

УДК 621.396.6

ТЕПЛОВЫЕ МОДЕЛИ ОТКАЗОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.Ф. АЛЕКСЕЕВ, В.И. ЖУРАВЛЕВ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П.Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь*

Поступила в редакцию 31 марта 2005

Приведен анализ тепловых моделей, описывающих деградацию полупроводниковых структур (ПС) на воздействие мощных электромагнитных импульсов (МЭМИ). Показаны основные способы описания тепловой нестационарности в полупроводниковом кристалле при импульсном нагреве в зависимости от мощности и длительности импульса. Обсуждается необходимость учета температурной зависимости теплофизических свойств полупроводника при моделировании тепловых полей.

Ключевые слова: полупроводниковая структура, тепловой пробой, тепловые модели, МЭМИ.

Введение

Одной из возможных причин отказов полупроводниковых структур при воздействии МЭМИ являются тепловые процессы, протекающие в объеме кристалла [1, 2]. В результате могут наблюдаться явные и скрытые тепловые пробои р-п-переходов, выгорание отдельных участков полупроводника, обрыв металлизации, пробой тонких слоев диэлектриков и т.д. В выходных характеристиках эти процессы выражаются обычно либо в полной неработоспособности прибора (необратимый отказ), либо во временном уходе выходных параметров за установленные пределы (параметрический отказ). Величина нагрева кристалла ПС при МЭМИ определяется как параметрами внешнего воздействия (энергия и длительность МЭМИ), так и свойствами полупроводникового кристалла (тип материала, его физико-химические параметры и т.п.). Прогнозирование возможных тепловых процессов деградации в ПС связано с информацией о величинах электромагнитной энергии, падающей на полупроводниковый прибор, и с закономерностями распространения тепловой энергии в кристалле.

МЭМИ характеризуются большой напряженностью поля (более 10^4 В/м) и обычно образуются вследствие воздействия молнии, ядерного взрыва, короткого замыкания высоковольтных сетей и т.п. В цепях, проходящих через области наличия МЭМИ, индуцируются напряжения и токи (наводки), которые впоследствии передаются на входы электронных схем, если не предусмотрены соответствующие защитные цепи. Наводки от МЭМИ вызывают резкое увеличение значения протекающего через полупроводниковый прибор тока, в результате чего в приборе происходит выделение избыточной мощности и локальный нагрев ПС. Поэтому для определения области безопасной работы ПС при таких условиях используются различные способы моделирования возможной деградации.

Виды моделей описания процесса деградации ПС при МЭМИ

В зависимости от выбора выходных параметров для прогнозирования деградации ПС при воздействии МЭМИ на практике используется несколько видов моделей: тепловые, электротермические, электрические, ионизационно-примесные, статистические и др. [3]. Все они имеют свои достоинства и недостатки и область применения.

Для моделирования реакции ПС на МЭМИ наиболее часто используют тепловые, термоэлектрические и электрические модели. Не всегда можно однозначно отнести модель к определенному классу, поскольку при расчетах могут сочетаться принципы и критерии, используемые для моделей разных классов. Для прогнозирования тепловых пробоев чаще всего применяются тепловые и термоэлектрические модели.

Термоэлектрические модели рассматривают взаимное влияние протекающего через ПС тока, наведенные напряжения и температуры на выходные характеристики прибора. Обычно в качестве определяющего информативного параметра задается значение критического тока, при котором происходит пробой ПС. Эти модели редко описывают тепловую нестационарность в кристалле, а больше рассматривают влияние выделяемой мощности на изменение электрофизических свойств кристалла [4]. К тому же они плохо описывают явление "пассивного отказа" при МЭМИ, т.е. тепловую деградацию ПС, в нерабочем состоянии [5].

Тепловые модели получили более широкое применение вследствие гибкости описания протекающих тепловых процессов для различных краевых условий. Они редко учитывают значения электрических характеристик либо эти характеристики не играют в них роли информативных параметров.

