

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В УСЛОВИЯХ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

С. А. Мискевич

*Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем» имени А. Н. Севченко Белорусского государственного университета
Минск, Беларусь
e-mail: Dzied-baradzied@mail.ru*

Биполярные транзисторы в настоящее время широко используются во многих сферах микро- и нанoeлектроники как усилители и генераторы сигналов, как ключи, стабилизаторы и др. Их эксплуатация в условиях радиационного воздействия (космическая среда, атомная электростанция, ядерный взрыв) может быть затруднена из-за изменений рабочих характеристик, вызванных ионизирующим излучением.

Ключевые слова: радиация; моделирование; транзисторы; коэффициент усиления; нейтроны.

SIMULATION OF OPERATING BIPOLAR TRANSISTORS UNDER THE IRRADIATION

S. A. Miskiewicz

*A. N. Sevchenko Institut of applied physics problems of Belarusian State University
Minsk, Belarus*

Currently, the bipolar transistors are extensively used in many sectors of micro- and nanoelectronics as the amplifiers, generators, keys, regulators etc. Their operation in the radiation environment, e. g. in the open space, on the nuclear power plants, during the nuclear blast etc. can be difficult through the radiation-induced changes in operating parameters.

Keywords: radiation; simulation; transistors; current gain; neutrons.

МОДЕЛЬ ПРИБОРА

Для расчета радиационных изменений характеристик мы рассматривали интегральный *p-n-p* биполярный транзистор.

При работе биполярного транзистора в активном режиме его важнейшим параметром является коэффициент передачи тока, т. е. отношение выходного тока к входному. В схеме с общим эмиттером – это отношение тока коллектора к току базы:

$$k = \frac{I_K}{I_B}. \quad (1)$$

Для нахождения токов во всех областях транзистора необходимо знать распределение концентрации неосновных носителей, в данном случае дырок, по базе. Неравновесная концентрация инжектированных в базу дырок на границе «эмиттер – база» $p(0)$ согласно [1] задается следующим выражением:

$$p(0) = p_n(0) \cdot e^{\frac{qU_{EB}}{kT}}, \quad (2)$$

где $p_n(0)$ – равновесная концентрация дырок на границе база – эмиттер со стороны базы; q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; U_{EB} – напряжение на переходе «эмиттер – база», которое в схеме с общим эмиттером можно считать равным напряжению на базе U_B . За начало координат принимаем границу перехода «эмиттер – база» со стороны базы, которая в зависимости от напряжения на переходе может сдвигаться. Учитывая несимметричность перехода «эмиттер – база» (средняя концентрация примеси в эмиттере на 2 порядка выше средней концентрации примеси в базе), вкладом электронной составляющей инжекции из базы в эмиттер пренебрежем, т. е. имеет место односторонняя инжекция [2].

Равновесную концентрацию дырок в n -базе находим по формуле

$$p_n(x) = \frac{n_i^2}{n_n(x)}, \quad (3)$$

где n_i – собственная концентрация носителей заряда в кремнии; $n_n(x)$ – концентрация основных носителей заряда (электронов) в базе. Считаем, что в диапазоне рассматриваемых температур концентрация основных носителей равна концентрации легирующей примеси $N(x)$, тогда (2) приводим к виду

$$p(0) = \frac{n_i^2}{N(0)} \cdot e^{\frac{qU_B}{kT}}. \quad (4)$$

Распределение инжектированных из эмиттера дырок по ширине базы с учетом встроенного электрического поля $E(x)$ и рекомбинации задается уравнением [1]

$$\frac{\partial p(x)}{\partial t} = -\frac{p(x)-p_n(x)}{\tau_p(x)} + D_p \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \mu_p E(x) \frac{\partial p(x)}{\partial x} - p(x) \mu_p \frac{\partial E(x)}{\partial x}, \quad (5)$$

где $\tau_p(x)$ – время жизни дырок в базе; D_p и μ_p – коэффициент диффузии и подвижность дырок в базе.

Напряженность встроенного электрического поля в базе транзистора, обусловленное неравномерным распределением концентрации донорной примеси $N(x)$, задается выражением

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}. \quad (6)$$

Встроенное электрическое поле на начальном участке базы является тормозящим для неосновных носителей, однако в остальной части – ускоряющим. Влиянием тормозящего участка при расчетах пренебрегаем.

Считаем, что неравновесная концентрация дырок на границе перехода база-коллектор при отрицательных рабочих напряжениях на нем $p(W_A) = 0$, а влияние на распределение неосновных носителей в базе коллекторное напряжение оказывает только через модуляцию толщины базы.

Ширина коллекторного перехода W_c в зависимости от величины обратного напряжения на коллекторе изменяется в широких пределах согласно следующему выражению:

$$W_C = W_{C0} \sqrt{1 - \frac{U_C}{U_{dc}}}, \quad (7)$$

где W_{C0} – ширина коллекторного перехода без напряжения на нем; U_{dc} – потенциальный барьер между базой и коллектором; U_C – напряжение на коллекторе. В активном режиме ширина коллекторного перехода существенно возрастает с ростом абсолютного значения U_C , распространяясь как в область коллектора, так и в область базы, вызывая уменьшение ее толщины W_A .

