

ВЛИЯНИЕ ПОТОКОВ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАНАРНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

Н.И. Коваленко

Приведены результаты исследования влияния нейтронных потоков на параметры и характеристики диффузионных транзисторных структур.

С целью повышения процента выхода годных изделий, надёжности и качества было проведено исследование поведения их электрических параметров в условиях после действия высокоэнергетического нейтронного облучения при интегральных потоках 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} , $5 \cdot 10^{14}$ н·см⁻². Исследовались: I_{CBO} , I_{EBO} – коллекторный и эмиттерный обратные токи; постоянная времени перезаряда ёмкости коллектора; C_C – ёмкость коллектора; $R_{B'B}$ – сопротивление базы; h_{21E} – статистический коэффициент усиления по току; U_{CESAT} , U_{CBSAT} , U_{EBSAT} – напряжение насыщения коллектор-эмиттер, база-коллектор, база-эмиттер; U_Z – напряжение изменения фазы базового тока.

Транзисторы для радиационной обработки отбирались методом случайной выборки из числа забракованных по различным параметрам на выходном контроле и комплектовались партиями по 50 шт. На рис. 1 – 4. показаны распределения исследуемых параметров транзисторов до и после радиационной обработки, где А – начальное; Б – после воздействия дозы 10^{13} н·см⁻²; В – после воздействия дозы $5 \cdot 10^{14}$ н·см⁻². Дозы 10^{11} и 10^{12} н·см⁻² не влияли на распределение электрических параметров. Перераспределение параметров наблюдалось, начиная с дозы 10^{13} н·см⁻². Деформация гистограмм распределения обусловлена изменениями параметров материала полупроводника. По изменению совокупности параметров часть транзисторов переходит в разряд годных. Увеличение дозы до $5 \cdot 10^{14}$ н·см⁻² приводит к уходу параметров от первоначального значения и будет уменьшаться положительный эффекта, так как часть приборов, годных после предыдущей дозы (10^{13} н·см⁻²), переходят в брак (область брака на рисунках обозначена штриховкой).

Рассмотрим полученные зависимости. Коллекторный (рис. 1) и эмиттерный обратные токи в кремневых планарных транзисторах обычно мало

зависят от состояния поверхности полупроводника. Они обусловлены тепловой генерацией электронно-дырочных пар в области близкой к **p - n** переходу и определяется формулами [1]:

$$I_{\text{СВО}} = q \cdot S_{\text{C}} \cdot \frac{n_i \cdot L_{\text{C}}}{\tau'_i}, \quad I_{\text{ЕВО}} = q \cdot S_{\text{E}} \cdot \frac{n_i \cdot L_{\text{E}}}{\tau''_i},$$

где **q** – заряд электрона; **S_C**, **S_E** – площади; **L_C**, **L_E** – ширина коллекторного и эмиттерного переходов; **n_i** – концентрация электронов в полупроводнике в зоне проводимости; **τ'_i**, **τ''_i** – времена жизни носителей в собственном полупроводнике при наличии в коллекторном и эмиттерном переходах рекомбинационных центров с концентрацией **N_t** и энергетическим положением в зоне **ε_t**

$$\tau'_i = \frac{\tau_p \cdot n'_1 + \tau_n \cdot p'_1}{2 \cdot n_i}, \quad \tau''_i = \frac{\tau_p \cdot n''_1 + \tau_n \cdot p''_1}{2 \cdot n_i}.$$

Здесь

$$\tau_n = (S_n \cdot \bar{V}_n \cdot N_t)^{-1}, \quad \tau_p = (S_p \cdot \bar{V}_p \cdot N_t)^{-1},$$

$$n'_1 = N_c \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon_t - \varepsilon_c}{q \cdot \varphi_t}\right), \quad p'_1 = N_v \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_t}{q \cdot \varphi_t}\right),$$

где **φ_t** – температурный потенциал; **ε_c**, **ε_v** – энергия дна зоны проводимости и потолка валентной зоны; **N_c**, **N_v** – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне; **S_p**, **S_n** – сечение захвата дырок и электронов рекомбинационными центрами; **̄V_p**, **̄V_n** – средние тепловые скорости дырок и электронов; **N_t** – концентрация рекомбинационных центров.

При облучении увеличивается сечение захвата как дырок, так и электронов рекомбинационных центров в связи с образованием дополнительных ловушек. Средняя тепловая скорость электронов и дырок остаётся практически постоянной. Концентрация рекомбинационных центров также увеличивается. Эти процессы ведут к уменьшению **τ_n** и **τ_p**. Если предположить, что влияние изменения энергетических уровней компенсируется, то можно считать, что времена жизни **τ'_i**, **τ''_i** будут уменьшаться. А это при неизменной ширине эмиттерного и коллекторного переходов с увеличением дозы бомбардирующих нейтронов приводит к росту обратных токов. Уменьшение обратных токов для доз до 10¹³ н·см⁻² (рис. 1) объясняется не-

которым увеличением ширины **p - n** переходов и изменением средней величины энергетических уровней рекомбинационных центров, на которые значительное влияние оказывают точечные и групповые дефекты, образующиеся при облучении.