Принципы теплового моделирования

Основная задача тепловой модели — найти распределение температурного поля при наличии импульсного теплового источника. Исходя из значений получаемых критических температур определяется рабочая область сохранения работоспособности ПС при импульсном нагреве. С точки зрения необратимости отказов в используемых тепловых моделях любой термический процесс деградации (выгорание металлизации, пробой p - n -перехода, отслоение контактов, повреждение слоев полупроводника) принимается за тепловой пробой. Каждая группа моделей имеет границы своей применимости: одни больше ориентированы на отказы металлизации, другие — на пробой p - n -переходов. Так как последние вносят основной вклад в деградацию ПС при МЭМИ, большинство моделей описывает именно этот процесс. Следует указать, что для прогнозирования отказов металлизации и контактов ПС на практике часто применяют адаптированные модели электромиграции. В качестве же основной причины отказов p - n -перехода в используемых моделях рассматривается его вторичный пробой. В работе [1] описываются первые попытки с помощью феноменологических моделей вторичного пробоя определить тепловую нестационарность и деградацию ПС при МЭМИ.

Распределение теплоты в полупроводниковом кристалле при воздействии МЭМИ носит неоднородный характер, и его точное описание — чрезвычайно трудная задача. На практике для этих целей часто используют упрощенные уравнения теплового потока для различных типов источников, а также решение дифференциальных уравнений теплопроводности посредством вероятностных функций. Однако при моделировании термических процессов следует учитывать ряд факторов, от влияния которых зависит значение максимально достигаемых температур, иначе расчет может оказаться неверным.

В общем случае распространение теплоты при точечном или плоском источнике для бесконечного тела можно описать с помощью функций Грина [6]. Для мгновенной оценки значения температуры T в произвольной точке однородного кристалла при точечном источнике используется выражение:

$$T = \frac{P_0}{8(\pi\chi t)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4\chi t}\right), \quad (1)$$

где P_0 — мощность источника; t — текущее время действия источника; x, y, z — координаты точки действия источника; x', y', z' — координаты точки рассматриваемой области; χ — коэффициент теплоотдачи.

Из выражения (1) видно, что распространение теплоты описывается эллипсом с источником в центре. Такой расчет носит лишь оценочный характер, так как не совсем согласуется с экспериментальными данными [7]. При этом не учитывается неравномерность распространения теплоты в разных направлениях вследствие аморфности теплофизических свойств полупроводника, а также размеры источника и параметры его импульса.

Модели условного теплового источника

Температурные эффекты от воздействия МЭМИ оказалось проще описать введением условного теплового источника с импульсной выделяемой мощностью, представляющего собой сосредоточенную область основного перехода избыточной мощности от МЭМИ в тепловую энергию кристалла. Во многих моделях полагается, что тепло локализуется в обедненной области перехода. При математическом описании этого процесса используются преобразования Фурье и Лапласа. Д. Ванш и Р. Белл [8] предположили, что тепло, генерируемое источником, поднимает температуру до некоторой критической величины T_c , при которой и происходит локальный тепловой пробой. Этой величиной может быть температура плавления, диссоциации или другая критическая температура, которая относится к собственным свойствам полупроводникового материала. Кроме того, впервые в модель вводятся размеры дефекта, влияющие на время наработки на отказ. Полагают, что размеры источника равны размерам дефекта. Одномерный анализ уравнения теплопроводности для плоского источника дает следующее выражение:

$$P_f = (\pi K \rho C_p)^{\frac{1}{2}} S_{pn} (T_c - T_0) t_f^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где t_f — время до отказа для импульса, изменяющегося во времени; K — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность материала кристалла; C_p — теплоемкость полупроводника; S_{pn} — площадь p - n -перехода; T_0 — температура окружающей среды.

Благодаря этой модели впервые было показано, что тепло очень слабо распространяется от точки перегрева в течение действия МЭМИ менее 10^{-3} с, в результате чего возникает большой градиент температуры. С использованием (2) были получены две критические температуры: 1415°C (температура плавления кремния) и 675°C . В этой модели при обратном смещении p - n -перехода дефектный регион должен занимать определенную часть площади перехода (принимается равной около 10%). Тогда ширина обедненной области становится равной нулю, и эффективная площадь p - n -перехода $S_{pn} = a \times b$ стремится к бесконечности. Несмотря на эти ограничивающие условия, данная модель до сих пор используется для получения приемлемых данных перегрева для элементов ПС определенных размеров [9].

