

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

ЧУМАКОВ В.И.

Приводится обзор моделей анализа тепловых деградаций полупроводниковых приборов при действии импульсных электрических перегрузок. Развивается линейная тепловая модель импульсных повреждений.

1. Введение

Исследования теплового механизма деградаций радиоэлементов и компонентов являются одной из актуальных задач при проектировании РЭА. Это объясняется тем, что тепловые перегрузки являются наиболее тяжелым режимом работы элементов РЭА. Кроме того, деградационные эффекты, связанные с превышением допусков теплового режима, приводят к необратимым повреждениям элементов и являются наиболее частой причиной катастрофических отказов РЭА. Возникновение тепловых перегрузок связано обычно с нарушением электрических режимов функционирования полупроводниковых элементов и компонентов РЭА, наиболее восприимчивых к воздействию внешних факторов. При этом деградационные эффекты могут проявляться в результате весьма кратковременных импульсных электрических перегрузок. Ужесточение требований к обеспечению теплового режима полупроводниковых приборов вызвано миниатюризацией и высокой степенью интеграции элементов (особенно цифровых ИС), переходом к субмикронным технологиям и повышением широкополосности и быстродействия РЭА и средств вычислительной техники (ВТ) [1-5].

Один из аспектов проблемы анализа деградационных эффектов в элементах РЭА при импульсных энергетических нагружениях заключается в ответе на вопрос: какова будет реакция объекта на воздействие токов и напряжений данной интенсивности. Ответ на этот вопрос зависит в первую очередь от теплофизических параметров самого объекта, т.е. от того, какое количество энергии будет рассеяно в структуре объекта в течение длительности воздействия и достаточно ли этой энергии для реализации деградационных эффектов.

В работе рассмотрены различные модели анализа теплового механизма деградации полупроводниковых приборов при импульсных электрических кондуктивных нагружениях либо перегрузках, возникающих в результате действия электромагнитного излучения. Приведенные результаты могут быть использованы для исследования деградационных эффектов в полупроводниковых элементах РЭА, возникающих в результате электрических перегрузок, которые вызываются нештатными аварийными режимами РЭА, а также для анализа повреждений, возникающих при облучении РЭА и средств ВТ электромагнитными полями, что характерно для проблем ЭМС и особенно для обострившейся в

настоящее время проблемы электромагнитной стойкости РЭА.

2. Линейные тепловые модели деградационных эффектов в РЭА

При тепловом механизме деградации анализ процесса диссипации энергии в объекте проводится на основе уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k_T(\nabla T)) + \frac{q_v(t)}{C_p \rho}, \quad (1)$$

где T — температура в точке с координатой r в момент времени t ; C — линейный дифференциальный оператор; k_T , C_p , ρ — удельная теплопроводность, теплоемкость и плотность полупроводника; $q_v(t)$ — объемная плотность мощности источников (стоков) тепла в структуре полупроводника.

Граничные и начальные условия задаются структурой объекта и условиями его эксплуатации.

Моделирование процессов деградации в элементах и компонентах РЭА проводится традиционно в рамках линейной тепловой модели, в которой величины k_T , C_p , считаются не зависящими от температуры, что приводит к упрощению анализа.

2.1. Модель W-B

Классическая тепловая модель (модель W-B) деградации дискретных полупроводниковых приборов (диодов и транзисторов) в результате электрических перегрузок приведена в работе [1]. Рассматривается модель плоского p-n перехода, в котором мгновенный плоский источник тепла мощностью Q создает тепловой поток в направлении нормали к плоскости перехода. На основании анализа однородного уравнения теплопроводности для плоского одномерного p-n перехода показано, что зависимость пороговой мощности P_n импульсной электрической перегрузки, при которой возникают деградации в p-n переходе, от длительности импульса электрической перегрузки описывается выражением

$$P_n/S = B_1 (T_n - T_n) t^{0.5}, \quad (2)$$

где S — площадь перехода; $B_1 = \sqrt{\pi k_T \rho C_p}$ — постоянная величина, определяемая теплофизическими константами материала; T_n , T_n — начальная и конечная температура материала соответственно.

Под деградацией можно понимать любое явление, приводящее к изменению характеристик полупроводникового прибора при достижении температуры перехода T_n . Так, в качестве конечной температуры может рассматриваться температура плавления полупроводника, тогда деградационный эффект проявляется в виде проплавления перехода и необратимого отказа полупроводникового прибора [1, 5].

В качестве характеристики восприимчивости полупроводниковых приборов различных типов к тепловым перегрузкам вводится величина

$$w_B = B_3 (T_n - T_n), \quad (3)$$

называемая постоянной повреждений (постоянная W-B).

Зависимость (2) выполняется в диапазоне длительностей электрической перегрузки $10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-5}$ с, что подтверждается результатами приведенных в [1] экспериментов.

Физическая интерпретация зависимости (2) основана на предположении о неравномерном распреде-

лении плотности тока, протекающего через р-п переход в диапазоне исследуемых длительностей импульса, локализации его в отдельных каналах, что эквивалентно уменьшению эффективной площади перехода, т.е. уменьшению зоны энерговыделения. При этом температура, локальных областей возрастает быстрее, чем происходит теплообмен с прилегающими областями полупроводника, и по достижении температуры плавления T_n возникает тепловое повреждение.