Постоянная времени перезаряда ёмкости коллектора через базовое сопротивление – важный параметр транзисторной структуры, так как от него в значительной степени зависят входное сопротивление, коэффициент передачи мощности и ряд других эксплуатационных характеристик. Облучение приводит к снижению средней величины постоянной времени перезарядки (рис. 2). Наблюдается переход отдельных транзисторных структур из брака в годные по этому параметру (при дозах 10^{13} , $5 \cdot 10^{14}$ н·см⁻²). Однако, у отдельных транзисторов постоянная времени увеличивается или сохраняет повышенные значения

$$\tau_c = r_b \cdot C_b. \quad (1)$$

Изменение ёмкости коллектора при облучении характеризуется кривыми (рис. 3). С увеличением дозы наблюдается сдвиг максимума в сторону меньших значений и превращение Гауссова распределения в Вейбулловское. Ёмкость коллектора определяется параметрами коллекторного **p - n** перехода [1]

$$C_c = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{cu}}{L_c},$$

где S_{cu} – вся поверхность полной части и боковых стенок коллекторного диффузионного слоя; L_c – ширина коллекторного **p - n** перехода; ε , ε_0 – диэлектрические постоянные. Известно, что до дозы $5 \cdot 10^{15}$ н·см⁻² диэлектрическая постоянная кремния ε практически не изменяется. Существенное уменьшение C_c зависит от ширины коллекторного перехода L_c , увеличение которой обусловлено значительным изменением электрически активных центров за счет радиационного дефектообразования

$$L_c = L_a + \sqrt{L_a^2 + \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (U_k + U_c)}{N_{ac}}}$$

Здесь U_c – обратное напряжение смещения коллекторного перехода; U_k – контактная разность потенциалов; L_a - характеристическая длина в распределении акцепторов

$$L_a = \frac{W_{\text{во}}}{\ln N_a(x_{\text{EO}})/N_{\text{ac}}}, \quad (2)$$

где N_{ac} – концентрация доноров в коллекторном слое; $W_{\text{во}}$ – толщина технологической базы; $N_a(x_{\text{EO}})$ – концентрация акцепторов на границе металлургического перехода эмиттер-база. Из выражения (2) видно, что увеличение концентрации электрически активных центров N_{ac} приводит к уменьшению ёмкости коллекторного перехода, что наблюдается на кривых.

Графики распределения сопротивления базы были получены расчётным путём с учётом формулы (1). Хотя расчётное сопротивление базы вследствие пренебрежения барьерной ёмкости пассивной части коллекторного перехода имеет несколько заниженное значение, характер кривых отражает реальные дозовые зависимости. У отдельных транзисторов наблюдалось уменьшение сопротивления базы в несколько раз уже после дозы 10^{15} н·см⁻². Сопротивление базы можно представить в виде трёх последовательно включённых сопротивлений

$$R_{\text{в'в}} = r_{\text{вк}} + r_{\text{вп}} + r_{\text{ва}}, \quad (3)$$

где $r_{\text{вк}}$ – контактное сопротивление между базовой металлизацией и кремнием, $r_{\text{вп}}$ и $r_{\text{ва}}$ – сопротивление пассивной и активной базы соответственно. Известно, что концентрация примесей на поверхности пассивной базы велика ($\geq 10^{22}$ см⁻³), а ширина переходного слоя мала ($\approx 50-100$ Å). Поэтому $r_{\text{вк}}$ существенно меньше каждой из составляющих в формуле (3) и практически не изменяется при рассматриваемых дозах нейтронного облучения [2]:

$$R_{\text{в'в}} = r_{\text{вп}} + r_{\text{ва}}.$$

Транзисторы, коэффициент усиления которых был значительно выше нормы (при дозе 10^{13} н·см⁻²), снизили его до нормы и вошли в разряд годных (рис. 4). Известно, что коэффициент усиления определяется

$$h_{21E} = \frac{L_n^2}{W_b \cdot L_n},$$

где W_b – толщина квазинейтральной базы; L_n – диффузионная длина электронов в базе и на границе с эмиттерным **p-n** переходом. В свою очередь

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n},$$

где τ_n – время жизни электронов в базе; D_n – коэффициент диффузии электронов в базе.

Поскольку время жизни неосновных носителей тока при облучении уменьшается [3], то оно является одним из факторов снижения коэффициента усиления

$$h_{21E} = \frac{I_k}{I_a + I_n + I_s + I_{pn} + I_p + I_{CBO}}, \quad (4)$$

где I_k – ток, протекающий через коллекторный **p - n** переход; I_a, I_n, I_s, I_p – составляющие базового тока, обусловленные рекомбинацией в объёме и на поверхности пассивной базы; I_a, I_n, I_s – составляющие базового тока, обусловленные рекомбинацией дырок в эмиттерном переходе и их инжекцией в квазинейтральный эмиттерный слой. При возрастании дозы нейтронного облучения увеличивается концентрация центров, уменьшается время жизни носителей тока и увеличиваются все рекомбинационные составляющие базового тока в выражении (4). Начиная с дозы 10^{13} н·см⁻² увеличивается I_{CBO} (рис. 1).

