

ИССЛЕДОВАНИЕ БИПОЛЯРНОГО ДВУХКОЛЛЕКТОРНОГО ТЕНЗОТРАНЗИСТОРА С УСКОРЯЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В БАЗЕ

Бабичев Г. Г., Гузь В. Н., Жадько И. П., Козловский С. И., Романов В. А.

Экспериментально и теоретически исследованы характеристики биполярного двухколлекторного тензотранзистора с ускоряющим полем в базе. Описаны его конструкция, принцип действия, а также проведена оптимизация параметров прибора.

1. Как известно, подавляющее большинство существующих преобразователей механических величин в электрический сигнал имеет номинальное выходное напряжение порядка нескольких десятков милливольт (см., например, обзор [¹]), в то время как уровень входных сигналов серийных устройств сопряжения с информационно-управляющими вычислительными системами составляет единицы вольт. В связи с этим поиск принципов создания первичных преобразователей с повышенным до нескольких вольт выходным сигналом представляется ключевым звеном в решении проблемы упрощения и повышения надежности работы соответствующих систем контроля и измерений.

По нашему мнению, успешное решение указанной задачи может быть достигнуто на основе датчиков нового типа, принцип действия которых базируется на специфических особенностях биполярного переноса в анизотропных полупроводниках (см., например, [²]). Настоящая работа посвящена изучению одного из таких приборов — биполярного двухколлекторного тензотранзистора с ускоряющим электрическим полем в базовой области. В ней приведены описание конструкции и принципа действия этого преобразователя, теоретический расчет, позволяющий оптимизировать параметры прибора, а также результаты экспериментального исследования основных его характеристик.

2. Рассматриваемый здесь преобразователь содержит кремниевую профилированную мембрану с двумя жесткими и симметричными относительно центра областями в виде прямоугольных островков [³]. Тензотранзистор располагался на планарной стороне мембраны между указанными островками и был изготовлен методами стандартной интегральной технологии на эпитаксиальном слое n -типа, выращенном на пластине p -Si.

Тензотранзистор (рис. 1, а, б) включает в себя: а) p^+ — n -эмиттер, расположенный внутри базовой n -области, сформированной разделительной диффузией на эпитаксиальном слое; б) два омических контакта в виде полосок n^+ — n -типа, расположенных на краях базовой области; в) два симметричных по отношению к эмиттеру коллекторных p^+ — n -перехода. Кристаллографическая ориентация мембраны и элементов тензотранзистора показана на рис. 1.

Электрическая схема включения тензотранзистора показана на рис. 1, а. Неравновесные носители, уровень инжекции которых определяется величиной сопротивления R_3 , дрейфуют в электрическом поле, задаваемом величиной напряжения питания V_0 , приложенного к омическим контактам базы. В отсутствие механической деформации коллекторные токи, определяемые поперечным диффузионным растеканием неравновесных носителей, равны между собой, и

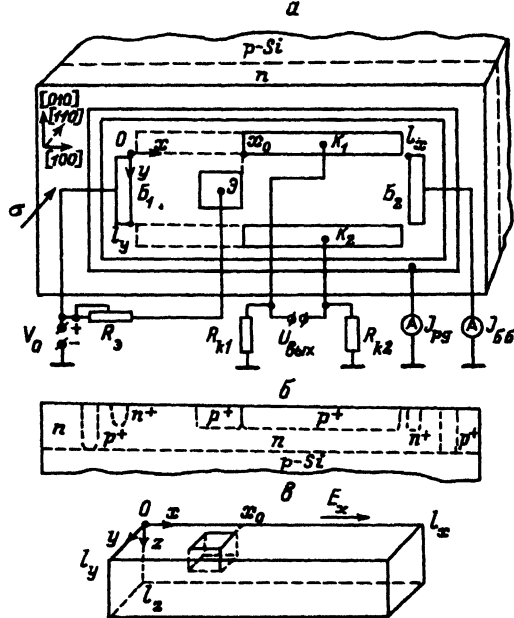


Рис. 1. Топология и схема включения тензотранзистора.