Д. Таска [10] развил идею введения условного источника для модели реакции ПС на мощный МЭМИ, но представил его в виде сферы, погруженной в бесконечную среду. Выражение, связывающее рассеиваемую мощность и время до отказа при таком источнике для одномерного теплового анализа, принимает вид

$$P_f = \left\{ \frac{\rho C_p \Delta}{t_f} + s \left(\frac{K \rho C_p}{t_f} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{8\pi K r}{3} \right\} (T_c - T_0), \quad (3)$$

где Δ — объем дефекта; s — площадь дефектной поверхности; r — радиус дефекта.

Из выражений (2) и (3) видно, что соотношение между рассеиваемой энергией принятого импульса и временем до отказа ПС сильно зависит от геометрии дефекта.

В модели [11] авторы представили дефектный регион перегрева в форме длинного цилиндра высотой a и диаметром b ($a \gg b$). Тогда для времен отказа порядка нескольких микросекунд получается следующее соотношение:

$$P_f = \frac{[4\pi K a (T_c - T_0)]}{\left[\log_e \left(\frac{t_f 4\pi D}{b^2} \right) + \log_e \left(\frac{4}{\pi} \right) \right]}, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии.

Указанные соотношения выполняются при условии, что пробой происходит только по достижении некоторой критической температуры, близкой к температуре плавления, что не всегда подтверждается опытными данными. Основную трудность в этих моделях представляет также определение размеров дефекта. Это отражается на точности приведенных выражений и требует тщательного расчета радиуса дефекта r или величин a и b .

Модели нагрева для разных временных областей

Ряд полученных моделей, совмещающих преобразования Фурье и Лапласа с использованием функции Грина, позволил прийти к выводу, что распределение тепла в полупроводниковом приборе вследствие воздействия МЭМИ целесообразно разделить на несколько временных областей, причем в каждой из этих областей определить свой закон распределения температуры. Учет произвольной формы импульса в таких моделях хотя и вносит некоторую сложность в процесс моделирования, но позволяет получить необходимые формулы, наиболее приближенные к реальным условиям. Используя функцию Грина и представляя произвольную форму импульса как следствие из этой функции, В. Дьюер и А. Франклин [12] получили соотношение "энергия импульса — время до отказа" практически для всех временных диапазонов. Получено выражение для критерия отказа для изменяющегося по времени импульса в виде

$$l = \int_0^{t_f} P_f(\tau) \frac{d}{d(t_f - \tau)} \left\{ \frac{1}{P_f(t_f - \tau)} \right\} d\tau, \quad (5)$$

где τ — длительность импульса.

Форма дефекта в этом случае представляется в виде прямоугольного параллелепипеда с длинами сторон a , b , c , что особенно подходит для планарных структур, так как предложено использовать в роли дефекта наиболее потенциально уязвимую к тепловому пробую область ПС. При $r \rightarrow 0$ температура в центре дефектной области принимает вид

$$T(0,t) = T_0 + \frac{P_0}{\rho C_p \Delta_0} \int_0^t \operatorname{erf} \left(\frac{a}{4\sqrt{D\tau}} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{b}{4\sqrt{D\tau}} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{c}{4\sqrt{D\tau}} \right) dt. \quad (6)$$

Из этого выражения достаточно точно определяются значения температуры для широкого временного диапазона, который можно подразделить на несколько областей (рис. 1).

Анализ вышеприведенных выражений позволяет установить, что дефектная область в полупроводнике после воздействия на него МЭМИ может иметь произвольную форму. Форма дефекта зависит от энергии импульса, теплофизических параметров полупроводникового материала и формы прибора в целом.