При укорочении длительности и увеличении мощности электрической перегрузки область энерговыделения в объеме полупроводника практически ограничивается объемом токовых каналов, и передачи энергии в прилегающие области не происходит. В этом случае первым слагаемым в правой части (1), которое описывает рассеяние мощности в структуре полупроводникового прибора в результате теплопроводности, можно пренебречь. Тогда зависимость мощности P_n от длительности импульса электрической перегрузки имеет вид:

$$P_n/S = B_2(T_n - T_n) t^{-1}, \quad (4)$$

где B_2 также определяется характеристиками полупроводника.

В режиме длинноимпульсных электрических перегрузок происходит относительно медленный разогрев всего объема полупроводника в результате теплообмена между его отдельными областями, т.е. наблюдается режим, близкий к стационарному. При этом в уравнении (1) можно пренебречь выражением в левой части и получить зависимость для P_n в виде

$$P_n/S = B_3(T_n - T_n) t^0, \quad (5)$$

т.е. мощность повреждений не зависит от длительности импульса. Константа B_3 в выражении (5) представляет собой плотность потока мощности, необходимой для разогрева структуры на 1°C . На рис. 1 приведена качественная зависимость пороговой мощности электрической перегрузки, при которой возникают деградации, от длительности импульса, построенная на основании выражений (2), (4) и (5) [2].

Построив качественную зависимость пороговой энергии импульсных электрических перегрузок, приводящей к деградации полупроводниковых приборов, $W_n = P_n t$, можно видеть, что минимальные значения пороговой энергии располагаются в короткоимпульсной области $t < 10^{-7}$ с (рис. 2). В классической тепловой модели зависимость (2) наблюдается при двух противоположных значениях полярности напряжения импульсной электрической перегрузки. При этом причины возникновения нештатного режима функционирования прибора и электрические

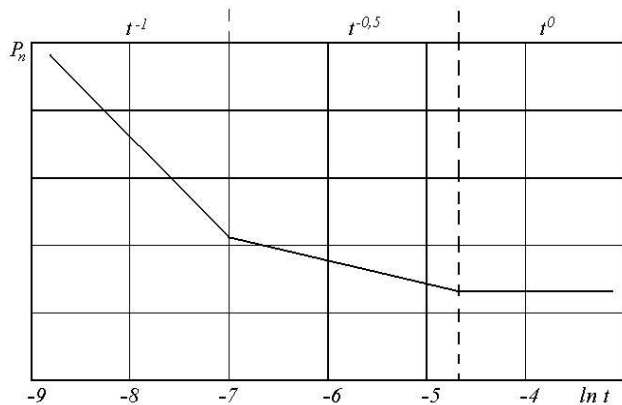


Рис. 1

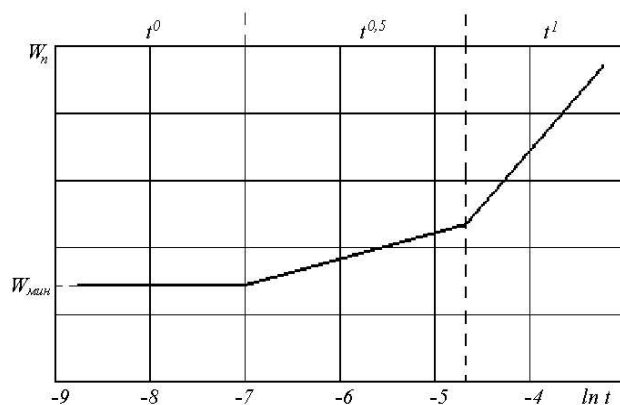


Рис. 2

процессы установления тока перегрузки не рассматриваются.

На рис. 3, а приведена типовая структура диффузионного р-п перехода. Области $[X_1, x_p]$ и $[x_n, X_2]$ соответствуют квазинейтральным областям полупроводникового кристалла, $[x_p, x_n]$ — обедненная область полупроводника. Эквивалентную электрическую схему такой структуры можно представить в виде рис. 3, б, где R_b — сопротивление квазинейтральной области, R_j — сопротивление области обеднения.

При приложении импульса электрической перегрузки положительной полярности относительно области p переход смещается в прямом направлении и соотношение между величинами сопротивления имеет вид $R_b \gg R_j$, поэтому диссипация энергии происходит в квазинейтральной области.

