

КОМБИНИРОВАННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

д.ф.-м.н. А.К. Гнап, Н.И. Коваленко, К.С. Клименко

Получены рабочие характеристики для планарных транзисторных структур при изменении температуры от +20°C до +120°C для транзисторов, подвергнутых воздействию нейтронного плюс гамма излучение, нейтронного плюс электронное, гамма плюс электронное излучение.

Применение транзисторов в качестве чувствительных элементов датчиков в измерительных схемах радиоэлектронной аппаратуры (РЭА), работающей в различных средах, в том числе и в зоне воздействия ионизирующих излучений (ИИ), вызывает необходимость изучения влияния радиации на изменение их параметров и температурных характеристик [1, 2].

Исследовались кремниевые диффузионные структуры, изготовленные по планарной технологии. Отобранные для эксперимента приборы предварительно подвергались воздействию нейтронов при флюэнсах 10^{13} , $5 \cdot 10^{13}$, 10^{14} , $5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и гамма - квантов до доз 10^5 , 10^6 , $5 \cdot 10^6$ Дж/кг (10^7 , 10^8 , $5 \cdot 10^8$ рад), а также комбинированному облучению нейтронами и электронами при флюэнсах 10^{13} , $5 \cdot 10^{13}$, 10^{14} , $5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² и 10^{15} э./см².

Параметры измерялись прибором Л2-22 с изменением температуры транзисторов от +20°C до +120°C с интервалом 10°. Измерения выполнялись циклами: при повышении температуры транзисторов от +20°C до +120°C, затем медленное охлаждение до +20°C с выдержкой при этой температуре в течение 20 часов и повторные измерения с нагревом до +120°C с тем же интервалом.

Измерялись параметры: $h_{21б}(\alpha)$ - коэффициент передачи тока в схеме с общей базой (ОБ) в режиме малого сигнала; $h_{21э}(\beta)$ - коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером (ОЭ) в режиме малого сигнала; $h_{12э}$ - коэффициент обратной связи по напряжению в режиме малого сигнала в схеме с ОЭ; $h_{12б}$ - коэффициент обратной связи по напряжению в режиме малого сигнала в схеме с ОБ; $h_{11э}$ - входное сопротивление в режиме малого сигнала в схеме с ОЭ; $h_{11б}$ - входное сопротивление в режиме малого

сигнала в схеме с ОБ; $h_{22э}$ - выходное сопротивление в режиме малого сигнала в схеме с ОЭ; $h_{22б}$ - выходное сопротивление в режиме малого сигнала в схеме с ОБ.

Анализ влияния ИИ на температурные свойства исследуемых транзисторов проведен на основе экспериментальных зависимостей вышеуказанных h - параметров. Влияние ИИ на температурные изменения коэффициента $h_{21б}(\alpha)$ показано на рис.1. Поле значений 1 показывает его изменение при чисто нейтронной бомбардировке; поле 2 - при облучении γ - квантами; поле 3 - при комбинированном облучении – нейтроны плюс электроны.

Известно, что для кремниевых планарных транзисторов рекомбинационные потери в базовой области незначительны (из-за малой толщины) и зависимость изменения статического коэффициента передачи тока в схеме с ОБ определяет соотношение [3]

$$\Delta\alpha = \left[\tau_a k_a \Phi + \frac{\chi q n_i W_{эб}(0) A_э}{\lambda \phi_k J'_k} K_{эб} \Phi \left(\frac{J_k}{J'_k} \right)^{\frac{1}{n-1}} \right]^{-1},$$

где: τ_a - время жизни неосновных носителей в области базы; Φ - флюэнс высокоэнергетичных частиц; χ - коэффициент переноса; q - заряд электрона; n_i - концентрация носителей зарядов; $W_{эб}(0)$ - толщина базовой области при отсутствии напряжения на электронно-дырочных переходах; $A_э$ - площадь эмиттерно - базового перехода; λ - длина свободного пробега; ϕ_k - контактная разность потенциалов; n - коэффициент, зависящий от геометрии транзисторной структуры, величина равна $2,5 \div 3$; K_a и $K_{эб}$ – коэффициенты, характеризующие снижение времени жизни неосновных носителей тока при облучении в области активной базы и эмиттерном переходе; J_k - коллекторный ток подчиняется экспоненциальной зависимости $J_k = J'_k \exp(\lambda U_{эб})$; J'_k – определяется по формуле

$$J'_k = \frac{q D_a n_i^2 A_э}{N_{эб}} \cdot \frac{1}{\Delta \exp\left(\frac{W_a}{\eta}\right) \text{sh}\left(\frac{W_a}{\Delta}\right)}.$$

J'_k не зависит от флюэнса, однако зависит от коэффициента диффузии неосновных носителей и активной базы (D_a), концентрация носителей тока в собственном материале (n_i), площади эмиттерного перехода ($A_э$), концентрации носителей на границе эмиттер-база ($N_{эб}$), толщины активной базы

(W_a) и от

$$\eta = \frac{2}{\lambda E_a} = \frac{2KT}{qE_a}.$$

Здесь E_a - напряженность электрического поля в активной базе; K – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Это обуславливает экспоненциальную зависимость J_K от температуры, а также от Δ , для которой в свою очередь справедливо соотношение

$$\frac{1}{\Delta^2} = \frac{1}{\eta^2} + \frac{1}{D_a \tau_a}.$$

С повышением температуры наблюдается нелинейный характер изменения коэффициента передачи транзистора по переменному току, что обусловлено процессом отжига точечных радиационных дефектов и сложной нелинейной зависимостью (экспоненциальной) $\Delta \frac{1}{h_{21\beta}}$ от температуры [1].

