

## 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<sup>-2</sup>. Исследовались:  $I_{CBO}$ ,  $I_{EBO}$  – коллекторный и эмиттерный обратные токи; постоянная времени перезаряда ёмкости коллектора;  $C_C$  – ёмкость коллектора;  $R_{B'V}$  – 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<sup>-2</sup>; В – после воздействия дозы  $5 \cdot 10^{14}$  н·см<sup>-2</sup>. Дозы  $10^{11}$  и  $10^{12}$  н·см<sup>-2</sup> не влияли на распределение электрических параметров. Перераспределение параметров наблюдалось, начиная с дозы  $10^{13}$  н·см<sup>-2</sup>. 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<sup>-2</sup> приводит к уходу параметров от первоначального значения и будет уменьшаться положительный эффекта, так как часть приборов, годных после предыдущей дозы ( $10^{13}$  н·см<sup>-2</sup>), 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]:

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

где **q** – заряд электрона; **S<sub>C</sub>**, **S<sub>E</sub>** – площади; **L<sub>C</sub>**, **L<sub>E</sub>** – ширина коллекторного и эмиттерного переходов; **n<sub>i</sub>** – концентрация электронов в полупроводнике в зоне проводимости; **τ'<sub>i</sub>**, **τ''<sub>i</sub>** – времена жизни носителей в собственном полупроводнике при наличии в коллекторном и эмиттерном переходах рекомбинационных центров с концентрацией **N<sub>t</sub>** и энергетическим положением в зоне **ε<sub>t</sub>**

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

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<sub>t</sub>** – температурный потенциал; **ε<sub>c</sub>**, **ε<sub>v</sub>** – энергия дна зоны проводимости и потолка валентной зоны; **N<sub>c</sub>**, **N<sub>v</sub>** – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне; **S<sub>p</sub>**, **S<sub>n</sub>** – сечение захвата дырок и электронов рекомбинационными центрами; **̄V<sub>p</sub>**, **̄V<sub>n</sub>** – средние тепловые скорости дырок и электронов; **N<sub>t</sub>** – 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<sub>n</sub>** и **τ<sub>p</sub>**. Если предположить, что влияние изменения энергетических уровней компенсируется, то можно считать, что времена жизни **τ'<sub>i</sub>**, **τ''<sub>i</sub>** 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 10<sup>13</sup> н·см<sup>-2</sup> (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<sup>-2</sup>). 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]

$$C_c = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot S_{cu}}{L_c},$$

где  $S_{cu}$  – вся поверхность полной части и боковых стенок коллекторного диффузионного слоя;  $L_c$  – ширина коллекторного **p - n** перехода;  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  – диэлектрические постоянные. Известно, что до дозы  $5 \cdot 10^{15}$  н·см<sup>-2</sup> диэлектрическая постоянная кремния  $\epsilon$  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

$$L_c = L_a + \sqrt{L_a^2 + \frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot (U_k + U_c)}{N_{ac}}}$$

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  $N_{\text{ac}}$  – 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  $N_{\text{ac}}$  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<sup>-2</sup>. 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<sup>-3</sup>), 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<sup>-2</sup>), 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  $\tau_n$  – 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<sup>-2</sup> 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<sup>-2</sup> 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;  $\tau_p$  – 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<sup>-2</sup>. 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<sup>-2</sup>, 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  $C_c$ ,  $R_{в'в}$ ,  $C_c$ ,  $U_\alpha$ . 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<sup>-2</sup> 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.
-