

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

СОВРЕМЕННЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Ю. С. Рябинкин

I. ВВЕДЕНИЕ

Первые плоскостные полупроводниковые триоды были созданы в 1951 г.¹⁻⁴. По своей экономичности (потребляемая мощность в десятки раз меньше, чем у радиоламп), миниатюрности (объем в сотни раз меньше), надежности (по данным статистических испытаний срок службы десятки лет непрерывной работы), прочности (выдерживают ускорения до $10^4 g$), безынерционности (отсутствие накала) и некоторым другим показателям новые приборы оставили далеко позади вакуумные радиолампы^{5, 6}. Эти преимущества новых приборов обещали существенный выигрыш при их использовании в разного рода многоламповых высокочастотных и импульсных устройствах, имеющих первостепенное значение для современной физики и техники (электронные вычислительные машины, радиолокация, телевидение и т. д.). Однако наиболее существенным и трудным преодолением недостатком плоскостных триодов, тормозившим их широкое внедрение, оказалось ограничение области их применимости сравнительно низкими частотами (не свыше сотен кГц).

Точечно-контактные триоды, способные эффективно работать в качестве усилителей до частот в несколько десятков мегагерц⁷, значительно уступают плоскостным в отношении мощности, надежности, прочности, коэффициента шумов и т. д. Вместе с ограниченностью возможностей дальнейшего улучшения частотных свойств точечно-контактных триодов эти недостатки привели к вытеснению их плоскостными триодами по мере улучшения частотных характеристик последних. Поэтому основным направлением необычайно бурного прогресса полупроводниковой электроники за последние годы явилось создание высокочастотных и ультравысокочастотных плоскостных триодов с частотным пределом от нескольких десятков до нескольких сотен мегагерц.

Мы ограничимся рассмотрением только таких триодов, определяющей чертой которых является перенос носителей тока в рабочей области (базе) посредством диффузии, влияние же электрического поля остается второстепенным. Тем самым мы не затрагиваем как ряд типов триодов с существенно полевым механизмом переноса тока⁸⁻¹⁶, так и режим большой плотности тока в обычных триодах с преимущественно диффузионным механизмом.

Как известно¹⁻⁴, плоскостной полупроводниковый триод представляет собой монокристалл германия или кремния, вдоль которого тип проводимости (благодаря введению соответствующих примесей*), изменяется

по схеме: электронная—дырочная—электронная ($n-p-n$ -триод) или дырочная—электронная—дырочная ($p-n-p$ -триод). На границе двух смежных областей полупроводника с противоположным типом проводимости существует двойной электрический слой и соответствующий потенциальный барьер. При отсутствии внешнего смещения электрическое поле в области двойного слоя препятствует диффузии электронов из n -области в p -область, то же относится к дыркам, которые удерживаются полем $p-n$ -перехода в p -области. В то же время электроны беспрепятственно переходят из p -области в n -область, а дырки из n -области в p -область.

Принцип действия полупроводниковых триодов основан на изменении высоты потенциальных барьеров внешним смещением. При этом один из барьеров (эмиттер—база), понижается, а другой (коллектор—база) повышается. Для определенности рассмотрим триод типа $p-n-p$ (рис. 1). Так как концентрация дырок в эмиттере всегда значительно выше, чем

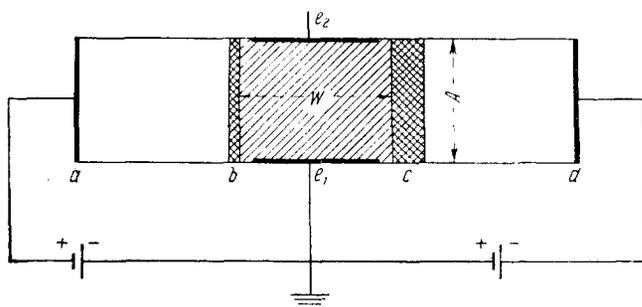


Рис. 1. Принципиальная схема $p-n-p$ -триода при включении с заземленной базой: ab —эмиттер p -типа; bc —база n -типа; cd —коллектор p -типа; b и c —области объемного заряда $p-n$ -переходов эмиттера и коллектора; e_1 —базовый электрод (e_2 только в тетродах).

концентрация электронов в базе (в отношении $10^2:1 \div 10^5:1$), то при понижении потенциального барьера эмиттера через него возникает дырочный ток в базу и значительно более слабый электронный ток в эмиттер. Толщина базы обычно значительно меньше среднего диаметра ее сечения ($W \ll A$, рис. 1), а влияние поверхностной рекомбинации на диффузионный поток дырок уменьшается специальной обработкой поверхности транзистора. Поэтому пренебрежение краевыми эффектами вносит незначительную погрешность, и поток дырок между эмиттером и коллектором можно рассматривать как одномерный. Среднее время жизни дырок в базе до рекомбинации с электронами значительно больше среднего времени их диффузии от эмиттера к коллектору, поэтому рекомбинационные потери приводят лишь к незначительному уменьшению тока неосновных носителей в базе.