выходной сигнал, снимаемый с нагрузочных сопротивлений R_{k1} и R_{k2} , близок к нулю (при условии, что $R_{k1} = R_{k2}$).

При подаче распределенной механической нагрузки на мембрану между жесткими островками в месте расположения тизотранзистора возникает одноосная деформация сжатия (растяжения) в направлении $[110]$, благодаря чему подвижности электронов \hat{u}_n и дырок \hat{u}_p становятся анизотропными с отличными от нуля недиагональными компонентами \hat{u}_{nxy} и \hat{u}_{pxy} (рис. 1). Последнее приводит к появлению поперечного к тянущему полю E_x потока электронно-дырочных пар, величина которого определяется силой $\sim a_{xy} E_x$, где

$$a_{xy} = \frac{\hat{u}_{nxy}}{\hat{u}_{nyy}} - \frac{\hat{u}_{pxy}}{\hat{u}_{pyy}} \quad (1)$$

есть параметр анизотропии, равный разности относительных анизотропий подвижностей электронов и дырок в плоскости xu [2]. Возникновение этого поперечного потока в y -направлении приводит к резкому разбалансу коллекторных токов и появлению сигнала $\hat{u}_{\text{вых}}$ на выходе тензотранзистора.

Нетрудно заметить, что принцип действия рассматриваемого тензопреобразователя формально эквивалентен принципу работы аналогичного магнитотранзистора, чувствительного к поперечному магнитному полю B_z (см., например, [4]), где параметр анизотропии равен сумме холловских углов для электронов и дырок. Поэтому по аналогии с последним основные характеристики двухколлекторного тензотранзистора — абсолютную чувствительность S_A и эффективность преобразования S_R — можно определить следующим образом:

$$S_A = R_k \left| \frac{\partial (I_{k1} - I_{k2})}{\partial \sigma} \right|_{\sigma \rightarrow 0}, \quad S_R = (I_{k1} + I_{k2})^{-1} \left| \frac{\partial (I_{k1} - I_{k2})}{\partial \sigma} \right|_{\sigma \rightarrow 0}, \quad (2)$$

где $R_{k1} = R_{k1} = R_{k2}$, I_{k1}, I_{k2} — индивидуальные коллекторные токи, σ — механическое напряжение в базе транзистора; символ $\sigma \rightarrow 0$ означает, что указанные параметры определяются при малых значениях σ .

3. Теоретический анализ работы тензотранзистора проведем в приближении: а) слабого уровня инжекции неравновесных носителей, когда в любой точке базы $n - n_0 \approx p - p_0 \ll n_0$, где n (n_0) и p (p_0) — полные (равновесные) концентрации электронов и дырок; б) слабых деформаций, когда параметр анизотропии $a_{xy} \ll 1$, причем диагональные компоненты тензоров подвижностей электронов (дырок) удовлетворяют условию $u_{n(p)yy} \approx u_{n(p)}$, где $U_{n(p)}$ — подвижности электронов (дырок) в отсутствие деформации. Кроме того, ограничив базу тензотранзистора координатами $0 < x < l_x$, $0 < y < l_y$ и $0 < z < l_z$, предположим, что поверхности $y=0$, l_y совпадают с плоскостями коллекторных переходов, а грани $x=0$, l_x и $z=l_z$ — с плоскостями обратно смещенного разделительного p — n —перехода (рис. 1, в).

В условиях указанных приближений и упрощения конструкции тензотранзистора (которые, как нетрудно понять, не должны влиять на основные результаты анализа) пространственное распределение неравновесных носителей в базе находится из решения уравнения биполярного переноса

$$D_p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + 2\alpha_x \frac{\partial p}{\partial x} + 2\alpha_y \frac{\partial p}{\partial y} \right) - \frac{p - p_0}{\tau} = -G_p(x', y', z') \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z') \quad (3)$$

с граничными условиями

$$p(0, y, z) = p(l_x, y, z) = p(x, l_y, z) = p(x, 0, z) = p(x, y, l_z) = p_0, \quad \frac{1}{e} j_{pz} \Big|_{z=0} = s(p - p_0), \quad (4)$$

где D_p — коэффициент диффузии дырок, τ — время жизни неравновесных носителей в объеме базы; $\alpha_x = \frac{eE_x}{2kT}$, $\alpha_y = \alpha\alpha_x$; $G_p = G_p(x', y', z')$ — плотность точечного источника неравновесных носителей в точке эмиттерного перехода с координатой (x', y', z') ; s — скорость поверхностной рекомбинации на планарной грани базы.