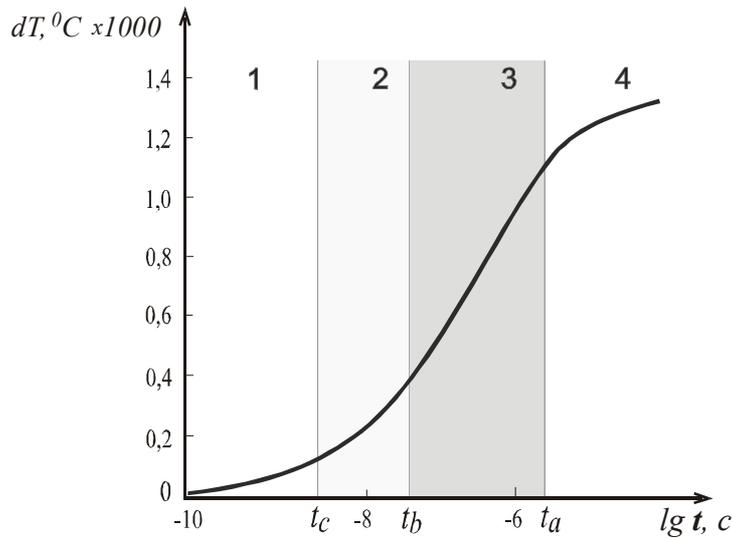


Рис. 1. Расчетная зависимость роста температуры от времени отказа при МЭМИ

Посредством аппроксимаций зависимости времени отказа от энергии воздействующего импульса можно также рассчитать размеры дефектной области a , b и c . Наибольшую трудность вызывает определение дефектного размера c , что связано с недостатком точных данных для временной области $t_f < 100$ нс. В качестве объекта испытаний была использована полевая ПС, в которой дефектные размеры a , b и c связали с шириной затвора, расстоянием между затвором и истоком и глубиной канала полевой ПС соответственно [13]. Однако эксперименты показали, что отказ прибора часто наступает до достижения кристаллом температуры плавления полупроводникового материала. Это также было определено из логарифмической зависимости P_f от t_f для различных температур. В этих характеристиках имеется нисходящий сдвиг для температур выше 298 К. Чем выше температура, тем больше величина этого сдвига, причем величина его оказывается выше, чем предсказанное по (6) значение при температуре плавления. По заключению авторов, это различие между экспериментальными и теоретическими данными, особенно при более высоких температурах, может означать, что температура увеличила процесс каналирования тока или что температура пробоя фактически существенно меньше, чем принятая температура плавления.

В некоторых моделях предлагается вообще не учитывать рассеивание тепла от области его локализации из-за недостаточности времени его рассасывания и рассматривать только джоулев нагрев [14, 15]. Исходя из этого в работе [16] получены рекомендации для предотвращения образования S-образных ВАХ и теплового пробоя в ПС.

Численные модели деления ПС

Возможным способом оценки локального перегрева ПС является также использование так называемых локальных численных методов. Полупроводниковый кристалл разбивается на отдельные ячейки в зависимости от топологии ПС, и с помощью функции Грина рассчитывается максимально возможный нагрев в каждой ячейке [17]. Суммируя значения температуры в ячейках, можно получить распределение нагрева всего кристалла. Очевидно, что точность данного метода определяется сложностью топологии и, как следствие, количеством деления ПС на ячейки. При этом возникает ряд больших допущений, при которых все источники в ячейках рассматриваются только как точечные. Метод деления позволяет получить наглядное распределение температуры по кристаллу, но применим лишь для несложных ПС.

Аналитические модели решения уравнения теплопроводности

Аналитические методы с использованием преобразований Фурье и Лапласа позволяют определить значения критических температур ПС с небольшими погрешностями и широко ис-

пользуются на практике для моделирования работы ПС при термических импульсных перегрузках. Они наиболее оптимально учитывают реальные условия теплопереноса в полупроводниковом кристалле при наличии теплоотвода. Используя кратное преобразование Фурье по координатам и преобразование Лапласа по времени, Бизио и Курателли получили значение температуры в определенной точке кристалла с теплоотводом при импульсном нагреве [18]:

$$T(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{m\pi}{L_x}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L_y}y\right) \left(\sum_{i=1}^{\infty} R_{mn}^{(S_i)}(z) \exp(S_i t) l(t)\right), \quad (7)$$

где L_x, L_y — размеры кристалла; R_{mn} — величина, зависящая от мощности источника и теплофизических характеристик полупроводника; S_i — полюса действия нестационарных температур; $m \neq n$ — целые числа.