Понижение потенциального барьера эмиттера эквивалентно уменьшению входного сопротивления триода, повышение коллекторного барье-

*) Примесные атомы, термическая ионизация которых сопровождается отрывом электрона и переводом его в зону проводимости, называются донорами (создают избыточную электронную проводимость). Примесные атомы, термическая ионизация которых сопровождается захватом и локализацией электронов валентной зоны, называются акцепторами (создают избыточную дырочную проводимость). Введение доноров и акцепторов в равных количествах изменяет проводимость незначительно (компенсация доноров и акцепторов сопровождается дополнительным рассеянием электронов и дырок), поэтому ниже под примесью будем понимать избыток доноров над акцепторами или наоборот¹⁷.

ра эквивалентно увеличению выходного сопротивления. Второй эффект много больше первого, а токи эмиттера и коллектора (в стационарном режиме) отличаются очень мало. Поэтому напряжение и мощность на выходе в зависимости от схемы включения могут в $10^2 \div 10^5$ и более раз превышать соответственно напряжение и мощность на входе. Однако в случае переменного тока с ростом его частоты усиливается диффузионное расплывание импульсов тока неосновных носителей при их распространении от эмиттера к коллектору. Это приводит к уменьшению отношения амплитуды тока сигнала на выходе к амплитуде тока сигнала на входе. Весьма существенно также то обстоятельство, что с ростом частоты все большую долю входного тока составляет ток емкости $p-n$ -перехода эмиттер—база, который на величине выходного тока не сказывается. Это также ведет к уменьшению выходного тока в сравнении с входным. Все эти эффекты обуславливают падение усиления по мощности с ростом частоты.

Математический расчет описанной одномерной модели плоскостного $p-n-p$ -триода сводится к решению системы двух уравнений*):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial i_p}{\partial X} &= -\frac{p-p_n}{\tau_p}, \\ i_p &= -qD_p \frac{\partial p}{\partial X} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

($-q$ —заряд электрона, τ —время жизни; D —коэффициент диффузии; p_n —равновесная концентрация дырок в электронной области) для концентрации p и плотности тока i_p дырок в базе ($0 \leq X \leq W$) и аналогичной системы

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \frac{\partial i_n}{\partial X} &= -\frac{n-n_p}{\tau_n}, \\ i_n &= qD_n \frac{\partial n}{\partial X} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

для концентрации n и плотности тока i_n электронов в эмиттере ($-\infty \leq X \leq 0$)^{1,18}.

Коэффициент усиления по току (α) транзистора определяется как производная от выходного тока по входному при короткозамкнутом выходе и неизменном смещении на коллекторе (V_c). Величина α сильно зависит от схемы включения. Фундаментальную роль в физике транзисторов и в транзисторной технике играет коэффициент передачи эмиттер-коллектор (α)^{8, 9, 19-22}. Коэффициент передачи инвариантен относительно схемы включения и зависит только от физических характеристик транзистора. В схеме с общей базой коэффициент усиления по току $\alpha \cong \alpha_b$ практически равен α **)

$$\alpha \cong \alpha_b = \left(\frac{dI_c}{dI_e} \right)_{V_c} = \left(\frac{i_c}{i_e} \right)_{V_c} = \gamma \beta \quad (3)$$

(I —полный ток, i —малая переменная составляющая тока (сигнал), индексы e, b, c обозначают соответственно эмиттер, базу и коллектор).

*) Для достаточно малых плотностей тока, когда дрейфом неосновных носителей тока можно пренебречь по сравнению с их диффузией.

**) Мы не рассматриваем возможность возрастания тока благодаря ударной ионизации в сильном поле коллекторного $p-n$ -перехода и пренебрегаем отличием полного тока коллектора от тока неосновных носителей из базы в коллектор. Учет этих эффектов существен лишь в некоторых специальных типах транзисторов. В рассматриваемой одномерной модели α_b и α совпадают с точностью до знака: $|\alpha_b| = |\alpha|$. Различие в величине α_b и α связано с неоднородностью процессов в базе реального транзистора. Это различие обусловлено сопротивлением базы r_b базовому току i_b (см. ниже) и обычно незначительно.