В случае отрицательной полярности электрической перегрузки относительно области p переход смещается в обратном направлении (запирается) и выполняется неравенство $R_b \ll R_j$. Через переход

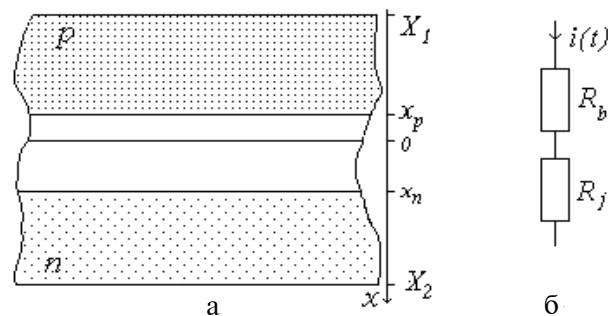


Рис. 3

протекает малый обратный ток, величина которого не зависит от приложенного напряжения и существенно зависит от температуры полупроводника. При этом в отсутствие теплоотвода и теплообмена с окружающей средой происходит относительно медленный разогрев полупроводника до температуры T_n . Максимальная температура достигается в области $x=0$. Данный режим характерен для диапазона длинноимпульсных перегрузок (рис. 1, 2), в котором пороговая мощность, приводящая к деградациям, не зависит от времени и описывается соотношением (5).

При значительных напряжениях обратной полярности на переходе происходит лавинный пробой вследствие ударной ионизации в обедненной области, сопротивление которой резко падает, что приводит к увеличению тока через переход, и процесс энерговыделения происходит аналогично прямосмещенному р-п переходу.

В режиме двуполярной электрической перегрузки происходит детектирование входного тока [6]. Результирующий ток представляет собой последовательность униполярных импульсов, соответствующих временным интервалам, в течение которых переход смещен в прямом направлении.

В общем случае выражение для мгновенной мощности, поглощенной полупроводниковым кристаллом, можно представить как

$$P(t) = i(t)U_j + i^2(t)R_b, \quad (6)$$

где U_j — напряжение на обедненной области.

В модели W-B учет температурной зависимости теплопроводности полупроводника заключается во введении в полученные выражения усредненной величины теплопроводности. При этом постоянная повреждений оказывается зависящей только от разности температур $(T_n - T_h)$.

2.2. Объемная тепловая модель

Дальнейшее развитие модели W-B для трехмерного случая осуществлено в работах [7, 8]. Прирост температуры в полупроводниковом кристалле с характерными размерами a, b, c описывается с применением функции Грина G_0 , которая для трехмерного уравнения теплопроводности (1) имеет следующий вид:

$$G_0(r, r', t, \tau) = \frac{1}{[4\pi a(t - \tau)]^{3/2}} \exp \left[-\frac{(r - r')^2}{4a(t - \tau)} \right]. \quad (7)$$

Здесь r' — координаты мгновенного точечного источника тепла вида $\delta(t, r)$, действующего в момент времени t ; r, t — соответственно координаты точки и время определения температуры; $a = k_T / C_p \rho$ — коэффициент температуропроводности полупроводника (коэффициент тепловой диффузии).

Расчет критической температуры, при которой возникают деградации, в случае произвольной временной зависимости входной мощности $P(t)$ осуществляется на основании интеграла Дюамеля:

$$T(t) = T_n + \frac{1}{C_p \rho} \int_0^t P(\tau) \frac{d}{d(t - \tau)} [H(t - \tau)] d\tau. \quad (8)$$

Функция $H(x)$ имеет смысл переходной характеристики и представляет собой температурную реакцию полупроводника на действие источника электрической перегрузки, мощность которого описывается единичной функцией Хевисайда $I(x)$. Таким образом, функции G_0 и H связаны соотношением

$$H(t) = \int_0^t G_0(r, v) dv. \quad (9)$$

Для перегрузки в виде прямоугольного импульса мощности длительностью τ получаем временную зависимость температуры:

$$T(t) = T_n + P_0 [H(r, t) - H(r, t - \tau)]. \quad (10)$$

Длительность электрической перегрузки t_f , при которой возникают деградации (например, плавление полупроводника при достижении температуры T_n), можно определить следующими критериями. В первом случае из (10) имеем

$$T(t_f) = T_n = T_n + P_0 H(r, t_f). \quad (11)$$

Подставляя (11) в (8), приходим к выражению для нормализованной температуры в произвольный момент времени t :

$$f(t) = \frac{T(t) - T_n}{T_n - T_h} = \int_0^t P(\tau) \frac{d}{d(t - \tau)} \left[\frac{1}{P_0(t - \tau)} \right] d\tau. \quad (12)$$

Здесь $P_0(x)$ представляет временную зависимость пороговой мощности деградаций при действии электрической перегрузки в виде прямоугольного импульса. В частности, используя выражения (2) и (3) модели W-B, получаем

$$f(t) = \int_0^{t_f} P(\tau) \frac{d}{d(t_f - \tau)} \left[\frac{1}{P_0(t_f - \tau)} \right] d\tau = \frac{1}{2S w_B} \int_0^{t_f} P(\tau) \frac{1}{\sqrt{t_f - \tau}} d\tau. \quad (13)$$

Подставляя в (13) критическую температуру, определяем критерий W-B оценки времени t_f , необходимого для реализации тепловой перегрузки:

$$\frac{1}{2S w_B} \int_0^{t_f} P(\tau) \frac{1}{\sqrt{t_f - \tau}} d\tau = 1. \quad (14)$$

Другой критерий определения величины t_f получается из уравнения

$$\frac{df(t_f)}{dt} = 0. \quad (15)$$

При этом необходимо выполнение условия $\max f(t) \geq 1$. Подставляя значение t_f в (15), получаем выражение для максимального тока электрической перегрузки.