Функция Грина для уравнения (3) имеет вид

$$G(x, y, z, x', y', z') = \frac{2G_p(x', y', z') l_x}{D_p l_y l_z} e^{\alpha_x(x'-x) + \alpha_y(y'-y)} \times \sum_{m,k=1}^{\infty} \frac{\left[\operatorname{ch} \beta_{mk} \left(1 - \left| \frac{x-x'}{l_x} \right| \right) - \operatorname{ch} \beta_{mk} \left(1 - \left| \frac{x+x'}{l_x} \right| \right) \right]}{\beta_{mk} \operatorname{sh} \beta_{mk}} \times \frac{\sin q_m y \sin q_m y' \sin q_k z \sin q_k z'}{\beta_{mk} \operatorname{sh} \beta_{mk}}, \quad (5)$$

где $q_m = \pi m / l_y$, $q_k = \pi k / l_z$, $\beta_{mk}^2 = l_x^2 (q_m^2 + q_k^2 + \alpha_x^2 + \alpha_y^2 + L^{-2})$.

Решение уравнения (3) с учетом (5) для области $x > x_0$ (рис. 1, в) имеет вид

$$p(x, y, z, x', y', z') = \frac{4G_p(x', y', z') l_x}{D_p l_y l_z} e^{\alpha_x(x'-x) + \alpha_y(y'-y)} \times$$

$$\times \sum_{m,k=1}^{\infty} \frac{\left[q_k^{-1} A(S, z) - \sin q_k z \right] \operatorname{sh} \left[\beta_{mk} \left(1 - \frac{x}{l_x} \right) \right]}{\beta_{mk} \operatorname{sh} \beta_{mk}} \times \frac{\operatorname{sh} \frac{\beta_{mk} x'}{l_x} \sin q_m y \sin q_m y' \sin q_k z'}{\beta_{mk} \operatorname{sh} \beta_{mk}}, \quad (6)$$

где

$$S = \frac{sL}{D_p}, \quad A(S, z) = \frac{L (e^{\frac{2l_z - z}{L}} - e^{z/L})}{S (1 - e^{\frac{2l_z}{L}}) - (1 + e^{\frac{2l_z}{L}})}, \quad (7)$$

$L = \sqrt{D_p \tau}$ — bipolarная длина диффузионного смещения носителей. Для определения полной концентрации неравновесных дырок $p(x, y, z, x', y', z')$ выражение (6) необходимо проинтегрировать по объему, занимаемому источником неравновесных носителей заряда.

Коллекторные токи находятся из выражений

$$I_{k1,2} = -e \int_{x_0}^{l_x} dx \int_0^{l_z} D_p \frac{\partial p}{\partial y} \Big|_{y=0, l_y} dz. \quad (8)$$

При расчете основных характеристик тензотранзистора величины параметров брались близкими к их экспериментальным значениям.

Размеры базы, эмиттера, глубины залегания коллекторных переходов l_{zk} и другие линейные размеры (мкм): $l_x \times l_y \times l_z = 130 \times 12 \times 10$, $l'_x \times l'_y \times l'_z = 8 \times 8 \times 2$, $l_{zk} = 10$, $x_0 = 26$, $L = 30$. Тянущее поле $E_x = 500$ В/см, скорость поверхностной рекомбинации $s = 0$. Параметр a в нашем случае равен

$$a = (\pi_4^{(p)} - \pi_4^{(n)}) \sigma / 2, \quad (9)$$

где $\pi_4^{(p)}$ — сдвиговый пьезорезистивный коэффициент для n - и p -Si. При расчетах взято $a = 5.5 \cdot 10^{-2}$, чему соответствует одноосное напряжение $\sigma = 800$ кГс/см² [5]. Возможные изменения параметров в каждом конкретном случае будут оговорены особо.