Разбиение коэффициента a на два множителя соответствует разделению электронных процессов на $p-n$ -переходе эмиттера и в базе. Коэффициент инжекции (или эффективность эмиттера) γ определяется отношением дырочного тока через эмиттерный барьер к полному току эмиттера. Этот коэффициент характеризует «полезную» часть тока эмиттера, которая при отсутствии рекомбинации в базе полностью попала бы на коллектор. Уменьшение дырочного тока в базе благодаря рекомбинации характеризуется коэффициентом переноса (или эффективностью базы) β , определяемым как отношение дырочного тока на коллекторе к дырочному току эмиттера.

Решение системы (1)–(2) при граничных условиях, соответствующих гармоническому закону изменения сигнала по напряжению на эмиттере, приводит к следующим частотно-фазовым характеристикам γ и β^2 , ^{21 24}:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \operatorname{cth} \frac{W}{L_p} \left[\frac{I_{sn}}{I_{sp}} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} + \left(1 + \frac{I_{sn}}{I_{sp}}\right) j\omega C_e r_e \right]} \frac{\operatorname{th} \frac{W}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p}}{\sqrt{1 + j\omega\tau_p}}, \quad (4)$$

$$\beta = \operatorname{sech} W \sqrt{\frac{1}{D_p\tau_p} + j\frac{\omega}{D_p}} \quad (5)$$

(ω — частота; j — мнимая единица; I_{sn} , I_{sp} — электронный и дырочный обратные токи насыщения; W — ширина базы; $L = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузии; r_e , C_e — сопротивление и емкость эмиттерного $p-n$ -перехода).

Для оценки частотных качеств транзистора, определяемых процессами диффузии, вводится критическая (предельная или граничная) частота усиления по току ω_a (или $f_a = \frac{\omega_a}{2\pi}$). На частоте ω_a модуль коэффициента усиления по току a спадает на 3 дБ по сравнению со своим низкочастотным значением a^0 . Для схемы с общей базой в режиме короткого замыкания выхода $\alpha_b = a$. Поэтому

$$\frac{|\alpha_b(\omega_a)|^2}{|\alpha_b^0|^2} = \frac{|a(\omega_a)|^2}{|a^0|^2} = \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Численная оценка показывает, что при достигнутых в настоящее время частотах $f < 10^3$ МГц изменение γ с частотой ничтожно

$$\gamma(\omega) \cong \gamma^0 \cong \frac{1}{1 + \frac{I_{sn}}{I_{sp}}} \cong 1, \quad (7)$$

так как соотношение между проводимостями эмиттера и базы, как правило, всегда таково, что $\frac{I_{sn}}{I_{sp}} \ll 1$ (в $n-p-n$ -триодах соответственно $\frac{I_{sp}}{I_{sn}} \ll 1$). Поэтому практически $a = \beta$ и для схемы с общей базой частота $\omega_a \cong \omega_{\alpha b}$ определяется условием

$$\frac{|\beta(\omega_{\alpha b})|^2}{|\beta^0|^2} = \frac{1}{2}, \quad (8)$$

где

$$\beta^0 = \beta|_{\omega \rightarrow 0}. \quad (9)$$

Тогда из выражений (3) и (5) при $\left| W \sqrt{\frac{1}{D_p \tau_p} + j \frac{\omega}{D_p}} \right| \ll 1$ следует, что

$$|\alpha_b| = |a| = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{W^2}{2D_p \tau_p}\right)^2 + \left(\omega \frac{W^2}{2D_p}\right)^2}}. \quad (10)$$

Отсюда низкочастотное значение

$$\alpha_b^0 = a^0 \cong 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p}\right)^2 \ll 1 \quad (11)$$

(так как в транзисторах всегда $\frac{W}{L_p} \ll 1$) и высокочастотное

$$|\alpha_b| = |a| \cong \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\omega \frac{W^2}{2D_p}\right)^2}}, \quad (12)$$

откуда критическая частота усиления по току $p-n-p$ -триода для схемы с общей базой и критическая частота коэффициента передачи равны

$$\omega_{ab} \cong \frac{2D_p}{W^2}. \quad (13)$$

Физический смысл критической частоты усиления как критерия частотных свойств триода весьма нагляден. Для частиц с коэффициентом диффузии D среднее расстояние, пройденное за время t , определяется выражением

$$\bar{X} = 2\sqrt{Dt_s} \quad (14)$$

Поэтому

$$t_D = \frac{W^2}{4D_p} \quad (15)$$

есть среднее время диффузии дырок от эмиттера к коллектору. Если $T = \frac{2\pi}{\omega}$ — период внешнего смещения, то условие (13) эквивалентно связи между соответствующим ω_{ab} периодом T_{ab} , при котором усиление по току уменьшается на 3 дБ, и временем диффузии t_D :

$$t_D = \frac{T_{ab}}{4\pi}, \quad (16)$$

т. е. усиление по току заметно спадает, когда время «пролета» дырок приближается к длительности полупериода сигнала.