Типичные зависимости нормализованной температуры $f(t)$ для импульсов тока электрической пере-

грузки равной энергии $E_u = \int_0^{\tau_u} i^2(t) dt$ прямоугольной — 1, экспоненциальной с постоянной времени $\tau/5 - 2$, синусоидальной — 3 и треугольной — 4 форм приведены на рис. 4, 5.

Такие формы импульсов рассматриваются при анализе процессов импульсной теплопроводности [9]. Мгновенная мощность рассчитывалась согласно (6) при $U_j = 100 I_0 R_b$ (рис. 4), что соответствует режиму обратно смещенного р-п перехода и при $U_j = I_0 R_b$ (рис. 5), что характеризует переход, смещенный в прямом направлении. Для прямоугольного импульса функция $f(t)$ является монотонной и максимальная температура достигается в конце импульса, в то время как при неоднородном разогреве импульсами сложной формы максимум температуры может достигаться в начале либо в середине импуль-

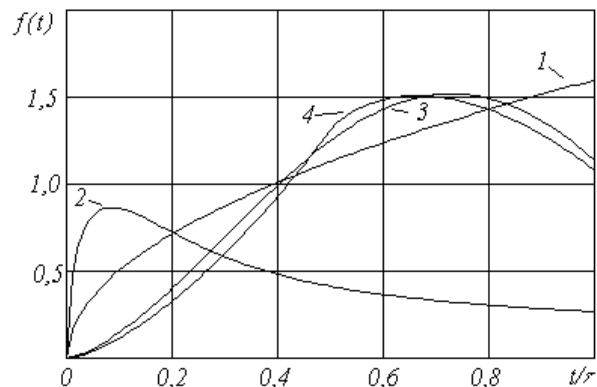


Рис. 4

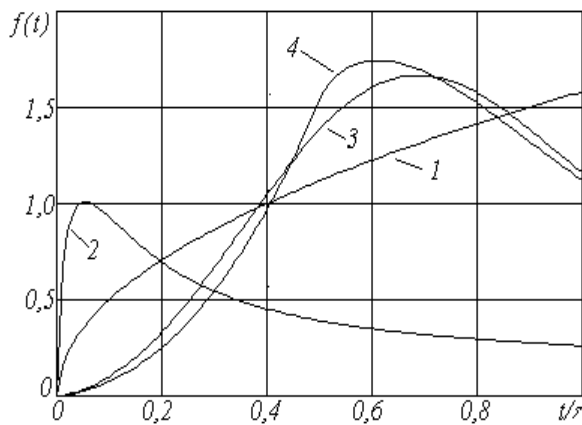


Рис. 5

са. В случае экспоненциального импульса, основная энергия которого сосредоточена вблизи переднего фронта, темп разогрева в начале значительно выше, чем при других формах импульса, однако достижение высоких температур ограничено быстрым спадом импульсной мощности с течением времени. В режиме прямого смещения достигаются более высокие температуры, максимум температуры достигается раньше и, кроме того, темп разогрева и охлаждения (кривые 2, 3, 4) также более высок.

Для области короткоимпульсных электрических перегрузок $t \leq 10^{-8}$ с ядро в выражении для нормализованной температуры (12) рассчитывается на основании (4). При этом для обобщенной температуры получаем

$$f(t) = A \int_0^t P(\tau) d\tau, \quad (16)$$

где $A = \frac{1}{SB_2(T_n - T_n)}$ — постоянная величина. Таким образом, температура эквивалентна энергии импульса электрической перегрузки. Отметим, что при короткоимпульсных перегрузках из (16) следует, что максимальная температура всегда достигается на заднем фронте импульса, что является результатом адиабатического процесса разогрева (рис. 6 построен для режима обратного смещения р-п перехода).

2.3. Модель повреждений слоистых структур

Моделирование повреждений многослойных полупроводниковых структур имеет важное значение в

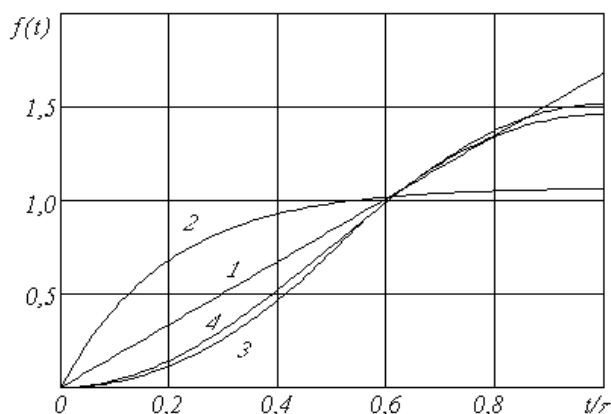


Рис. 6

первую очередь потому, что слоистые структуры типа р-і-п диодов являются элементами входных трактов СВЧ аппаратуры и наиболее часто подвергаются воздействию электромагнитных перегрузок. Кроме того, слоистые МДП и МОП структуры характеризуются достаточно низкими критериальными уровнями повреждений. В [10, 11] приведен анализ процесса разогрева многослойных полупроводниковых структур при протекании непрерывных и импульсных СВЧ токов. Использована теория развития