Возникшие под влиянием облучения дополнительные центры рекомбинации с увеличением температуры (+60°C...+120°C) частично отжигаются. Поэтому повторные температурные циклы характеризуются более плавными зависимостями коэффициента передачи транзистора по переменному току по сравнению с начальным замером.

При γ - облучении в полупроводник вводятся точечные дефекты. Это воздействие характеризуется выделением тепла в переходных и контактных слоях, в металлизации во время облучения. Повышение температуры вызвало значительную деградацию коэффициента усиления в областях +60°C...+100°C и неустойчивость при температурах выше +90°C - 100°C. Это, вероятно, обусловлено интенсивным отжигом точечных дефектов, формированием электрически нейтральных комплексов и объединений. Происходило как увеличение значения коэффициента усиления, так и спад. При повторных температурных циклах резких изменений параметров не наблюдалось, а характеристики транзисторов находились в пределах рабочих параметров.

Следует отметить, что кривые первого температурного цикла при повторных измерениях лежат выше первичных. Наблюдается устойчивость температурных зависимостей при всех повторных измерениях (рис. 1, кривая 2). Так как статический коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером однозначно связан с коэффициентом передачи транзистора по переменному току, то зависимости α и β коррелированы и характеризуются

общими закономерностями.

Температурные зависимости коэффициента обратной связи (рис. 2) по напряжению для режима холостого хода на входе транзисторов подвергну-тых воздействию нейтронов, электронов, нейтронов и гамма - квантов:

$$h_{12э} = \frac{r_6}{r_k(1-\alpha)}, \quad h_{126} = \frac{r_6}{r_k},$$

где r_6 – общее сопротивление для входной и выходной цепи; r_k – дифференциальное сопротивление коллекторного перехода.

С увеличением флюэнсов нейтронов, электронов и дозы гамма - квантов наблюдается изменение угла наклона температурных зависимостей. На кривых в области $+60^{\circ}\text{C} \dots +100^{\circ}\text{C}$ имеется область перегиба, что, по-видимому, обусловлено влиянием отжига точечных дефектов (тип **A** - центров), объединением их в более сложные центры и конгломераты.

Предварительное облучение электронами (рис. 2, поле 3) ведет к некоторому изменению угла наклона температурных зависимостей. Можно предположить наличие радиационного отжига точечных дефектов, вводимых во время нейтронной бомбардировки и их объединение в комплекс с дефектами, образовавшимися при воздействии электронных потоков.

В схеме с общим эмиттером на ход кривых $h_{12э}$ (рис. 2) влияет также и коэффициент усиления. Поэтому кривые, характеризующие изменение коэффициента обратной связи по напряжению для режима холостого хода на входе, имеют более четко выраженную зависимость от температуры и доз для схемы с общей базой (h_{126}) по сравнению с графиками, характеризующими схему с общим эмиттером ($h_{12э}$).

При повторном увеличении температуры ($+20^{\circ}\text{C} \dots +120^{\circ}\text{C}$) изменяется угол наклона и форма кривых. С изменением дозы γ - квантов наблюдается незначительное изменение угла наклона. Перегиб кривых соответствует области отжига точечных дефектов.

Входное сопротивление транзистора для схемы с общим эмиттером и базой (рис. 3.а) определяется соответственно по формулам

$$h_{11э} = \frac{m_6 \varphi_T}{J_6}, \quad h_{116} = \frac{m_3 \varphi_T}{J_3}.$$

Здесь

$$J_3 = J_{30} \exp\left(\frac{U_{6э}}{m_3 \varphi_T}\right), \quad J_6 = J_{60} \exp\left(\frac{U_{6э}}{m_6 \varphi_T}\right),$$

где m_6, m_3 – коэффициенты для планарных транзисторных структур, ле-

жащие в пределах 1,4 – 1,5; $\varphi_T = \frac{kT}{q}$ температурный потенциал.

Тогда

$$h_{113} = \frac{m_6 kT}{qJ_{60}} \cdot e^{\frac{U_{63q}}{m_6 kT}}, \quad h_{116} = \frac{m_3 kT}{qJ_{30}} \cdot e^{\frac{U_{63q}}{m_3 kT}}.$$

На графиках (рис. 3.а) h_{113} для нейтронных и комбинированных (электроны + нейтроны) воздействий наблюдаются экспоненциально возрастающие кривые. Незначительные отклонения имеют в области +60°C...+100°C (при первичном изменении температуры). В последующих циклах такие отклонения не наблюдались. Поток γ - квантов приводит к появлению более сложных зависимостей, которые сохраняются и при повторных циклах.

