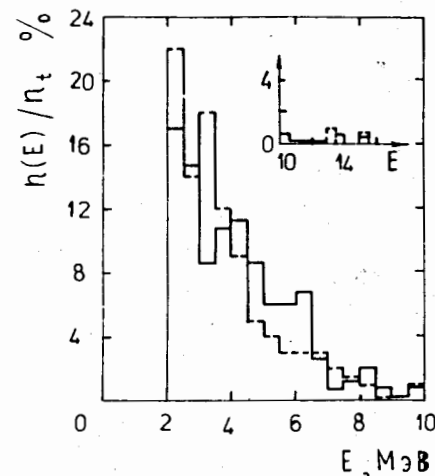


Рис.6. Энерговыделение в ячейке микросхемы, облучаемой протонами с энергией 1 ГэВ. Сплошная гистограмма - расчет на основе испарительной модели, дополненной неравновесными распадами. Пунктир - расчет без их учета.

Следует особо подчеркнуть, что расчет послекаскадной стадии взаимодействия быстрых частиц и ядер с ядрами наименее отработан. В частности, подбор входящих в расчет феноменологи-

ческих параметров затруднен недостатком надежных экспериментальных данных об энергии возбуждения и импульсах ядер /часть их вообще противоречива, см. /57/. В выполненных до настоящего времени расчетах электроядерных реакторов, выхода практически важных изотопов, усредненных данных для радиационной защиты и других задачах, связанных с межъядерными каскадами, неточности свойств образующихся возбужденных ядер слабо влияли на результаты и им уделялось сравнительно мало внимания. Модель внутриядерных каскадов при энергиях ниже нескольких ГэВ/нуклон в последние годы не развивалась. Тот факт, что радиационное энерговыделение почти целиком обязано ядерной компоненте каскадной лавины, требует более тщательного рассмотрения адрон- и ион-ядерных взаимодействий.

Представление о точности расчетов послекаскадной стадии можно получить путем сравнения различных подходов: испарительной модели; модели, учитывающей предравновесное испускание частиц и фрагментов; перколяционной модели. На рис.6 и 7 сопоставляются зарядовые и энергетические распределения, рассчитанные с учетом и без учета предравновесного распада послекаскадных ядер со стандартными /обычно используемыми/ параметрами. Различия в зарядовых распределениях незначительны. Более заметны расхождения энергетических гистограмм - они достигают десятков процентов и говорят о том, что расчеты радиационных повреждений должны обязательно выполняться с учетом неравновесных распадов. /Гистограммы на рис.3-5 вычислены именно таким образом/. Испарительная модель, дополненная неравновесными предкомпаундными процессами /6/, является сегодня наиболее точным подходом к рассмотрению распадов возбужденных ядер при умеренных энергиях возбуждения. Серьезный ее недостаток состо-

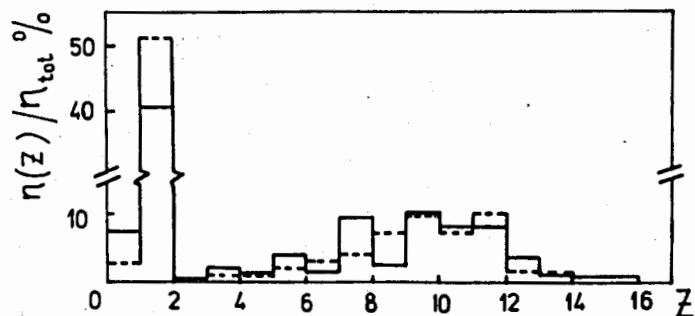


Рис.7. Вероятность выделения в ячейке микросхемы энергии $E > 2$ МэВ частиц с зарядом Z . Облучение протонами с энергией 1 ГэВ. Обозначения - как на рис.6.

ит в том, что она не описывает так называемой фрагментации - испускания ядром тяжелых многозарядных осколков, обладающих значительной кинетической энергией*. Удовлетворительной теории этого явления пока нет; можно лишь, основываясь на экспериментальном факте малости ее сечения, надеяться на то, что фрагментация дает сравнительно небольшой вклад в радиационные повреждения.