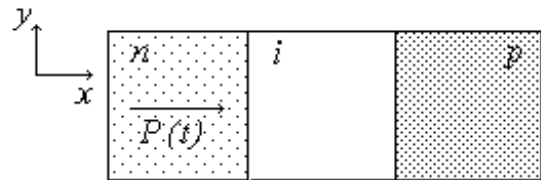


Рис. 7

теплового процесса в слоистой структуре (рис. 7), в которой распространяется поток тепла $P(t)$ в положительном направлении оси x [11]. Предполагается, что торцевые поверхности образца металлизированы, поэтому температура этих поверхностей постоянна и равна T_n , теплообмен через боковую поверхность образца отсутствует, распространение тепла происходит в направлении оси y . В зависимости от смещения на р-і-п диоде функция источников тепловой мощности предполагается либо равномерной, либо синусоидальной вдоль оси x .

Получены выражения для определения максимального перегрева полупроводниковой структуры и предельной СВЧ мощности, рассеиваемой в приборе, в непрерывном

$$T_{mn} = \frac{1}{8} \frac{1}{k_T} \frac{d}{S} P_{mn} \quad (17)$$

и импульсно-периодическом режиме:

$$T_{mu} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4d^2}{\pi^3(2m-1)^3} \frac{P_{mu}}{Sd} \frac{1}{C_p k_T} \left\{ \frac{1 - \exp\left[-\frac{\pi^2(2m-1)2a\tau}{d^2}\right]}{1 - \exp\left[-\frac{\pi^2(2m-1)2a\theta}{d^2}\right]} \right\} \sin(2m-1) \frac{\pi}{2}. \quad (18)$$

Здесь обозначено: d, S — толщина и площадь структуры соответственно; θ — период повторения импульсов; m — целое число.

Выражение для мощности при этом имеет вид

$$P_{mu} = P_{mn} \frac{1 - \exp(-q\xi)}{1 - \exp(-\xi)}, \quad (19)$$

где $\xi = \tau/\tau_T$ — относительная длительность импульса;

q — скважность импульсов; $P_{mn} = \frac{\pi^3}{8} \frac{k_T S T_{max} c}{d}$. Для

кремния $P_{mn} = 2,67 T_{max} \xi / d$ [Вт].

Величина τ_T называется постоянной времени тепловой релаксации и зависит от теплофизических констант материала и характерных размеров d области энерговыделения:

$$\tau_T = (d/\pi)^2 C_p \rho / k_T. \quad (20)$$

Таким образом, постоянная времени τ_T связана с постоянной W-B соотношением

$$w_B = k_T \sqrt{\pi \tau_T} (T_K - T_H) / d.$$

Характерный размер области энерговыделения d при $\tau_T = 10^{-8}$ с для кремния составляет $\sim 3,4$ мкм. В цилиндрической системе, когда рассматривается перенос тепла в радиальном направлении в результате действия источника, расположенного параллельно оси цилиндра, величина d соответствует радиусу области энерговыделения.

Переходя к пределу при $q \rightarrow \infty$ в выражении для импульсной мощности (19), получаем, что в случае одиночного импульса пороговая мощность дефектообразования описывается выражением

$$P_{ul} = P_{mu} \frac{1}{1 - \exp(-\xi)},$$

график которого приведен на рис. 8.

Раскладывая функцию P_{ul} в ряд при $\xi < 1$, приходим к выражению $P_{ul} = P_{mu}/\xi^{-1}$, аналогичному (4) модели W-B, т.е. постоянная времени t_T дает оценку верхней границы короткоимпульсной области, в которой справедлива аппроксимация (4). Кроме того, из рис. 8 видно, что при $\xi > 1$ пороговая мощность практически не зависит от x , т.е. имеет место режим стационарного разогрева, соответствующий зависимости (5) модели W-B (ср. рис. 1).

Подставим t_T в выражение для пороговой мощности повреждений (2); получим

$$P_n = k_T \sqrt{\pi S} (T_K - T_H) \left(\frac{t}{\tau_T} \right)^{-0,5},$$

т.е. мощность, необходимая для возникновения повреждения в области W-B, равна $P_{WB} = 1300\sqrt{S}$ [мкВт], где площадь S выражена в мм².

2.4. Метод эквивалентной линии

Метод эквивалентной линии основан на сходстве процессов распространения тепла в изотропной среде и распространения волны напряжения в RC длинной линии (рис. 9) [12, 13]. В идеальном случае предполагается, что скорость распространения волны в линии и скорость распространения тепла в среде равны ∞ . Уравнение для напряжения в линии имеет вид

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{RC} \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} + F_0, \quad (21)$$

аналогичный одномерному уравнению теплопроводности, которое можно получить из (1).