Решая уравнение (5) с учетом (6) и (7), находим распределение неосновных неравновесных носителей по базе, которое будет задаваться кривой, показанной на рис. 1.

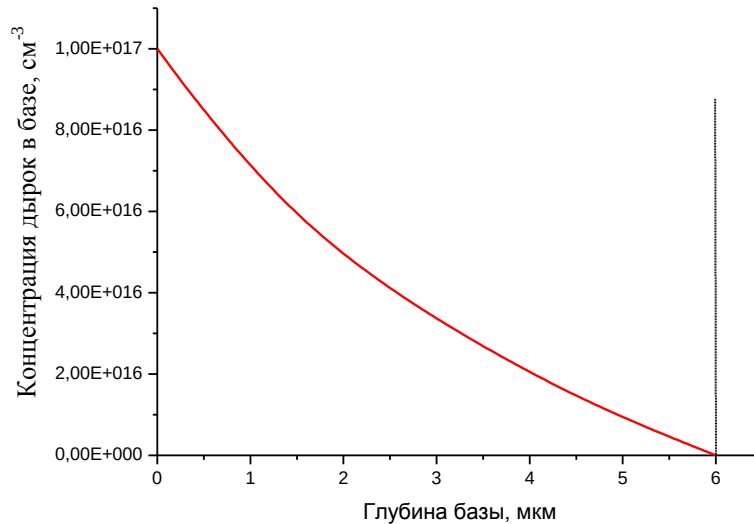


Рис. 1. Распределение дырок в активной базе транзистора с учетом рекомбинации

В этом случае градиент концентрации на эмиттерном переходе будет немного больше градиента концентрации на коллекторном переходе, следовательно, и ток коллектора будет меньше тока эмиттера. Однако в схеме с общим эмиттером коэффициент усиления транзистора по (1) будет существенно больше единицы.

Плотность тока через эмиттерный переход, обусловленный инжекцией дырок в базу и без учета инжекции электронов из базы в эмиттер, задается выражением

$$j_{pe} = \frac{dp(0)}{dx} e D_p. \quad (8)$$

Для коллекторного перехода выражение аналогично:

$$j_{pk} = \frac{dp(W_A)}{dx} e D_p. \quad (9)$$

Интегрируя (8) и (9) по всей площади соответствующих переходов, находим токи эмиттера и коллектора. Ток базы будет представлять разность между током эмиттера и током коллектора.

С другой стороны, в области активной базы рекомбинационный ток описывается формулой [3]

$$J_A = qS_A \int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx, \quad (10)$$

где S_A – площадь активной базы. В пассивной базе рекомбинационный ток описывается выражением

$$J_{\Pi} = \frac{qS_{\Pi} \overline{D_p} n_i^2}{L_p} \frac{1}{N_{\Pi}} \exp\left(-\frac{qU_{EB}}{kT}\right), \quad (11)$$

где $\overline{L_p}$ – среднее значение диффузионной длины дырок в пассивной базе; $\overline{N_{\Pi}}$ – среднее значение донорной примеси в пассивной базе; S_{Π} – площадь пассивной базы. Диффузионная длина связана с временем жизни соотношением

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (12)$$

Полный ток базы, принимая инжекцию односторонней и пренебрегая потерями в эмиттере и на поверхности, будет равен сумме рекомбинационных токов J_A и J_{Π} .

При радиационном облучении транзистора происходит генерация электронно-дырочных пар, а также образование точечных дефектов на поверхности и в объеме прибора. Наибольшее влияние ионизирующее излучение оказывает на время жизни неравновесных носителей, которое входит в (5), (10) и (11), а изменением концентрации носителей можно пренебречь [4]. Зависимость времени жизни от радиационного потока задается формулой (2).

Коэффициент радиационного изменения времени жизни в некоторых частных случаях можно рассчитать по эмпирическим формулам [1]. Так, для нейтронного потока со средней энергией частиц 1,4 МэВ коэффициент радиационного изменения времени жизни в п-базе зависит от уровня инжекции следующим образом:

$$\frac{1}{k_{\tau}} = 4 \cdot 10^4 + 5,76 \cdot 10^6 \left(\frac{p}{n}\right)^{0,534}. \quad (13)$$

Для потока электронов со средней энергией 1 МэВ коэффициент радиационного изменения времени жизни принимает вид

$$k_{\tau} = \left(\frac{1}{1,5 \cdot 10^{-7}} \frac{n_0 + n_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta p} + \frac{1}{2,8 \cdot 10^{-10}} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta p} \right)^{-1} + \\ + \left(\frac{1}{1,5 \cdot 10^{-8}} \frac{n_0 + n_2 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta p} + \frac{1}{2,5 \cdot 10^{-9}} \frac{p_0 + p_2 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta p} \right)^{-1}, \quad (14)$$

где n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок; n_1 и p_1 – концентрации электронов и дырок в кремнии при совпадении уровня Ферми с уровнем ловушки с энергией $E_{t1} = (E_c - 0,16 \text{ эВ})$; n_2 и p_2 – концентрации электронов и дырок в кремнии при совпадении уровня Ферми с уровнем ловушки с энергией $E_{t2} = (E_v + 0,26 \text{ эВ})$; Δp – избыточная концентрация свободных дырок.