На рис. 2 показано поперечное распределение концентрации неравновесных носителей в базе вдоль линии, задаваемой координатами (80, y , 5), значения которых выражены в мкм (рис. 1, θ). Видно, что в отсутствие деформации ($a = 0$) распределение зеркально симметрично относительно центральной плоскости ($x, 6, z$) (кривая 1). При наличии механического напряжения σ распределение становится асимметричным: у коллектора K_1 с координатами ($x, 0, z$) градиент концентрации неравновесных дырок существенно увеличивается, а у противоположного (K_2), задаваемого координатами ($x, 12, z$), абсолютная величина градиента концентрации уменьшается (кривая 2). При этом общее количество неравновесных носителей в базе также уменьшается, что непосредственно следует из сравнения площадей под кривыми 1 и 2. Такое изменение с деформацией пространственного распределения дырок в базе является прямым следствием возникновения поперечного потока электронно-дырочных пар под воздействием тянущего поля E_x в полупроводнике с анизотропной электропроводностью [2].

Распределения плотностей коллекторных токов $j_{k1}(x)$ и $j_{k2}(x)$ вдоль линий, задаваемых координатами ($x, 0, 1$) и ($x, 12, 1$) соответственно, показаны на рис. 3. Здесь же для наглядности приведены и зависимости относительного

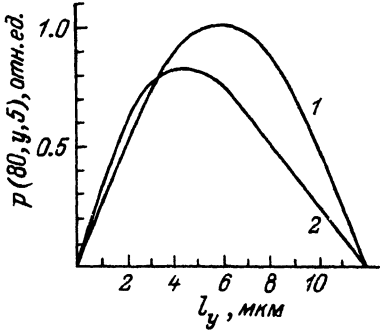


Рис. 2. Поперечные распределения концентрации неравновесных носителей в базе тензотранзистора при различных значениях параметра анизотропии.

α : 1—0, 2— $5.5 \cdot 10^{-2}$.

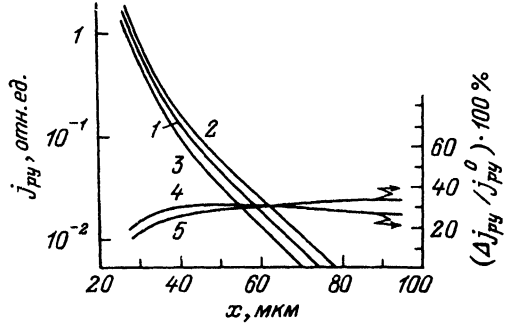


Рис. 3. Продольные распределения плотностей коллекторных токов в отсутствие (1) и при наличии (2, 3) деформации, а также их относительных изменений (4, 5) для коллекторов K_1 и K_2 соответственно.

изменения с деформацией указанных плотностей токов: $\Delta j_{K_{1,2}}(x) / j_{K_{1,2}}^0(x)$, где $\Delta j_{K_{1,2}}(x) = |j_{K_{1,2}}(x) - j_{K_{1,2}}^0(x)|$, $j_{K_{1,2}}^0(x)$, $j_{K_{1,2}}(x)$ — плотности коллекторных токов в отсутствие и при наличии деформирующего усилия σ .

Очевидно, что расчет зависимостей типа приведенных на рис. 3 в каждом конкретном случае позволяет оптимизировать длину коллекторных переходов и их удаление от эмиттера в x -направлении. В частности, для рассматриваемого варианта (рис. 3) коллекторные переходы можно ограничить координатами $35 \leq x \leq 65$, поскольку в этом интервале изменения x величины $\Delta j_{K_{1,2}}(x) / j_{K_{1,2}}^0(x)$ практически достигают своего максимального значения (кривые 2, 3), а плотности токов $j_{K_{1,2}}^0$, $j_{K_{1,2}}$ на границах интервала различаются между собой более чем на порядок (кривые 1—3).

На рис. 4 показаны величины коллекторных токов $I_{K_1}^0 = I_{K_2}^0 = I_K^0$ и их относительных изменений с деформацией $|\Delta I_{K_{1,2}} / I_K^0|$ в зависимости от расстояния l_y между коллекторами. Видно, что рост эффективности преобразования тензотранзистора с увеличением l_y (кривые 2 и 3) сопровождается отрицательным эффектом — сильным уменьшением тока I_K^0 (кривая 1), — приводящим к росту выходного сопротивления прибора в целом.