Между величинами, входящими в (21) и (1), имеет место следующее соответствие: напряжение $U \leftrightarrow$ температура T ; погонное сопротивление $R \leftrightarrow$ тепло-

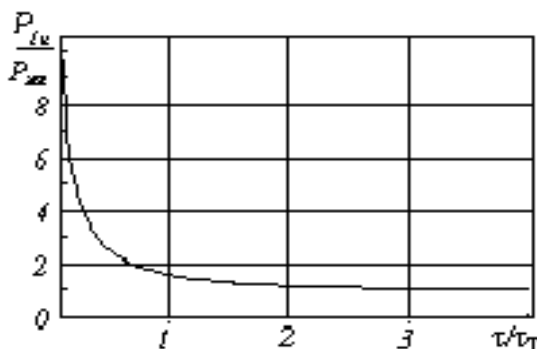


Рис.8

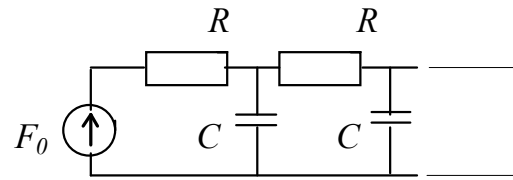


Рис. 9

вое сопротивление $R_T = \frac{1}{k_T} \frac{l}{S}$, равное величине, обратной плотности теплового потока, который создается в среде перепадом температуры в 1К; погон-

ная емкость $C \leftrightarrow$ тепловая емкость $C_T = C_P \frac{m}{l^2}$, равная теплоемкости образца массой m , имеющего характерный линейный размер l ; постоянная времени $RC \leftrightarrow$ температуропроводность среды a .

2.5. Моделирование повреждений пленочных элементов

Пленочные технологии широко используются при создании полупроводниковых и гибридных ИС, а также элементов и функциональных узлов малогабаритной, в частности, бортовой РЭА. Так, в полупроводниковых ИС средней степени интеграции только общая площадь металлизации (т.е. проводящей металлической пленки) составляет до 30% общей площади кристалла, поэтому анализ процессов в пленочных элементах микроэлектроники широко освещен в литературе (см., например, [12, 14, 15]).

Пробой диэлектрических пленок обусловлен рядом элементарных электрических процессов, которые происходят в пленках в сильных электрических полях.

1. Эмиссия электронов из катода в диэлектрик с вершин микроострий при напряженности электрического поля на микроостриях $\sim 10^7 - 10^8$ МВ/см. Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) тонкопленочной структуры Al-SiO-Al имеет три участка. На первом (в области сравнительно слабых полей) ВАХ совпадает с законом, рассчитанным по формуле Фаулера-Нордгейма для автоэлектронной эмиссии в результате туннелирования электронов в диэлектрик под действием сильного поля вблизи острия.

2. Размножение электронов в диэлектрике в результате ударной ионизации. При этом рост результирующего тока несколько снижается за счет снижения коэффициента ударной ионизации диэлектрика.

3. Образование и разрушение области отрицательного объемного заряда (ООЗ). Образование ООЗ обусловлено наличием многочисленных энергетических уровней в запрещенной зоне диэлектрика в результате разупорядочения кристаллической структуры, являющихся ловушками для свободных носителей заряда. Такие уровни способны образовывать целые зоны, в которых концентрация ловушек изменяется в пределах $10^{14} - 10^{20}$ см⁻³. Электроны, захваченные ловушками, образуют в прикатодном слое диэлектрика толщиной не более 10^{-5} см область ООЗ, которая оказывает экранирующее действие на микроострия, уменьшая напряженность поля вблизи них. Тем самым ограничивается рост тока на ВАХ тонкопленочной структуры (участок 2).

Дальнейшее увеличение напряженности поля приводит к разрушению ООЗ вблизи острий и образованию ООЗ в более глубоких слоях диэлектрика. При этом экранирующее действие ООЗ снижается, что приводит к более сильному росту тока на ВАХ структуры (участок 3) [13].

Приведенные рассуждения отражают сценарий образования источника начального тока, протекание которого через диэлектрик приводит к интенсивному энерговыделению и возникновению тепловой деградации.

По электрической проводимости пленки можно разделить на 3 группы:

- проводящие (все элементы металлизации, межсоединения, контактные площадки и др.);
- резистивные (интегральные резисторы);
- изолирующие (защитные покрытия, изолирующие слои, подложки и др.).

Деградационные эффекты, вызванные тепловыми процессами в первых двух группах, обусловлены превышением предельных допустимых величин плотности тока J_{np} , либо мощности рассеяния $P_{дон}$, которые связаны соотношением

$$P_{дон} = J_{np}^2 a^2 R = P_0 S_R,$$

где a — сечение пленки; R — сопротивление пленочного элемента; P_0 — удельная мощность рассеяния материала пленки; S_R — площадь поверхности пленочного элемента.

Если повреждение пленочного элемента вызвано электрической перегрузкой в результате электромагнитного воздействия [5], то критическая напряженность электрического поля, приводящего к возникновению деградационного эффекта, связана с величинами $P_{дон}$ и J_{np} соотношением

$$E_{кр} = J_{np} a R K_{np},$$

где K_{np} — коэффициент преобразования электрического поля, который зависит от геометрии элемента и определяется, исходя из его антенной модели.

