

Рекомбинация в области пространственного заряда и ее влияние на коэффициент передачи биполярного транзистора

© С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.И. Сомов, А.В. Лакалин

Филиал Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова в г. Ульяновске, 432700 Ульяновск, Россия

(Получена 3 декабря 1995 г. Принята к печати 10 февраля 1997 г.)

Учено влияние рекомбинации в области пространственного заряда эмиттерного перехода на коэффициент передачи биполярного транзистора. Результаты измерений коэффициента передачи транзистора при низком уровне инжекции на некоторых промышленных образцах практически совпадают с расчетными значениями, сделанными по полученным выражениям с учетом глубоких уровней и рекомбинации через них.

Многие годы после выхода Шокли, Нойса и Саа [1] считалось, что основным признаком рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) является характерная зависимость тока от напряжения $\exp(qU/2kT)$. При этом упускался из вида факт, что с ростом уровня инжекции стационарное заполнение глубоких уровней изменяется, так как изменяется положение квазиуровня Ферми. Если на начальном участке вольт-амперная характеристика (ВАХ) определяется скоростями эмиссии свободных носителей, то при более высоком уровне инжекции — их скоростями захвата. Таким образом, происходит перезарядка центров рекомбинации и изменяется ее темп, что приводит к особенностям ВАХ. Более подробно процессы перезарядки были исследованы в работах [2,3].

Задача настоящей работы — найти границы применимости теории рекомбинации в ОПЗ $p-n$ -перехода [1] и методики определения параметров центров по ВАХ на этом участке изменения токов, а также показать роль рекомбинации в уменьшении эффективности эмиттера транзистора в малосигнальном режиме.

Вольт-амперные характеристики измерялись на автоматизированной установке, управляемой ПЭВМ. Базовым измерителем тока являлся прибор В7-46, что позволяло усреднить каждое значение тока и напряжения непосредственно в процессе измерения.

Разделение отдельных рекомбинационных процессов на составляющие

Согласно теории Шокли–Рида–Холла, скорость рекомбинации через простой двухзарядный центр определяется как [1]

$$R(x) = \frac{c_n c_p N_t [n(x)p(x) - n_i^2]}{c_n [n(x) + n_1] + c_p [p(x) + p_1]}, \quad (1)$$

где $n_1 = N_c \exp(-\frac{E_n}{kT})$, $p_1 = N_v \exp(-\frac{E_p}{kT})$, c_n , c_p — усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки на данный центр N_t — концентрация глубоких центров (ГЦ), E_t — положение ГЦ в запрещенной зоне. $E_c - E_v = (E_c - E_t) + (E_t - E_v) = E_m + E_{tp} = E_g$.

Обычно рассматривают рекомбинацию в квазиэнергетических областях. Но, как показывает эксперимент, в кремнии и других более широкозонных полупроводниках на начальном участке (при низком уровне инжекции) токи рекомбинации в ОПЗ сравнимы или больше диффузионных токов. Поэтому рассмотрение процессов рекомбинации в ОПЗ $p-n$ -перехода при низком уровне инжекции необходимо, в том числе и для понимания процессов в маломощных и СВЧ транзисторах, работающих как малосигнальные усилители.

Если изгиб зон в ОПЗ $p-n$ -перехода описывать потенциалом $\Psi(x)$ (рис. 1), точкой отсчета которого является дно зоны проводимости в n -области, то распределение концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ в ОПЗ имеет вид [2]:

$$\begin{aligned} n(x) &= n_n \exp\left(-\frac{\Psi(x)}{kT}\right), \\ p(x) &= p_p \exp\left[-\frac{q(U_{dif} - U) - \Psi(x)}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим:

$$R(x) = \frac{c_n c_p N_t n_i^2 \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right)}{c_n [n_n \exp(-\varphi_1) + n_1] + c_p [p_p \exp(-\varphi_2) + p_1]}, \quad (3)$$

где $\varphi_1 = \frac{\Psi(x)}{kT}$, $\varphi_2 = \frac{q(U_{dif} - U) - \Psi(x)}{kT}$.