Моделирование распределения теплоты с помощью (7) позволило сделать вывод, что перепад температур в полупроводниковом приборе в значительной степени определяется толщиной как самого полупроводника, так и теплоотвода. Например, при толщине медного теплоотвода в 100 мкм перепад температур на локальном участке кристалла составляет 42⁰С, а при 1000 мкм этот перепад превышает 120⁰С. Результаты вычислений тепловых градиентов с использованием (7) с переменным параметром толщины теплоотвода позволяют также определить оптимальную толщину последнего, при которой тепловые перепады в кристалле минимальны. Как видно из рис. 2, при толщине кремниевого слоя 100 мкм градиент температуры минимален при толщине теплоотвода примерно 200 мкм. Более сложное решение аналогичными условиями и применением функции Грина было получено в работе [19]. Однако в обеих моделях длительность импульса должна быть не менее 10⁻³...10⁻⁴ с, иначе теплоемкость теплоотвода никак себя не проявит, и вычисления потеряют смысл. Другой трудностью подобного способа моделирования является сложность описания топологии ПС.

При использовании данной методики получены результаты, указывающие на возникновение большего градиента температуры в объеме полупроводника (по оси OZ) по сравнению с градиентом на его поверхности. В результате двумерного моделирования отдельно для каждой пары координатных осей для двухдиффузионных вертикальных МОП-транзисторов установлено, что распределения температуры в кристалле и теплоотводе примерно одинаковы по форме. Сравнение характеристик тепловых градиентов в подложке и теплоотводе указывает, что тепловой перепад в подложке гораздо больше, чем в теплоотводе, несмотря на обеспечение тесного контакта между частями системы.

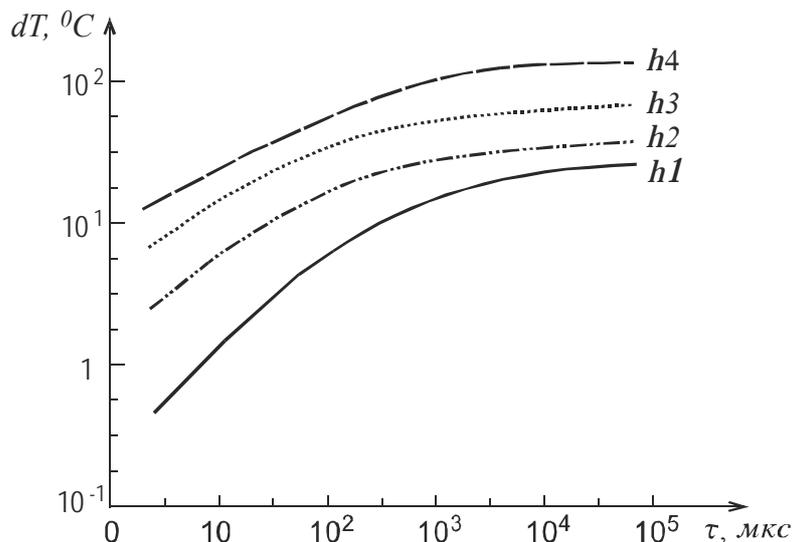


Рис.2. Расчетные значения градиентов температуры при постоянной толщине полупроводниковой подложки для разной толщины материала теплоотвода h : $h_1=100$ мкм; $h_2=200$ мкм; $h_3=500$ мкм; $h_4=1000$ мкм

Для определения критических температур в ПС вследствие воздействия МЭМИ большой мощности часто используются адаптированные модели, применяемые для теплового расчета приборов, рассеивающих большую мощность [20,21]. Однако применение этих методик для МЭМИ малой длительности не позволяет рассчитать распределение градиента температуры, так как используемые модели получены в основном для стационарных режимов. Однако они позволяют оценить только нагрев самого $p-n$ -перехода, в частности, удалось наглядно продемонстрировать неоднозначность расчета температуры, особенно в начальный момент воздействия импульсов, когда тепловая нестационарность выражена более явно и опасна для возникновения тепловых пробоев (рис.3).