В [12] на основании анализа уравнения теплопроводности построена модель процесса неоднородного разогрева пленок SiO_2 . Показано, что локализация тепла в узком канале протекающего тока приводит к возникновению тепловой неустойчивости, аналогичной режиму с обострением [16, 17]. При этом вольт-амперные характеристики канала пробоя имеют S -образную форму с участком отрицательной проводимости. Получены выражения и оценки величин времени задержки пробоя:

$$\tau_D = \frac{\rho C \alpha}{\sigma_0 E_b^2} \left[\frac{\exp(\alpha/T)}{\alpha/T} - Ei\left(\frac{\alpha}{T}\right) \right],$$

где $\alpha = (\varepsilon - \beta E_b) / 2k$; ε , β — параметры материала пленки; E_b — напряженность приложенного электрического поля; σ_0 — удельная электрическая проводимость материала; $Ei(x)$ — интегральная показательная функция; k — постоянная Больцмана.

Оценка времени переключения, т.е. времени перехода из непроводящего состояния в состояние с высокой проводимостью составляет $t_{\approx} \approx 10^{-9}$ с.

2.6. Моделирование процессов деградации сложных структур

Применение тепловой модели позволяет анализировать деградационные процессы в сложных структурах [18]. Рассмотрим структуру металлический про-

водник сечением S — контактная площадка металлизации толщиной h_1 на поверхности диэлектрика (SiO_2), имеющего толщину h_2 . Через структуру протекает импульс тока $i(t)$ длительностью τ (рис.10). Отметим, что такие структуры в ИС малой и средней степени интеграции располагаются по периферии кристаллов и занимают значительную часть их поверхности, т.е. располагаются именно в тех областях, в которых деградационные эффекты проявляются наиболее часто [5].

Если пренебречь потерями тепла через боковую поверхность проводника и считать, что потери энергии в контактной площадке происходят вглубь диэлектрика, то энергия, рассеиваемая в проводнике, будет равна

$$w_n = \int_0^{\tau} i^2(t) R_n dt,$$

где $R_n = \frac{1}{\sigma_n} \frac{l}{S}$ — сопротивление проводника длиной l , удельная проводимость которого равна σ_n .

Считая, что эта энергия затрачивается на разогрев проводника до температуры плавления $T_{пл}$ от начальной температуры T_0 , получим выражение для квадрата действующего значения тока:

$$I^2 = \frac{C_n \rho_n \Delta T_n S^2 \sigma_n}{\tau}. \quad (22)$$

Здесь $\Delta T_n = T_{пл} - T_0$ — перегрев проводника; C_n и ρ_n — теплоемкость и плотность материала проводника соответственно.

Рассуждая аналогично относительно энергии, отводимой в диэлектрик толщиной h_2 из контактной площадки размерами ab за счет теплопроводности, получим следующее выражение:

$$I^2 = k_{T\delta} \frac{\Delta T_{\delta} \sigma_k}{h_2} b^2 h_1, \quad (23)$$

где $k_{T\delta}$ — теплопроводность диэлектрика; ΔT_{δ} — разность температур на границах слоя диэлектрика.

Из сравнения (14) и (15) находим критическую длительность импульса, при которой происходит деградационный эффект:

$$\tau_{кр} = \tau_{Tn} \frac{k_{Tn} \Delta T_n \sigma_n S h_2}{k_{T\delta} \Delta T_{\delta} \sigma_k b^2 h_1}. \quad (24)$$

Здесь ρ_n — плотность материала проводника;

$\tau_{Tn} = \frac{C_n \rho_n S}{k_{Tn}}$ — постоянная времени тепловой релаксации проводника. Если длительность импульса $\tau > \tau_{кр}$, то происходит расплавление проводника, если $\tau < \tau_{кр}$, то вначале происходит расплавление площад-

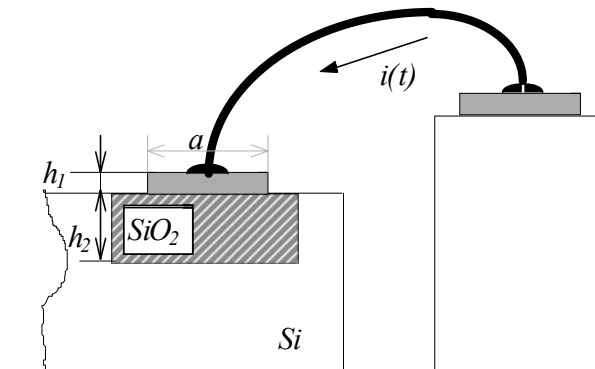


Рис.10

ки. При одинаковых материалах проводника и контактной площадки получаем из (16)

$$\tau_{кр} = \tau_{Tn} \frac{k_{Tn} Sh_2}{k_{T\partial} b^2 h_1}.$$

3. Заключение

Проведенный анализ теплового механизма повреждений полупроводниковых приборов показывает, что линейная тепловая модель достаточно точно описывает временные зависимости температуры и мощности повреждений. Критерияльными параметрами являются постоянная W - B и время тепловой релаксации полупроводникового кристалла τ_T , которые зависят от макроскопических характеристик полупроводника (теплоемкость, теплопроводность, плотность). При укорочении длительности воздействия характер временной зависимости мощности $P_n(t)$ определяется уменьшением эффективных размеров области энерговыделения, что приводит к уменьшению пороговой энергии повреждений. Показано, что при одинаковых уровнях энергии импульсные перегрузки являются более опасными для функционирования РЭА, чем квазистационарные.