Значение рекомбинационного тока можно найти, интегрируя скорость рекомбинации $R(x)$ по объему ОПЗ [2]:

$$i_r = qS \int_{-x_p}^{x_n} R(x) dx, \quad (4)$$

где S — площадь $p-n$ -перехода. Но так как зависимость $R(x) = R(\Psi(x))$ определяется конкретной формой $p-n$ -перехода, интеграл (4) в общем случае не решается простой подстановкой (3) в (4). Однако интеграл (4) можно оценить. Дело в том, что скорость рекомбинации в области пространственного заряда локализована и представляет колоколообразную функцию с крыльями экспоненциального вида [2,3]. Максимум скорости рекомбинации достигается при значении потенциала:

$$\Psi_{\max} = \frac{q(U_{dif} - U)}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{c_n n_n}{c_p p_p}\right) \quad (5)$$

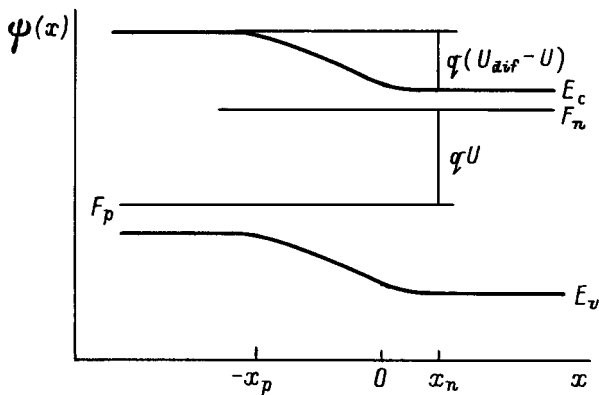


Рис. 1. Зонная диаграмма прямого $p-n$ -перехода. Изгиб зон описывается потенциалом $\Psi(x)$: $\Psi(x = x_n) = 0$, $\Psi(x = -x_p) = q(U_{dif} - U)$.

и скорость рекомбинации в этой точке

$$R_{max} = \frac{c_n c_p n_i^2 N_t \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + c_n n_1 + c_p p_1} \quad (6)$$

Далее находим приращение координаты (относительно положения центра распределения $R(x)$ в области пространственного заряда), при котором скорость рекомбинации падает в 2.73 раза:

$$\exp\left(-\frac{\Delta\Psi}{kT}\right) = \exp(-1); \quad \Delta\Psi = \frac{\partial\Psi}{\partial x} \Delta x = -E \Delta x.$$

Откуда

$$\int_{-x_p}^{x_n} R(x) dx \approx 2R_{max} \Delta x = \frac{2kT}{qE} R_{max},$$

где E — средняя напряженность поля в $p-n$ -переходе

$$E = \frac{w(U)}{q(U_{dif} - U)}.$$

Тогда для величины тока получаем

$$i_r(U) = qSw(U) \frac{c_n c_p n_i^2 N_t (e^{qU/kT} - 1)}{2n_i \sqrt{c_n c_p} e^{qU/2kT} + c_n n_1 + c_p p_1} \times \frac{2kT}{q(U_{dif} - U)}. \quad (7)$$

В случае нескольких глубоких центров результирующий ток представляет собой сумму токов рекомбинации через каждый глубокий центр:

$$i_r = \sum_{m=1}^p \frac{qSw(U) c_{nm} c_{pm} n_i^2 (e^{qU/kT} - 1) N_{tm}}{2n_i \sqrt{c_{nm} c_{pm}} e^{qU/2kT} + c_{nm} n_{1m} + c_{pm} p_{1m}} \times \frac{2kT}{q(U_{dif} - U)}, \quad (8)$$

где w — ширина ОПЗ, p — число ГЦ.