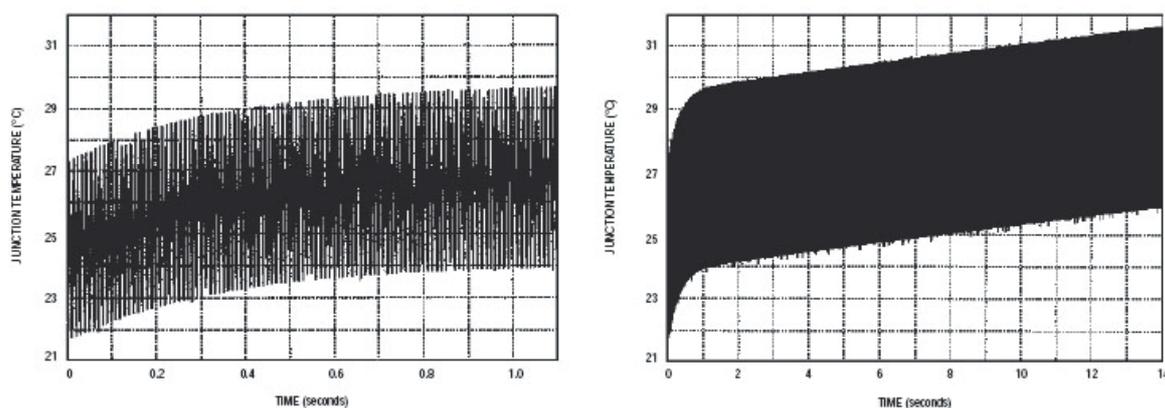


Рис.3. Варьирование температуры нагрева $p-n$ -перехода в зависимости от продолжительности действия МЭМИ [20]

Модели энергии активации

К отдельной группе можно отнести тепловые модели, в которых большинство параметров необходимо находить экспериментально. Как правило, такие модели построены на нахождении энергии активации процесса деградации и использовании уравнения Аррениуса [22, 23]. Разумеется, погрешность расчетов инициируемых критических температур исходя из полученных данных меньше по сравнению с полностью теоретическими методиками, однако это требует значительных затрат для проведения испытаний для каждого класса изделий. Кроме того, использование такого способа затрудняется при малых длительностях воздействия МЭМИ.

Выводы

Рассмотренные тепловые модели деградации полупроводниковых структур при воздействии мощных МЭМИ позволяют приближенно оценить степень реакции приборов на наводимые помехи. К сожалению, учесть все возможные первичные параметры в рамках одной модели не удастся. Несмотря на разнообразие моделей, имеются существенные расхождения между расчетными и экспериментальными данными, особенно при достижении ПС высоких температур. Это связано с трудностью учета всех факторов, влияющих на распространение теплоты в полупроводниковом кристалле, и необходимостью расчета их значений в зависимости от температуры. Поэтому представляется целесообразным учет наиболее значимых внешних (параметры импульса) и внутренних (теплофизические свойства кристалла) факторов при моделировании возникающей при МЭМИ тепловой нестационарности.

В существующих моделях полагается, что процесс пробоя при воздействии МЭМИ начинается с образования цепи утечки из-за плавления какого-либо участка материала. Однако эксперименты указывают на возможную деградацию характеристик прибора до достижения им температур плавления материалов. Этой стадии предшествует процесс разрушения структур и изменения выходных характеристик прибора без непосредственного выгорания. Плавление отдельных участков часто лишь завершает деградацию прибора, которая обычно оказывается не-

обратимой. Несмотря на использование разных топологий при моделировании ПС, они не всегда соответствуют наиболее вероятным локальным областям возможной деградации. При этом за температуру повреждения принимается температура плавления полупроводника или половина этого значения. Во всех моделях используется существенное допущение, что такие важные характеристики материала, как теплопроводность, плотность и теплоемкость, не зависят от температуры. Это является одной из возможных причин несогласованности между опытными и теоретическими данными [24]. Учет зависимости теплофизических параметров полупроводника от температуры позволяет более точно моделировать процессы тепловой нестационарности и получать конкретные значения критериев отказов.