Наиболее эффективное улучшение основных характеристик рассматриваемого тензотранзистора может быть достигнуто при увеличении ускоряющего поля E_x в базе. Об этом свидетельствует рис. 5, на котором представлены величины $I_{K_1}^0$ и $|\Delta I_{K_{1,2}}| / I_K^0$ в зависимости от поля E_x . Из рисунка видно, что с ростом E_x увеличивается не только эффективность преобразования (кривые 2 и 3), но растут и коллекторные токи (кривая 1), определяющие выходное сопротивление тензотранзистора.¹

Результаты исследования характеристик в зависимости от длины диффузионного смещения носителей L и скорости их рекомбинации S на планарной xu -поверхности базы в основном сводятся к следующему. Эффективность преобразования тензотранзистора S_R практически не зависит от изменений L и S в широких пределах (при расчетах L и S варьировались в диапазонах $1 \div 50$ и $0 \div 15$ мкм соответственно). С увеличением L , коллекторные токи $I_{K_{1,2}}^0$ сначала

¹ При расчете зависимостей, приведенных на рис. 5, предположили, что длина коллекторов в x -направлении ограничена, с одной стороны, координатой x_0 , определяющей границу эмиттерного перехода, а с другой — краем базового контакта B_2 (рис. 1, а, в).

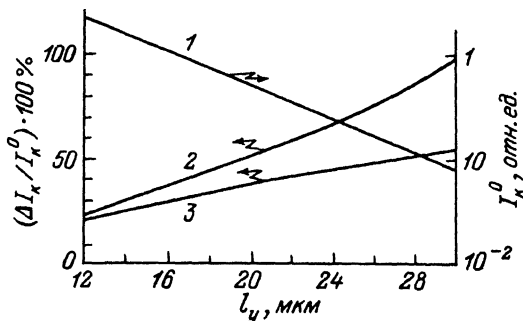


Рис. 4. Коллекторные токи $I_{K1,2}^0$ (1) и их относительные изменения при деформации (2, 3) в зависимости от расстояния между коллекторами.

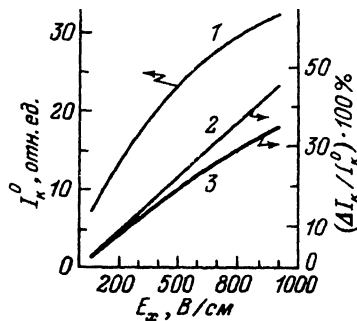


Рис. 5. Зависимость величины тока коллекторов в отсутствие деформации (1) от величины тянущего электрического поля для коллекторов K_1 (2) и K_2 (3).

возрастают, а затем при $L \geq 10$ мкм стремятся к насыщению. Последнее является следствием того, что эффективное значение L в нашем случае ограничено толщиной базы ($l_z = 10$ мкм). С ростом S токи $I_{K1,2}^0$ уменьшаются, стремясь в пределе к насыщению; в частности, для рассматриваемого здесь варианта тензотранзистора изменение S от 0 до 15 приводит к уменьшению величин $I_{K1,2}^0$ более чем в 3.5 раза.

4. Экспериментальные исследования выполнены при комнатной температуре на тензотранзисторе, в котором залегающие на глубину $l_{zk} = 3$ мкм коллекторные переходы ограничены в x -направлении координатами $26 < x < 96$, а остальные параметры близки к указанным в разделе 3.

Основные экспериментальные результаты в общем согласуются с расчетными данными. Так, в частности, представленные на рис. 6 полевые зависимости $\Delta I_{K1,2}/I_{K1,2}^0$ хорошо согласуются с ходом соответствующих теоретических кривых (рис. 5, ср. кривые 2, 3 и рис. 6, кривые 1, 2 соответственно) в области $E_x < 600$ В/см. При $E_x > 600$ В/см величины относительных изменений коллекторных токов на практике достигают насыщения, что, по-видимому, связано с

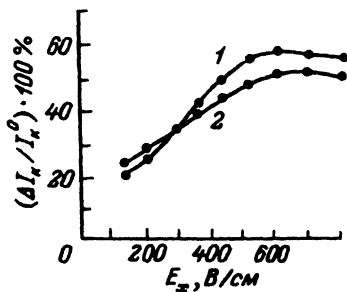


Рис. 6. Полевые зависимости относительного изменения тока коллекторов K_1 (1) и K_2 (2) экспериментального тензотранзистора.