Выражение (8) справедливо до тех пор, пока максимум скорости рекомбинации не окажется на краю ОПЗ. Напряжение U , при котором это происходит, является границей применимости теории Шокли–Нойса–Саа: $qU = E_g - kT \ln(c_p N_c N_v / c_n n_n^2)$, если сильнее легирована p -область $p-n$ -перехода; $qU = E_g - kT \ln(c_p N_c N_v / c_n p_p^2)$, если сильнее легирована n -область $p-n$ -перехода; $U = U_{dif} - (kT/q) \ln(c_n / c_p)$, если $p-n$ -переход симметричен.

Проведем анализ рекомбинационных токов при малом уровне инжекции и рассмотрим подробнее рекомбинационную методику, позволяющую из ВАХ, зная ширину ОПЗ $p-n$ -перехода, получать параметры глубоких уровней [2]. Рассмотрим выражение (7). Примем для определенности, что глубокий уровень лежит выше середины запрещенной зоны, т.е. $c_n n_1 \gg c_p p_1$. В зависимости от приложенного напряжения меняются условия заполнения центра. Возможны два случая.

1. Пусть

$$2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \ll c_n n_1. \quad (9)$$

Тогда

$$i_r(U) \approx qSw(U) N_t c_p \frac{n_i^2}{n_1} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \times \frac{2kT}{q(U_{dif} - U)} \propto \exp\left(\frac{qU}{kT}\right). \quad (10)$$

2. Пусть

$$2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \gg c_n n_1. \quad (11)$$

Тогда

$$i_r(U) \approx qSw(U) N_t n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \times \frac{2kT}{q(U_{dif} - U)} \propto \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right). \quad (12)$$

Изменение вида ВАХ связано с процессом перезарядки глубокого уровня. Формулы (10) и (12) позволяют вычислить параметры глубокого уровня. Однако для проведения анализа ВАХ удобнее ввести другую физическую величину — приведенную скорость рекомбинации R_{np} , которая определяется как

$$R_{np}(U) = \frac{i_r(U)}{qSw(U) n_i \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right]} \cdot \frac{q(U_{dif} - U)}{2kT}, \quad (13)$$

где i_r — ток, протекающий через $p-n$ -переход.

Из (7) и (13) видна связь этой величины с параметрами глубоких центров:

$$R_{np}(U) = \frac{c_n c_p n_i N_t \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT} + 1\right) \right]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + n_1 c_n + p_1 c_p}. \quad (14)$$

В первом случае (9) (участок 1, рис. 2)

$$R_{np} = \text{const} \cdot \exp(qU/2kT),$$

а во втором случае (11) (участок 2, рис. 2)

$$R_{np} = R_{np}^{\text{max}} = \sqrt{c_n c_p} N_i / 2. \quad (15)$$

Если рассматривать напряжение $U_{1/2}$, при котором выполняется условие $R_{np} = R_{np}^{\text{max}}/2$, то $c_n n_1 + c_p p_1 = 2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(qU_{1/2}/2kT)$. Полагая, что глубокий центр лежит выше середины запрещенной зоны (т.е. $c_p p_1 \ll c_n n_1$), находим

$$E_m = \frac{(E_g - qU_{1/2})}{2} + \delta, \quad (16)$$

где $\delta = \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{1}{4} \frac{c_n N_c}{c_p N_v} \right)$.

Однако в ОПЗ часто имеется несколько глубоких уровней, и процессы рекомбинации через них протекают параллельно. Поэтому соответствующие каждому глубокому центру рекомбинационные токи складываются в общий ток по принципу суперпозиции. Таким образом, реальная зависимость $R_{np} = f(U)$ представляет собой сумму нескольких "полочек" (рис. 3).

Алгоритм разделения на составляющие экспериментальной кривой R_{np} опирается на условия (15) и состоит в следующем.

1. Измеряется ВАХ прямо смещенного $p-n$ -перехода при напряжениях, меньших U_{dif} (точек должно быть достаточно много). Для каждой точки находится R_{np} по формуле (13). Величины $w(U)$ и U_{dif} определяются из емкостных измерений.