Альтернативным способом вероятностного расчета распадов возбужденных ядер является перколяционный подход⁷⁷. Из таблицы видно, что получающиеся при этом результаты иногда в полтора-два раза отличаются от рассчитанных другим способом. Однако расчетов на основе перколяционного подхода выполнено еще очень мало, поэтому трудно сказать, насколько он предпочтительнее уже известных.

Таким образом, созданная математическая модель позволяет исследовать различные аспекты радиационных повреждений полупроводниковых элементов частицами высоких энергий. Ее дальнейшее усовершенствование связано прежде всего с уточнением теории распада сильно возбужденных ядер.

Авторы выражают благодарность профессору Л.Н.Зайцеву за обсуждения и стимулирующую поддержку.

*Условия применимости модели часто нарушаются в случае легких ядер, обладающих очень большой энергией возбуждения⁷⁸. Это - особый вопрос, лежащий в стороне от задачи данной работы.

Таблица

Число ядер с зарядом Z , образующихся при неупругом взаимодействии протона и иона ^{12}C с ядром $^{28}_{14}\text{Si}$ при энергии 3,65 ГэВ/нуклон. А - расчет на основе каскадно-испарительной модели /исследованы 2000 взаимодействий первичных протонов и 1500 взаимодействий первичных ядер ^{12}C /; В - расчет с учетом неравновесных предкомпаундных процессов распада /1000 взаимодействий первичных протонов и 1000 - ионов ^{12}C /; С - расчет с помощью перколяционной модели /2500 взаимодействий протонов и 2500 - ионов ^{12}C /

| Z | p + Si | | | ^{12}C + Si | | |
|----|--------|-------|------|----------------------|-------|------|
| | A | B | C | A | B | C |
| 1 | 0,50 | 0,27 | - | 0,50 | 0,34 | - |
| 2 | 0,71 | 0,55 | 0,30 | 0,59 | 0,44 | 0,27 |
| 3 | 0,004 | 0,006 | 0,01 | 0,03 | 0,003 | 0,01 |
| 4 | 0,04 | 0,02 | 0,04 | 0,06 | 0,02 | 0,03 |
| 5 | 0,03 | 0,01 | 0,03 | 0,03 | 0,02 | 0,02 |
| 6 | 0,09 | 0,06 | 0,09 | 0,10 | 0,04 | 0,07 |
| 7 | 0,03 | 0,02 | 0,04 | 0,04 | 0,03 | 0,02 |
| 8 | 0,08 | 0,08 | 0,10 | 0,05 | 0,04 | 0,06 |
| 9 | 0,04 | 0,04 | 0,05 | 0,03 | 0,02 | 0,03 |
| 10 | 0,08 | 0,08 | 0,09 | 0,04 | 0,04 | 0,06 |
| 11 | 0,06 | 0,07 | 0,08 | 0,04 | 0,05 | 0,04 |
| 12 | 0,13 | 0,11 | 0,18 | 0,08 | 0,07 | 0,09 |
| 13 | 0,13 | 0,18 | 0,08 | 0,07 | 0,11 | 0,04 |
| 14 | 0,09 | 0,14 | 0,04 | 0,07 | 0,10 | 0,02 |

ЛИТЕРАТУРА

1. Binder D. et al. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1975, NS 22, No.6, p.2675.
2. Големинов Н.Г., Иванов В.И., Крамер-Агеев Е.А. - АЭ, 1980, т.49, с.373.
3. Големинов Н.Г., Крамер-Агеев Е.А. - В сб.: Вопросы микродозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1982, с.68.
4. Barashenkov V.S., Polanski A., Sosnin A.N. - JINR, E2-89-437, Dubna, 1989.
5. Херрманн Э. и др. - ОИЯИ, P1-87-809, Дубна, 1987.

6. Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. - ЯФ, 1975, 21, с.260.
7. Campi X., Desbois J. - In: Proc. of the 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report, Darmstadt, 1985, p.707. Bauer W. et al. Ibid, p.701. Uzhinskii V.V., Shmakov S.Yu.- JINR, E2-89-581, Dubna, 1989.
8. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. - Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1989 года.