Исходными причинами, которые приводят к возникновению тепловых перегрузок, как правило, являются быстропротекающие процессы электрического пробоя, которые не рассматриваются в классических моделях, что ограничивает использование тепловых моделей в области малых времен. В ряде случаев деградационные эффекты в полупроводниковых элементах могут возникать на стадии развития электрического процесса, еще до наступления тепловых перегрузок. Подобные эффекты рассмотрены в [5] при анализе воздействий короткоимпульсных электромагнитных излучений на изделия электронной техники. Показано, что подпороговые воздействия приводят к отклонению параметров полупроводниковых приборов от номинальных значений и интерпретируются как степень деградации П.

Физическая картина процессов дефектообразования в полупроводниковых приборах при воздействии импульсов перегрузки ультракороткой длительности может быть выяснена в рамках теории электрических процессов в полупроводниках, характерные времена которых значительно меньше времени тепловой релаксации τ_T .

Дальнейшее уточнение сценария теплового процесса дефектообразования заключается в анализе нелинейного уравнения теплопроводности, аналогичного (1), с учетом температурных зависимостей тепло- и электрофизических параметров полупроводника [16, 19].

Литература. 1. Wunsch D.S., Bell R.R. Determination of threshold failure level of semiconductor diodes and transistors due to pulse voltage // IEEE Trans. on Nuclear

Sci., 1968. Vol.15, N6. P.244-259. 2. R.J. Antinone. How to prevent circuit zapping // IEEE Spectrum. 1987, Vol.4, N24. P.34-38. 3. A comparison of DC and RF pulse susceptibilities of UHF transistors // IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, 1977. Vol.19, N9. P.49-56. 4. Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. М.: Радио и связь, 1988. 296с. 5. Блудов С.Б., Гадецкий Н.П., Магда И.И. и др. Генерирование мощных СВЧ-импульсов ультракороткой длительности и их воздействие на изделия электронной техники // Физика плазмы, 1994. Т.20. Вып.7,8. С.712-717. 6. Бригидин А.М., Листопад Н.И., Титович Н.А., Ясюля Г.И. Исследование восприимчивости полупроводниковых приборов и интегральных схем к воздействию ВЧ и СВЧ помех // Радиотехника и электроника. Минск.: Вышэйшая школа. 1990. Вып.19. С.115-119. 7. Dwyer V.M., Franklin A.J., Campbell D.S. Thermal failure in semiconductor devices // Solid State Electronics. 1990. Vol.33. P.553-560. 8. Dwyer V.M., Franklin A.J., Campbell D.S. Electromagnetic discharge thermal failure in semiconductor devices // IEEE Trans. on Electr. Dev. 1990. Vol.37, N11. P.2381-2387. 9. Камья Ф.М. Импульсная теория теплопроводности: Пер. с франц./ Под ред. А.В. Лыкова. М.: Энергия. 1972. 272с. 10. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет / Под ред. И.В. Мальского и Б.В. Сестрорецкого. М.: Сов. радио, 1969. 580с. 11. Mortenson K.K. Analysis of the temperature rise in PIN diodes caused by microwave pulse dissipation // IEEE Trans. on Electr. Dev., 1966. Vol.13, N3. P.305-313. 12. Shousha A.H.M. Negative differential conductivity due to electrothermal instabilities in thin amorphous films // J.Appl.Phys. 1971. Vol.42, N12. P.5131-5236. 13. Lange T.J., Hjellen G.A. A comparison of test and model-predicted RF-pulse susceptibilities of UHF transistors // IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility. 1978. Vol.20, N.4. P.513-514. 14. Воробьев Г.А., Мухачев В.А. Пробой тонких диэлектрических пленок. М.: Сов. радио. 1977. 72с. 15. Wong K.L. Effects of electromagnetic interference for electromagnetic pulses incident on microstrip circuits / IEE Proceedings. 1990. Vol.137, N1. P.75-77. 16. Вирченко Ю.П., Водяницкий А.А., Ковтун Г.П. Локализация тепла и становление структуры теплового пробоя. Обзор: Харьков, ХФТИ, 1992. 32с. (препринт). 17. Галактионов В.А., Курдюмов С.П., Посашков С.А., Самарский А.А. Квазилинейное параболическое уравнение со сложным спектром неограниченных автомодельных решений. В кн.: Математическое моделирование. Процессы в нелинейных средах. М.: Наука, 1986. С.142-182. 18. Smith J.S. Electrical overstress failure analysis in microcircuits // 16 Annual Proceedings Reliability Physics. IEEE Proceedings Reliability Physics. 1978. P.41-46. 19. Маллер Р., Кеймингс Т. Элементы интегральных схем: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 630 с.

Поступила в редколлегию 05.05.99

Рецензент: д-р техн. наук Шокало В.М.

Чумаков Владимир Иванович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры ОРТ ХТУРЭ. Научные интересы: генерации мощных электромагнитных излучений и их применение. Адрес: Украина, 61726, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (0572) 47-29-55.