Анализ коэффициента усиления по току в схеме с общим эмиттером α_e приводит к выражению²⁰

$$\alpha_e = \frac{i_c}{i_b} = \frac{a}{1-a}, \quad (17)$$

так как в схеме с общим эмиттером входным является базовый ток $i_b = i_e - i_c$, а выходным коллекторный ток $i_c = a i_e$.

Подставляя a^0 из (11), находим низкочастотное значение

$$\alpha_e^0 \cong 2 \left(\frac{L_p}{W}\right)^2 \gg 1, \quad (18)$$

тогда как $\alpha_b^0 \ll 1$. Так как усиление по напряжению в обеих схемах примерно одинаково, то из (18) следует, что схема с общим эмиттером обеспечивает значительно большее усиление по мощности, чем схема с общей базой. Этим объясняется широкая распространенность схемы с общим эмиттером в многочисленных применениях транзисторов.

В то же время при $\gamma \cong 1$ из (3) и (5) следует, что

$$\alpha \cong \beta \cong \frac{1}{1 + \frac{W^2}{2D_p} \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right)} \quad (19)$$

$$\alpha_e = \frac{a}{1-a} \cong \frac{2D_p}{W^2 \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right)}, \quad (20)$$

откуда по определению критической частоты находим:

$$\omega_{ae} \cong \frac{1}{\tau_p}. \quad (21)$$

Из (13) и (21) следует, что $\frac{\omega_{ae}}{\omega_{ab}} \cong \frac{W^2}{2L_p^2} \ll 1$. Таким образом, в схеме с общим эмиттером предельная частота усиления по току практически определяется только временем жизни неосновных носителей в базе и не зависит от времени пролета t_D . Этот несколько неожиданный вывод имеет следующее физическое содержание²⁵. При заземленной базе инжекция дырок из эмиттера в базу вызывает мгновенный приток электронов из омического базового контакта для нейтрализации возникшего объемного заряда. Уменьшение числа дырок после окончания инжектирующего импульса напряжения в результате их стекания в коллектор приводит к одновременному уходу равного числа электронов через базовый электрод. Поэтому определяющую роль для электронно-дырочных процессов в базе играет диффузия дырок. При заземленном эмиттере инжектирующий импульс подается на эмиттер через базовый электрод, одновременно «отпирая» последний для нейтрализующих дырочный импульс электронов. Однако по окончании этого импульса электроны уйти из базы уже не могут и по мере стекания дырок в коллектор образуют в базе некомпенсированный объемный заряд. Этот отрицательный объемный заряд понижает эмиттерный барьер, вызывая продолжение инжекции дырок и после окончания внешнего импульса. Затухание этого процесса определяется только исчезновением электронов путем рекомбинации и путем «утечки» в эмиттер за счет незначительного отклонения γ от 1.

Более точный анализ приводит к следующим выражениям^{25, 26, 27}:

$$\omega_{ab} = \frac{2,5 D_p}{W^2} + \frac{1}{\tau_p}, \quad (22)$$

$$\omega_{ae} = \frac{1}{\tau_p} + (\arccos \gamma)^2 \frac{D_p}{W^2}. \quad (23)$$

В многочисленных радиотехнических устройствах, генерирующих и усиливающих прямоугольные импульсы, частотные свойства характеризуются временем $t_{фр}$ нарастания и спада фронтов импульса. Однако так как $t_{фр} \cong \frac{2}{\omega_a}$, то ω_{ab} и ω_{ae} одновременно являются определяющей характеристикой транзисторов и в импульсных схемах^{21, 22}.

Изложенная теория частотных свойств триодов неполна, так как основана на идеализированной модели, не учитывающей ряда особенностей реальных триодов, существенных на высоких частотах. Для

транзисторов является характерной значительная обратная связь, т. е. наряду с передачей мощности со входа на выход происходит обратная передача с выхода на вход (хотя и значительно меньшая). Этот эффект усиливается с ростом частоты до потери транзистором своего основного качества — способности к усилению и генерации сигналов.

Физически это связано со следующими явлениями. В результате рекомбинации число электронов в базе уменьшается и для компенсации объемного заряда через базовый контакт параллельно плоскости эмиттера и коллектора втекает ток рекомбинации. С ростом частоты возрастает ток через емкость коллекторного перехода. Оба тока текут параллельно $p-n$ -переходам по распределенному омическому сопротивлению базы r_b , создавая на нем падение напряжения, которое передается на эмиттер. Вместе с изменением толщены нейтральной области базы W при изменении коллекторного смещения V_c меняется и r_b .