2. Полученная зависимость $\ln R_{np}(U)$ методом графического разделения раскладывается на составляющие. Каждая составляющая ее полочка, согласно (15), на начальном участке должна иметь наклон, соответствующий $q/2kT$, а на конечном участке она равна постоянной величине (рис. 2, 3).

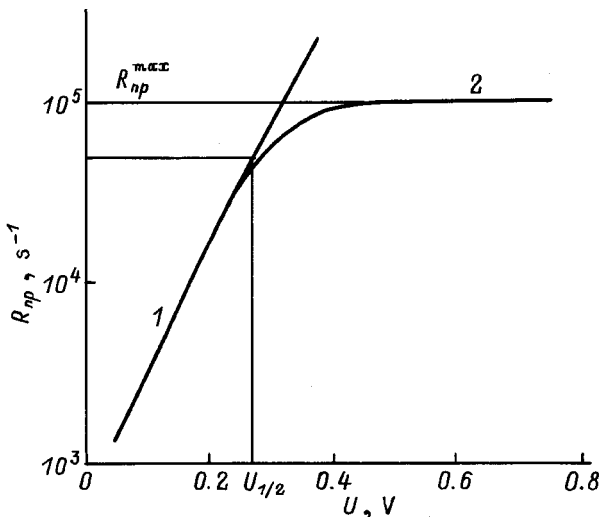


Рис. 2. Зависимость $R_{np} = f(U)$ в случае рекомбинации через одиночный глубокий центр.

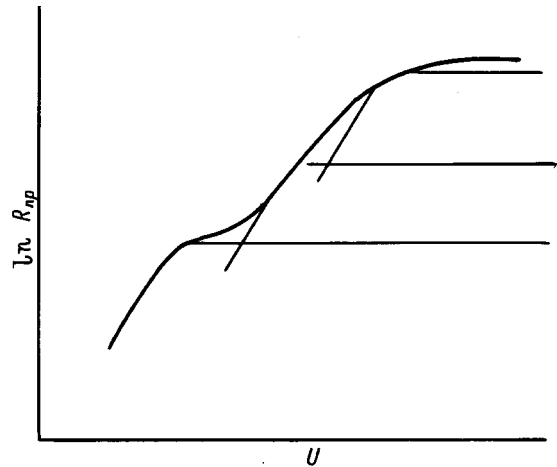


Рис. 3. Разделение сложных рекомбинационных процессов на составляющие.

3. Для каждой найденной полочки находим $U_{1/2}$ так, чтобы $R_{np}(U_{1/2}) = R_{np}^{\text{max}}/2$, и оцениваем энергию активации соответствующего глубокого центра по формуле (16), пренебрегая в (16) величиной δ . Систематическая ошибка, связанная с пренебрежением δ , определяется отношением коэффициентов захвата c_n/c_p (16) и составляет $\cong 0.05$ эВ при $T = 300$ К.

4. Если известно значение отношения коэффициентов захвата c_n/c_p (из других экспериментов или из расчета), то можно вычислить времена жизни в сильно легированных материалах n -типа τ_{p0} и p -типа τ_{n0} по формулам [3]

$$\tau_{p0} = (c_p N_i)^{-1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_n}{c_p}} (R_{np}^{\text{max}})^{-1},$$

$$\tau_{n0} = (c_n N_i)^{-1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_p}{c_n}} (R_{np}^{\text{max}})^{-1}. \quad (17)$$

Таким образом можно приближенно находить параметры глубоких уровней из ВАХ и емкостных измерений, не прибегая к температурным измерениям.

Влияние процессов рекомбинации на усилительные свойства транзисторов

Аналитические модели биполярных транзисторов, используемые для расчета токов эмиттера i_e , базы i_b , коллектора i_k [4,5], пренебрегают полем подвижного заряда в эмиттерном и коллекторном $p-n$ -переходах и в базе, сопротивлением подводящих областей эмиттера, коллектора и базы, рекомбинацией в области пространственного заряда (ОПЗ) эмиттерного перехода.