Для потока частиц со средней энергией от 0,2 до 5 МэВ численная величина коэффициента k_{τ} изменяется на $k_{\text{отн}}$:

$$k_{\tau}(E) = k_{\tau} \cdot k_{\text{отн}}. \quad (15)$$

Значения $k_{\text{отн}}$ приведены в таблице [2]

Значения коэффициентов $k_{\text{отн}}$

E, МэВ	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,4	2	3	4	5
$k_{\text{отн}}$	0,002	0,08	0,3	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,24	1,4	1,6	1,8	2

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Результаты моделирования радиационных изменений выходных характеристик представлены на рис. 2. Облучение производилось потоком нейтронов со средней энергией $E = 2$ МэВ и дозами $\Phi = 10^{12}$ см $^{-2}$, 10^{13} см $^{-2}$ и 10^{15} см $^{-2}$. Напряжение на базе поддерживалось постоянным и равным 0,3 В, температура – 300 К.

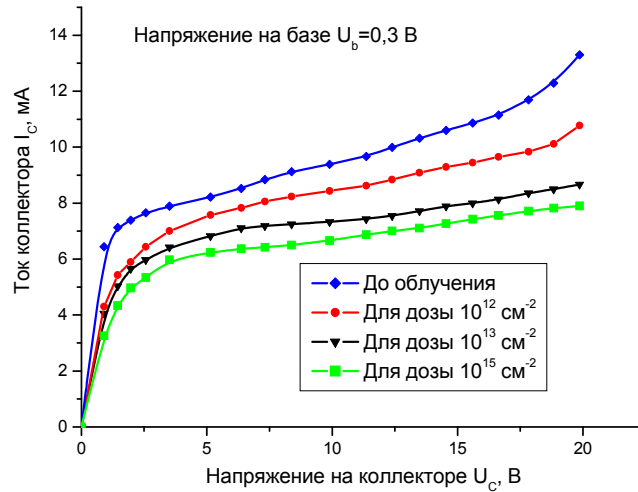


Рис. 2. Выходные характеристики транзистора

Как видно из рис. 2, с ростом дозы облучения уменьшается уровень тока коллектора в связи с ростом рекомбинационных потерь неосновных носителей заряда на радиационных дефектах. Так, при дозе $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ значение выходного тока 8 мА достигается при подаче на коллектор напряжения, которое в 4 раза превышает таковое до облучения. Поэтому снижается эффективность прибора как усилителя.

На рис. 3 представлены изменения коэффициента усиления биполярного транзистора. Напряжение на базе равно 0,4 В, напряжение на коллекторе – 15 В. Облучение производилось электронами со средней энергией 5 МэВ.

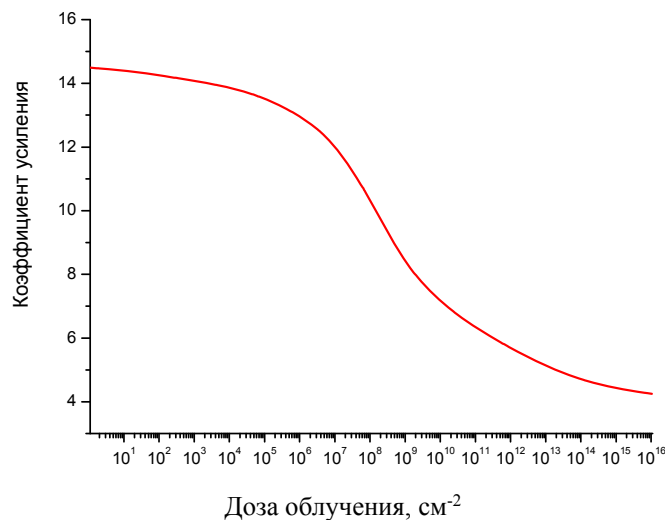


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления транзистора от дозы облучения

В области доз ионизирующего излучения до 10^5 см^{-2} падение коэффициента усиления незначительно, а далее идет резкое снижение более чем в 2 раза по сравнению с начальным.

ВЫВОДЫ

Таким образом, при работе биполярного транзистора в режиме усиления в условиях радиационного облучения, в том числе и в космической среде, его важнейшие характеристики могут изменяться в несколько раз по сравнению с проектными. Модель позволяет прогнозировать подобные изменения и вносить необходимые поправки как при сборке готовых аппаратов, так и на этапе проектирования их полупроводниковых компонентов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Вологдин Э. Н., Лысенко А. П. Радиационная стойкость биполярных транзисторов. М., 2000. 101 с.
2. Вологдин Э. Н., Лысенко А. П. Интегральные радиационные изменения характеристик полупроводников. М., 1999.
3. Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
4. Степаненко И. Основы транзисторов и транзисторных схем. М., 1977. 672 с.