THERMAL MODELS OF BREAKDOWNS IN SEMICONDUCTOR STRUCTURES UNDER ACTIONS OF HIGH ELECTROMAGNETIC PULSES

V.F. ALEXEEV, V.I. ZHURAVLIOV

Abstract

The analysis of thermal models describing a degradation of semiconductor structures under action of high electromagnetic pulses is carried out. The basic ways of thermal transient description in semiconductor crystal at pulsing heating depending on pulse power and duration are shown. Necessity to take into account of temperature dependence of thermophysical semiconductor properties at modeling of thermal fields is discussed.

Литература

1. Рикетс Л.У., Бриджест Дж.Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты. / Пер. с англ. М., 1979.
2. Amerasekera E.R., Campbell D.S. Failure mechanisms in semiconductor devices. Chichester, 1988.
3. Review of Quality and Reliability Handbook. NEC Electronic Corp., 2003.
4. d'Alessandro V., Rinaldi N. // Solid-State Electronics. 2002. № 46. P. 487–496.
5. Kim Y.P., Kim S.T., Moon J.T. et al. // IEEE Transactions on Device and Materials Reliability. 2001. Vol. 1, iss. 2. P. 104–108.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., 1964.
7. Breglio G., Spirito P. // Microelectronics Journal. 2000. Vol. 31. P. 735–739.
8. Wunsch D.C. and Bell R.R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1968. Vol. 15. P. 244–259.
9. Ho C.S., Liou J.J., Chen F. // Solid-State Electronics. 2000. Vol. 44, № 1. P. 653–660.
10. Tascia D.M. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1970. Vol. 17. P. 364–372.
11. Arkhipov V.I., Astvatsaturyan E.R., Godovitsyn V.A., Rudenko A.I. // International Journal of Electronics. 1983. Vol. 55, № 3. P. 395–403.
12. Dwyer V., Franklin A., Campbell D.S. // Solid-State Electronics. 1990. Vol. 33, № 5. P. 553–560.
13. Dwyer V., Franklin A., Campbell D.S. // Solid-State Electronics. 1990. Vol. 33, № 8. P. 1055–1064.
14. Zhenghao Gan Z., Tan C.M. // Microelectronic Engineering. 2004. Vol.71. P. 150–162.
15. Bachir Bouiadjra F.S., Benamara Z., Bachir Bouiadjra N. et al. // Journal of Materials Processing Technology. 2004. Vol. 147. P. 23–27.
16. Цэндин К.Д., Шмелькин А.Б. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 12. С. 86–93.
17. Smy T., Walkeya D., Dewa S. K. // Solid-State Electronics. 2001. Vol. 45, iss.7. P. 1137–1148.
18. Naderman J., Rongen R.T.H. // Microelectronics Reliability. 1999. Vol. 48, № 1. P. 123–132.
19. Janicki M., de Mey G., Napieralski A. // Microelectronics Journal. 2002. Vol. 33. P. 733–738.
20. Dashney G.E. Thermal Modeling and Management of Discrete Surface Mount Packages. Motorola Semiconductors. 1999. P. 8–12.
21. Walker D.G., Fisher T.S., Liu J., Schrimpf R.D. // Microelectronics Reliability. 2001. Vol. 41. P. 571–578.
22. Czerwinski A., Simoen E., Poyai A., Claeys C. // Journal of Applied Physics. 2003. Vol.94, № 2. P. 1218–1221.
23. Su Y.-K., Wei S.-C., Chang, L.-S. et al. // Solid-State Electronics. 2003. Vol. 47, № 6. P. 2113–2116.
24. Zhuravliov V., Alexeev V. // The 2003 IEEE Int. Symposium on EMC. Symp. Records, TH-A-12.