Этими тремя эффектами и обусловлена обратная связь, снижающая с ростом частоты коэффициент усиления по мощности. Поэтому величина ω_{ab} полностью определяет частотные свойства триода до частот не свыше 5 Мгц , когда существенным становится элемент обратной связи r_b , выпадающий из рассмотренной простой теории ^{8, 19, 20}.

Критерием частотных свойств триода с учетом обратной связи может служить частота, при которой коэффициент усиления по мощности уменьшается до единицы ^{28, 29}. Эквивалентная электрическая схема триода с общей базой как четырехполюсника может быть представлена в виде рис. 2. Пусть далее v_1, v_2, i_1, i_2 — напряжения и токи соответственно на входе и выходе; токи выбраны за независимые переменные. Тогда

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= Z_{11}i_1 + Z_{12}i_2, \\ v_2 &= Z_{21}i_1 + Z_{22}i_2, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где параметры четырехполюсника Z_{ih} имеют размерность сопротивления. Эти параметры могут быть измерены очевидным образом в режимах холостого хода входа и короткого замыкания выхода или наоборот, для чего не требуется знания устройства и принципа действия самого триода ^{8, 19}. Физическая теория триода позволяет выразить параметры Z_{ih} через характеристики самого триода, такие, как проводимость базы, емкость коллектора, ширина базы и т. д. В частности, эта теория позволяет построить и объяснить эквивалентную схему триода (выбор этой схемы не однозначен, а определяется соображениями удобства расчета и видом уравнений четырехполюсника).

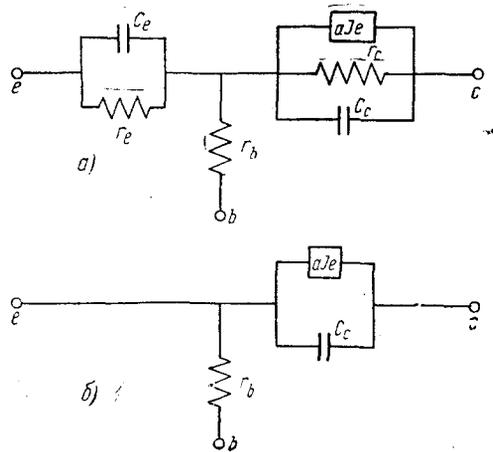


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема триода с заземленной базой: а) полная схема; б) упрощенная схема: e, b, c — выводы эмиттера, базы, коллектора; C_e, C_c — емкости эмиттера и коллектора; aI_e — эквивалентный генератор тока, характеризующий влияние эмиттера на коллектор.

Наиболее общее рассмотрение приводит к следующему выражению для коэффициента усиления по мощности линейного активного четырех-полюсника:

$$U = \frac{|Z_{12} - Z_{21}|^2}{4(r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21})}, \quad (25)$$

где $r_{ik} = \operatorname{Re} Z_{ik}$. На высоких частотах емкостное сопротивление эмиттера $\frac{1}{\omega C_c}$ становится сравнимым с омическим r_e и оба они значительно меньше сопротивления базы r_b . В то же время для коллектора $r_c \gg \frac{1}{\omega C_c}$, но $\frac{1}{\omega C_c}$ сравнимо с r_b . Так как емкостные сопротивления $p-n$ -переходов шунтируют их активные сопротивления и включены последовательно с r_b , то для приближенного учета влияния обратной связи на высоких частотах достаточно воспользоваться упрощенной эквивалентной схемой, приведенной на рис. 2, б. В этом случае матрица импедансов Z_{ik} приближенно имеет вид:

$$Z_{ik} \cong \begin{vmatrix} r_b; & r_b \\ r_b + \frac{\alpha}{j\omega C_c}; & r_b + \frac{1}{j\omega C_c} \end{vmatrix}. \quad (26)$$

Подстановка этих значений в (25) для частот $\omega \ll \omega_{ab}$ (когда $\alpha_b \cong \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_{ab}}}$) дает

$$U \cong \frac{\omega_{ab}}{4\omega^2 r_b C_b}. \quad (27)$$

Всякое радиотехническое устройство, обеспечивающее усиление входной мощности, может быть использовано как генератор. Поэтому максимальная частота усиления по мощности и генерирования определяется условием $U = 1$, т. е. согласно (27),

$$f_{\max} = \frac{\omega_{\max}}{2\pi} = \frac{\sqrt{2D_p}}{4\pi} \frac{1}{W \sqrt{r_b C_c}}. \quad (28)$$

Согласно более строгому выводу правую часть формулы (28) следует умножить на $\sqrt{\frac{4\pi z_0}{30}}$.