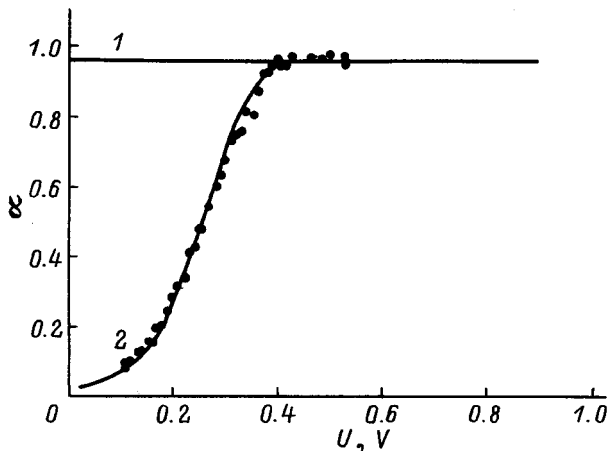


Рис. 4. Коэффициент передачи транзистора. 1 — зависимость $\alpha = f(U_{eb})$ биполярного транзистора, рассчитанная согласно [4,5], 2 — результат расчета по формулам (21), (22) при наличии двух глубоких центров рекомбинации. Точки — результат эксперимента.

Коэффициент передачи α можно рассматривать как произведение трех коэффициентов:

$$\alpha = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3, \tag{18}$$

$$\gamma_1 = di_{ne}/di_e = di_{ne}/d(i_{ne} + i_{pe}),$$

$$\gamma_2 = di_{nk}/di_{ne}, \quad \gamma_3 = di_k/di_{nk},$$

где γ_1 — эффективность эмиттерного перехода, γ_2 — коэффициент передачи через базу, γ_3 — эффективность коллекторного перехода, i_{ne} — диффузионный ток электронов, инжектированных из эмиттерного перехода (здесь и далее предполагается, что транзистор $n-p-n$ -типа), i_{nk} — ток электронов через коллекторный переход, i_{pe} — диффузионный ток дырок, инжектированных в эмиттер. γ_3 равен единице, если нет генерационных и лавинных процессов.

При низком уровне инжекции на практике обычно всегда присутствует участок $\alpha = f(U_{eb})$ в отличие от [4], где $\alpha = \text{const}$ (рис. 4). Этот эффект объясняется безызлучательными рекомбинационными процессами в эмиттерном переходе, но в литературе не приводится его аналитическое описание. Поэтому важно получить коэффициент передачи транзистора как функцию уровня инжекции.

Отличие рассматриваемого далее подхода заключается в том, что в явном виде учитывается влияние тока рекомбинации в ОПЗ эмиттерного перехода на коэффициент γ_1 . С учетом тока рекомбинации эффективность (18) эмиттерного перехода запишется в виде

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{di_{ne}}{di_e} = \frac{di_{ne}}{d(i_{ne} + i_{pe} + i_r)} \\ &= \left(1 + \frac{di_{pe}}{di_{ne}} + \frac{di_r}{di_{ne}} \right)^{-1}. \end{aligned} \tag{19}$$

По сравнению с (18) появилось новое слагаемое di_r/di_{ne} . Это связано с тем, что при малом уровне инжекции рекомбинационный ток может сильно превосходить диффузионный и дрейфовый токи. Вычислим di_r/di_{ne} . Используя выражение для электронной составляющей тока в базе для идеального бездрейфового транзистора [4], а также (8), (19), найдем

$$\begin{aligned} \frac{di_r}{di_{ne}} &= \sum_{m=1}^p \frac{w(U_{eb})c_{nm}c_{pm}N_{1m}N_bL_n}{D_n \text{cth}(w_b/L_n)} \\ &\times \frac{[n_i \sqrt{c_{nm}c_{pm}} e^u (e^u + 1) + e^u (c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m})] 2kT}{e^u (2n_i \sqrt{c_{nm}c_{pm}} e^{u/2} + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m})^2 q(U_{\text{dif}} - U_{eb})}, \end{aligned} \tag{20}$$