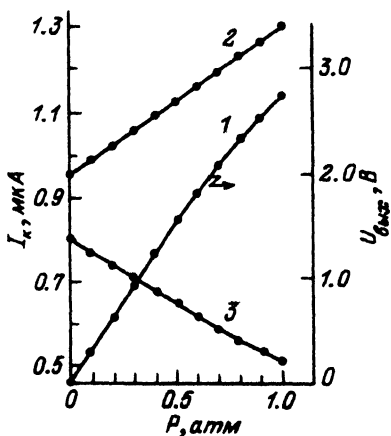


Рис. 7. Нагрузочная характеристика экспериментального датчика давления (1) и зависимости изменения тока коллекторов K_1 (2) и K_2 (3) от величины давления на мембране.

полевым разогревом носителей тока, приводящим в итоге к падению параметра анизотропии a_{xy} . Различие зависимостей в области слабых полей обусловлено, скорее всего, асимметрией расположения эмиттера относительно коллекторов, от которой практически трудно избавиться в процессе изготовления структуры. Различие в абсолютных величинах $\Delta I_{k1,2}/I_{k1,2}^0$ (рис. 5 и 6) следует отнести за счет неточности в определении деформирующего усилия σ , а также размеров эмиттерного перехода и усредненного расстояния между коллекторами. На рис. 7 приведены нагрузочная характеристика (кривая 1, баланс нулевого сигнала осуществляется выбором величины $R_{k1,2}$) и зависимости величин $I_{k1,2}$ (кривые 2, 3) от величины давления P на мембране для датчика давления, разработанного на основе рассмотренного здесь тензотранзистора. Вид зависимостей $I_{k1,2}(P)$ хорошо подтверждает наличие поперечного перераспределения концентрации неравноносных носителей в базе тензотранзистора при деформировании мембраны.

В заключение обоснуем допустимость упрощающих предположений, принятых в расчетной части статьи относительно геометрических размеров базовой области (ср. рис. 1, a и b) и граничных условий на ее xz -поверхностях. Анализ показывает, что для этого необходимо примерное равенство расчетной η_T и экспериментальной η_s величин коэффициента собирания при заданной величине тянущего поля в базе тензотранзистора:

$$\eta_T = \frac{I_{k1} + I_{k2}}{I_x \left[\int_{x_0}^{I_x} \left\{ \int_0^{I_z} \left[j_{py} \Big|_{y=0} + j_{py} \Big|_{y=I_y} \right] dz + \int_0^{I_y} j_{pz} \Big|_{z=I_z} dy \right\} dx \right]} \cdot 100\%, \quad (10)$$

$$\eta_s = \frac{I_{k1} + I_{k2}}{I_{pg}} \cdot 100\%. \quad (11)$$

Здесь I_{pg} — ток через разделительный p - n -переход (рис. 1, a). В нашем случае при $E = 500$ В/см значения η_s и η_T были соответственно равны 30 и 35%. Такое согласие расчетного и экспериментального значений коэффициента собирания можно считать удовлетворительным.

Авторы благодарны И. И. Бойко, В. И. Шеке за обсуждения и помощь в расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Соколов Л. В. Зарубежн. электрон. техн. 1990. № 4(347). С. 68—95.
- [2] Бойко И. И., Романов В. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 5. С. 817—835.
- [3] Гузь В. Н., Жадько И. П., Козловский С. И., Романов В. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 409—412.
- [4] Baltes H. P., Popovic R. S. // Proc. IEEE. 1986. V. 34. N 8. P. 1107—1132.
- [5] Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. М., 1979. 166 с.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Получена 10.10.1991
Принята к печати 30.01.1991