Отсюда очевидно стремление получить в триоде одновременно возможно меньшие значения W , C_c , r_b . Но эти величины не являются независимыми. Действительно, r_b есть сопротивление базы току, параллельному плоскостям переходов. Если сечение базы имеет форму квадрата со стороной A , то для базы n -типа

$$r_b \cong \rho_b \frac{\sqrt{A}}{WA} = \frac{1}{q\mu_n N W}. \quad (29)$$

(ρ — удельное сопротивление; μ — подвижность; N — избыточная концентрация доноров) и уменьшение W приводит к увеличению r_b [на высокой частоте (29) дает завышенное значение r_b , но для оценки порядка величины r_b его точность достаточна]. Двойной электрический слой в окрестности $p-n$ -перехода аналогичен плоскому конденсатору, емкость которого выражается формулой^{1, 31-32}

$$C_c = A^2 \sqrt{\frac{\epsilon q}{8\pi} \frac{N}{V_c}}. \quad (30)$$

(ϵ — диэлектрическая проницаемость базы). Следовательно, уменьшение r_b

путем увеличения концентрации примеси N в базе одновременно увеличивает емкость перехода.

Необходимо отметить также уменьшение ширины базы с ростом обратного смещения на коллекторе, вызванное расширением слоя объемного заряда ^{8, 33}

$$W \cong W^0 - \sqrt{\frac{\varepsilon V_c}{8\pi q N}} \quad (31)$$

(W^0 — ширина базы при отсутствии смещения на коллекторе). Объединяя все эти выражения, получим

$$f_{\max} = \frac{B}{A} \sqrt[4]{\frac{NV_c}{W^2}} = \frac{B}{A} \sqrt[4]{\frac{NV_c}{\left(W^0 - \sqrt{\frac{\varepsilon V_c}{8\pi q N}}\right)^2}}, \quad (32)$$

где коэффициент пропорциональности

$$B = \sqrt[4]{\frac{q(D_p \mu_n)^2}{8\pi^3 \varepsilon}}. \quad (33)$$

Выражение (25) инвариантно относительно схемы включения, поэтому подстановка значений Z_{ik} , соответствующих эквивалентной схеме при заземленном эмиттере, позволяет определить f_{\max} и для этой схемы, причем $f_{\max}^e \cong f_{\max}^b$. Таким образом, при любой схеме включения прибора его частотные свойства характеризуются критической частотой усиления по току и максимальной частотой усиления по мощности. Из формул (7), (13), (18), (22), (23), (32) и (33) следует, что f_a и f_{\max} определяются геометрическими размерами (A , W^0), характеристиками полупроводника базовой области (μ , ε , N , τ) и режимом работы (V_c). Отсюда очевидны пути увеличения f_a и f_{\max} :

1. Уменьшение времени жизни неосновных носителей в базе увеличивает f_{ae} , но уменьшает α_e^0 и α_b^0 ; поэтому величину τ подбирают из компромиссных соображений.

2. Увеличение N свыше 10^{15} см^{-3} приводит к увеличению электронного тока из базы в эмиттер и уменьшению γ . Это же уменьшает ширину диэлектрической прослойки в области объемного заряда коллектора, снижая его электрическую прочность. Последнее обстоятельство нежелательно, так как принуждает уменьшать V_c , а следовательно, и усиление по мощности. Ввиду этого возможности увеличения N в обычных триодах ограничены.

3. В силу соотношения Эйнштейна ($D = \frac{kT}{q} \mu$) каждая из частот f_{ab} и f_{\max} пропорциональна подвижности неосновных носителей в базе. Поэтому большой интерес представляют новые виды полупроводников с большими μ . Так, в In Sb $\mu_n = 80\,000 \text{ см}^2/\text{в сек}$ (в Ge $\mu_n = 3600 \text{ см}^2/\text{в сек}$, в Si $\mu_n = 1500 \text{ см}^2/\text{в сек}$)^{17, 34}. Однако в настоящее время создание и применение таких материалов находится еще в стадии эксперимента, и реализация этого пути пока остается делом будущего.

4. Следует отметить также, что в настоящее время разработаны эффективные методы нейтрализации обратной связи в полупроводниковых триодах посредством включения между их входом и выходом дополнительных емкостей и сопротивлений ^{35, 36}. Нейтрализация снижает ограничения, налагаемые величиной $r_b C_c$, но не уменьшает актуальности малых W , определяющих величину f_{ab} . Триоды в нейтрализованном (или нейтродивированном) включении позволяют получать приемлемые значения U вплоть до частот $f \cong f_{ab} \gg 5 \text{ Мгц}$. При частотах $f > f_{ab}$ возрастают потери мощности в самой нейтрализующей цепи и U быстро падает.

5. Уменьшение сечения базы (A^2) как средство повышения f_{\max} зачастую нежелательно, так как приводит к увеличению плотности тока и повышению температуры триода выше допустимого предела либо вынуждает уменьшать ток, а следовательно, и мощность. Тем не менее этот прием широко используется при создании высокочастотных транзисторов.