где $u = qU_{eb}/kT$, w — ширина ОПЗ эмиттерного перехода; w_b — ширина квазинейтральной части базы, L_n — диффузионная длина электронов в p -базе, N_0 — концентрация мелкой акцепторной примеси в базе, U_{eb} — напряжение на эмиттерном переходе. При выводе зависимости $w(U)/(U_{\text{dif}} - U)$ от напряжения пренебрегают по сравнению с экспоненциальным множителем, полагая $w(U)/(U_{\text{dif}} - U) \approx \text{const}$. Для γ_1 получим

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \left(1 + \frac{D_p N_b L_n \text{th}(w_b/L_n)}{D_n N_e L_p (w_e/L_p)} \right. \\ &+ \frac{2kT}{q(U_{\text{dif}} - U_{eb})} \cdot \frac{w(U_{eb}) N_e L_n}{D_n \text{cth}(w_b/L_n) e^u} \\ &\times \left. \sum_{m=1}^p \frac{c_{nm} c_{pm} N_{1m} [n_i A e^{u/2} (e^u + 1) + B e^u]}{(2n_i A e^{u/2} B)^2} \right)^{-1}, \end{aligned} \tag{21}$$

где $A = \sqrt{c_{nm}c_{pm}}$, $B = c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}$, p — число глубоких уровней, m указывает на соответствующий центр, N_e — концентрация мелкой донорной примеси в эмиттере, L_p — диффузионная длина дырок в n -эмиттере, w_e — ширина квазинейтральной части эмиттера. Коэффициент γ_2 по-прежнему будет описываться выражением

$$\gamma_2 = \frac{1}{\text{ch}(w_b/L_n)}. \tag{22}$$

Таким образом, присутствие глубоких центров рекомбинации в ОПЗ эмиттерного перехода приводит к снижению эффективности эмиттерного перехода γ_1 и ее зависимости от напряжения на эмиттерном переходе U_{eb} . С ростом напряжения γ_1 стремится к постоянному значению.

Измерения проводились на транзисторе 808АМ-ГМ. ВАХ эмиттерного $p-n$ -перехода обрабатывалась по изложенной выше методике, и из зависимости $R_{np}(U)$ находились параметры глубоких уровней. Так было найдено, что токи рекомбинации эмиттерного перехода обусловлены глубокими центрами с энергиями активации $E_{r1} = 0.52$ эВ ($R_{np}^{\text{max}} = 3.5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$), $E_{r2} = 0.37$ эВ ($R_{np}^{\text{max}} = 2.0 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$). Далее эти значения использовались при расчете коэффициента передачи α согласно

(21), (22), γ_3 предполагалась равной единице. На рис. 4 приведены результаты расчета и экспериментальных измерений коэффициента передачи α . Видно, что экспериментальные значения коэффициента α и значения α , полученные путем расчета, хорошо совпадают друг с другом.

Оже-рекомбинация, как указано в [5], может уменьшать коэффициент передачи биполярного транзистора. Расчеты показывают, что время жизни с учетом оже-рекомбинации принимает значение 10^{-3} с при напряжении 0.8 В. Однако в нашем случае этот вид рекомбинации не влияет на α в области малого уровня инжекции, так как изменение α наблюдается при напряжении, где процесс оже-рекомбинации не существен. Таким образом, основную роль в уменьшении эффективности эмиттера при низком уровне инжекции играет рекомбинация в ОПЗ эмиттерного перехода.

Список литературы

- [1] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [2] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Физические принципы функциональной диагностики p-n-переходов с дефектами* (Кишинев, Штиинца, 1992) с. 236.
- [3] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., МГУ, 1995) с. 399.
- [4] Н.С. Спиридонов. *Основы теории транзисторов* (Киев, Техника, 1969) с. 225.
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 453.

Редактор В.В. Чалдышев

Recombination in space charge region and its influence on transmission coefficient of a bipolar transistor

S.V. Bulyarskii, N.S. Grushko, A.I. Somov, A.V. Lakalin

Moscow State University,
Branch in Ulyanovsk
432700 Ulyanovsk, Russia