При облучении нейтронами входное сопротивление в режиме короткого замыкания на входе для схемы с общей базой (h_{116}) изменяется с увеличением температуры как показано на рис. 3.б. При первичном прохождении температур от +60°C до +100°C наблюдается аномальность кривых (рис. 3.б, заштрихованное поле), в то время как при повторных термических циклах характерны экспоненциальные зависимости от температуры. Входное сопротивление (h_{116}) образцов подвергнутых воздействию γ - квантов изменяется по сложным зависимостям. Наблюдается выход параметра за пределы превышающие среднее значение в несколько раз. При повторных термоциклах этого не происходит.

Выходная проводимость планарных транзисторных структур h_{226} облученных γ - квантами, нейтронами и комбинированным излучением характеризуется почти линейной зависимостью от температуры (рис. 4.а). С увеличением дозы проводимость увеличивается, а это свидетельствует прежде всего об уменьшении сопротивления коллекторной области, так как

$$h_{226} \approx \frac{1}{r_k},$$

где сопротивление коллектора определяется из соотношения

$$r_k = \frac{L_p^2}{WJ_s} \cdot \sqrt{\frac{qN_\alpha U_k}{2\varepsilon\varepsilon_0}}.$$

Здесь L_p - диффузионная длина; W - толщина коллекторной области; N_α - концентрация неосновных носителей заряда; U_k - коллекторное напряже-

ние; ϵ - диэлектрическая проницаемость проводника; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная.

Диффузионную длину можно найти согласно

$$L_p^2 = \mu_p \cdot \frac{kT}{e} \cdot \tau_a,$$

где μ_p - дрейфовая подвижность дырок в базовой области при различной концентрации примеси вблизи эмиттерного $N_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и коллекторного перехода $N_k = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и характеризуется зависимостью

$$\mu_p = \frac{(A - S) \lg \frac{N_0}{N_k}}{3 \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{3}(1 - S/A)(\lg N_k - 15)}{1 - \frac{1}{3}(1 - S/A)(\lg N_0 - 15)} \right]},$$

где A и S коэффициенты, определяемые [3] как

$$A = \frac{T^{1,1} \cdot 10^{8,94}}{T^{3,4} + 10^{6,64}}, \quad S = \frac{T^{1,1} \cdot 10^{8,94}}{T^{3,4} + 10^{9,14}}.$$

Для дрейфовых триодных структур, когда концентрация основной примеси в базе изменяется по экспоненциальному закону, температурная зависимость времени жизни неосновных носителей τ_a в базе определяется формулой

$$\tau_a = 0,485 \left[1 + \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_a}{kT}}}{N_0 - N_k} \ln \frac{N_0}{N_k} \right].$$

Важно учитывать, что изменение диффузионной длины для неосновных носителей в базовой области дрейфового транзистора определяется средней подвижностью и средним временем жизни, а ее зависимость от температуры может быть найдена по формуле

$$L_p = \left[\frac{\kappa T(A - S) \lg \frac{N_0}{N_k} \left(1 + \frac{4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_a}{\kappa T}} \ln \frac{N_0}{N_k}}{N_0 - N_k} \right)}{6 \cdot 10^6 \cdot e \cdot \ln \left[\frac{1 - \frac{1}{3}(1 - S/A)(\lg N_k - 15)}{1 - \frac{1}{3}(1 - S/A)(\lg N_0 - 15)} \right]} \right]^{1/2} \quad (1)$$

При облучении и увеличении температуры претерпевают изменения величины L_p , W , J_3 , N_k . Явление термогенерации в облученных структурах уменьшает величину сопротивления r_k , что ведет к увеличению выходной проводимости. Можно считать, что рост сопротивления r_k и уменьшение выходной проводимости h_{226} (с увеличением температуры) обусловлены некоторым увеличением диффузионной длины L_p и ростом N_k .

Повторные замеры температурных зависимостей h - параметров показали, что в области $+60^\circ\text{C} \dots +120^\circ\text{C}$ имеет место отжиг точечных дефектов, образовавшихся при облучении. Последующее повторение температурных циклов не влияет на ход зависимостей.

При комбинированном облучении транзисторных структур наблюдался радиационный отжиг дефектов, введенных предварительной электронной бомбардировкой, что повлияло на ход температурных зависимостей h - параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сирота Н.Н., Чернышев А.А., Коршунов Ф.П. Обжиг радиационных дефектов в кремниевых диодах, облученных быстрыми нейтронами // Радиационная физика кристаллов и р - п переходов. - Минск: Наука и техника, 1972. - С. 33 - 54.
2. Коршунов Ф.Н. Влияние облучения на р - п переходы // Радиационная физика кристаллов и р - п переходов. - Минск: Наука и техника, 1972. - С. 125 - 140.
3. Кремниевые планарные транзисторы / Под ред. Я.А. Федотова. - М.: Сов. радио, 1973. - 336 с.