6. Наиболее эффективным средством достижения больших f_{\max} и f_{ab} является уменьшение времени прохождения через базу неосновных носителей. В приборах с диффузионным механизмом тока это достигается уменьшением толщины базы W в процессе создания транзистора. Именно в этом направлении и достигнуты наибольшие успехи. Основную трудность здесь представляет контроль величины W в процессе создания триода, поскольку уже в первых низкочастотных триодах эта величина измерялась всего двумя-пятью десятками микрон.

Первоначально основными методами создания плоскостных триодов являлись сплавление и диффузия^{9, 37, 38}. При методе сплавления на пластинку n -германия помещается кусочек акцепторной примеси, температура плавления которой ниже, чем у германия (In, Ga). Этот кусочек плавится, растворяя в себе германий и углубляясь в него. При последующем затвердевании на границе с исходным германием из расплава выкристаллизовывается слой германия, обогащенного индием и вследствие этого изменивший тип и увеличивший величину проводимости. Тем же методом создается второй переход на противоположной стороне пластинки исходного германия. При изготовлении $n-p-n$ -триодов методом диффузии на две противоположные грани пластинки p -германия наносят небольшие количества донорной примеси (Sb, As), атомы которой при регулируемом температурном режиме диффундируют вглубь пластинки, создавая вблизи поверхностей две области n -типа. И в том и в другом методе создают эмиттер и коллектор, между которыми остается почти незатронутая прослойка исходного германия в качестве базы. Оба метода не позволяют осуществить достаточно точный и надежный контроль толщины базы и при попытке уменьшить ее более интенсивным вплавлением или диффузией приводят к короткому замыканию эмиттера и коллектора.

Вслед за сплавлением и диффузией был разработан метод выращивания из расплава. При вытягивании из расплавленного полупроводника n -типа монокристаллической затравки в расплав добавляют сначала примесь акцепторного типа, затем донорного. Это приводит к наличию в полученном монокристалле структуры $n-p-n$ -типа. В этом варианте метода скорость вытягивания затравки постоянна. Ширина базы и остальные физические параметры триодов, полученных этими «классическими» методами, не позволяют получить $f_{ab} > 3 \div 5$ Мгц. Лишь в отдельных лабораторных образцах предварительным прецизионным сверлением были созданы $W \cong 13$ мк³⁹. Последующее вплавление позволило получить триоды с f_{ab} до 20 Мгц и f_{\max} до 75 Мгц.

Дальнейшее уменьшение W механическими методами (например, ультразвуковой долбежкой), весьма сложно, и для получения W порядка нескольких микрон и менее оказались необходимыми принципиально новые методы, рассматриваемые ниже.

II. МЕТОД ДВОЙНОЙ ДИФФУЗИИ^{40,41}

В связи с большой ролью в полупроводниковой электронике элементов III и V групп периодической системы, являющихся соответственно акцепторными и донорными примесями в германии и кремнии, физические свойства этих элементов явились предметом интенсивных

исследований. В частности, были исследованы коэффициенты диффузии этих веществ в германии и кремнии^{42, 43}. Как известно, при одномерной диффузии с поверхности раздела в полубесконечную среду распределение концентрации диффундирующего вещества определяется множителем $\exp\left[-\frac{X^2}{4Dt}\right]$ ($D = D_0 \exp\left[-\frac{\Delta E}{kT}\right]$ — коэффициент диффузии; ΔE — энергия активации; X — расстояние от поверхности, t — время диффузии). Экспериментально были определены величины D_0 и ΔE , причем оказалось, что в германии коэффициенты диффузии акцепторных примесей, как правило, значительно меньше коэффициентов диффузии донорных примесей, а в кремнии наоборот (таблица I). Развитая в этих

Таблица I

Коэффициенты диффузии элементов III и V групп периодической системы в германии и кремнии (в см²/сек)^{42, 43}

Германий 900° С							
Акцепторы				Доноры			
	Ga	In			Sb	As	P
D _{III}	2·10 ⁻¹²	2·10 ⁻¹²		D _V	2·10 ⁻¹⁰	2·10 ⁻¹⁰	8·10 ⁻¹¹
Кремний 1370° С							
Акцепторы				Доноры			
	Ga	In	Al		As	Sb	
D _{III}	6·10 ⁻¹¹	1,6·10 ⁻¹¹	2·10 ⁻¹⁰	D _V	5,5·10 ⁻¹²	6·10 ⁻¹²	