Следует отметить, что при расчёте и анализе h_{21E} величинами I_a и I_n пренебрегают из-за того, что время жизни электронов в базе ($\tau_n \approx 100$ нс) на порядок больше времени жизни дырок эмиттерном слое ($\tau_p \approx 10$ нс). После облучения, когда время жизни неосновных носителей в базе уменьшается, необходимо учитывать как величину этих токов, так и увеличение обратных токов **p - n** переходов.

С увеличением дозы нейтронов до $2 \cdot 10^{13}$ н·см⁻² напряжение насыщения коллектор-эмиттер U_{CESAT} сначала уменьшается, что соответствует переходу транзистора в разряд годных. Однако, при дальнейшем повышении дозы наблюдается сдвиг максимума кривой распределения вправо, что характеризует ухудшение данного параметра исследуемых структур

$$U_{CESAT} = U_E - U_K + U_{KC}. \quad (5)$$

Здесь U_E – подаваемое прямое напряжение смещения эмиттерного перехода; U_K – возникающее при этом прямое напряжение смещения коллекторного $p - n$ перехода; U_{KC} – падение напряжения на высокоомном слое, которое можно определить по формуле

$$U_{KC} = \varphi_t \left[\frac{I_k \cdot l_n}{q \cdot S_E \cdot D_n \cdot N_{ac}} + 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{I_k}{q \cdot S_E \cdot D_n \cdot N_{ac}} \right)^2 \cdot \left(\frac{4 \cdot (\gamma - 1) \cdot D_n \cdot \tau_p}{h_{21E}} \right)} \right],$$

где $\gamma = \frac{I_a \cdot l_{n21E}}{I_k}$ - эффективность эмиттера; h_{21E} – коэффициент усиления; l_n – толщина высокоомного коллекторного слоя n - типа при нулевом смещении на коллекторном $p - n$ переходе; τ_p – время жизни дырок в коллекторном высокоомном слое.

$$U_K = \varphi_t \cdot \ln(N_{ac} \cdot p \cdot U^{-2}).$$

Здесь p – концентрация дырок на границе с коллектором. С учётом вышеизложенного, выражение (5) принимает вид

$$U_{CESAT} = \varphi_T \left[\frac{I_k \cdot l_n}{q \cdot S_k \cdot D_n \cdot N_{ac}} + 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{I_k}{q \cdot S_E \cdot D_n \cdot N_{ac}} \right)^2 \cdot \left(\frac{4 \cdot (\gamma - 1) \cdot D_n \cdot \tau_p}{h_{21E}} \right)} - \ln(N_{ac} \cdot p \cdot U^{-2}) \right] + U_E. \quad (6)$$

В связи с различной зависимостью величин слагаемых (6) от дозы быстрых нейтронов и концентрации образующихся рекомбинационных центров существует экстремальное значение дозы, при котором отклонение максимума распределения от оси ординат будет оптимальным. Установленное экспериментально значение оптимальной дозы составило $2 \cdot 10^{13}$ н·см⁻². Эта же доза оказалась оптимальной и для двух других параметров насыщения – U_{CBSAT} и U_{EBSAT} .

Полученные данные позволяют судить о степени изменения под действием потока нейтронов всей совокупности электрических параметров конкретной планарной транзисторной структуры. По изменению совокупности всех параметров оптимальной оказалось доза 10^{13} н·см⁻², после воздействия которой стали соответствовать нормам технических условий 42% транзисторов. Степень вклада в этот процесс различных параметров оказалась различной. Наибольший вклад в него внесли параметры – h_{21E} , I_{CBO} , I_{EBO} , U_{CESAT} , меньший C_c , $R_{в'в}$, C_c , U_{α} . Следует отметить, что параметры I_{CBO} , I_{EBO} некоторых транзисторов до облучения характеризовались неустойчивостью во времени. После бомбардировки нейтронами при дозе 10^{13} н·см⁻² они стабилизировали свои значения. Это говорит об изменении у этих структур энергетического состояния поверхности полупроводника и границ раздела кремний – окись кремния.

Таким образом, нейтронное облучение кремниевых транзисторных структур существенно влияет на их электрические параметры и может быть использовано для эффективной радиационной технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грутько А.Ф. Методы расчёта транзисторов. -М.: Энергия, 1971. – 272с.
 2. Кремневые планарные транзисторы. /Под. ред. Я.А. Федотова. -М.: Сов. радио, 1973. –336с.
 3. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Атомиздат. 1963. –345с.
-