исследованиях методика была использована для создания плоскостных триодов с базой толщиной от двух микронов до долей микрона при полном контроле распределения концентраций примесей режимом времени и температуры диффузии. Существует несколько вариантов метода: диффузия донорных и акцепторных примесей может быть осуществлена одновременно или последовательно из газовой, жидкой или твердой фазы. Так, при одновременной диффузии донорной и акцепторной примесей в кремнии *n*-типа концентрация донорной примеси на поверхности берется большей, чем акцепторной (рис. 3, а). Акцепторная примесь диффундирует быстрее, образуя постепенно углубляющийся в кремний слой *p*-типа. Донорная примесь отстает при диффузии от акцепторной, но ее больше, и возникший вблизи поверхности слой *p*-типа постепенно снова меняет проводимость на *n*-тип. Однако контролируемая по толщине прослойка *p*-типа сохраняется и служит базой в созданной структуре *n - p - n*.

Значительные трудности представляет создание омического контакта к базе, которая имеет толщину $\approx 10^{-4}$ см и расположена под слоем эмиттера такой же толщины. В кремниевых триодах базовый контакт осуществляется сплавлением алюминиевой проволоочки сквозь слой эмиттера и базы до коллектора. Будучи акцепторной примесью, алюминий образует запорный слой на контактах с *n*-эмиттером и *n*-коллектором

и антизапорный (невыпрямляющий) с p -базой. Омический контакт со слоем эмиттера осуществить легче ввиду большой площади, доступной для нанесения контакта.

Метод двойной диффузии создает базу с проводимостью, отличной по величине и типу от проводимости исходной заготовки; отсюда название «триоды с диффузионной базой». Проводимость базы триода определяется разностью концентраций донорных и акцепторных примесей.

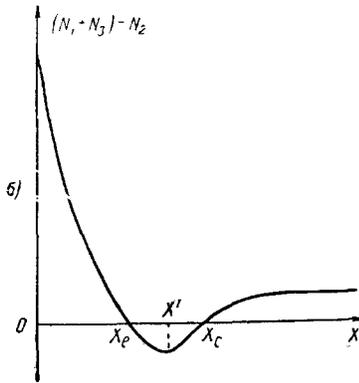
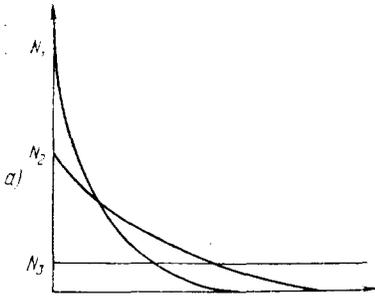


Рис. 3. Распределение концентраций примесей в кремниевом p - n - p -триоде с диффузионной базой: N_1 — концентрация донорной примеси, продиффундировавшей с поверхности; N_2 — концентрация акцепторной примеси, продиффундировавшей с поверхности; N_3 — концентрация донорной примеси в исходном кремнии.

Этот вариант является сочетанием методов сплавления и двойной диффузии⁴⁶. На поверхности полупроводника расплавляют кусочек свинца, к которому примешано по 1—2% акцепторной и донорной примесей. Меняя соотношение концентраций этих примесей в свинце-растворителе, температуру и время диффузии, можно регулировать толщину базовой прослойки.

Свинец образует с полупроводником омический контакт, поэтому эмиттерный контакт образуется автоматически при затвердевании расплава свинца. Параметры таких триодов: $r_b = 15 \div 25$ ом; $C_c = 3 \div 4$ нф; $f_{ab} = 150 \div 200$ Мгц.

Эта разность в пределах базы качественно изменяется так, как показано на рис. 3, б. В отсутствие тока база электрически нейтральна, так как поле объемного заряда акцепторов приводит к распределению концентрации дырок $p(X)$ по закону распределения избыточной концентрации акцепторов $N(X)$. С учетом полевого члена второе из уравнений (1) имеет при этом вид

$$i_p = q^2 p^0 E^0 - q D_p \frac{\partial p^0}{\partial X} = 0, \quad (34)$$

где $p^0 = p|_{i_p=0}$. Так как $p^0(X) = N(X)$, то

$$E^0 = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{d \ln N}{dX}. \quad (35)$$

Отсюда, в частности, следует, что $E^0 = 0$ при $N = \text{const}$. При не слишком больших токах почти такое же поле $E \cong E^0$ будет ускорять или тормозить движение инжектированных электронов, поэтому величина f_{ab} и f_{\max} зависит также и от вида функции $N(X)$. В дрейфовых триодах^{44, 45} этот эффект играет решающую роль, однако в рассматриваемых триодах доминирует диффузионный механизм переноса тока. Рассматриваемые триоды позволяют иметь одновременно высокие значения выходной мощности, так как наряду с малой W имеют сравнительно большое сечение и могут работать при больших токах, не перегреваясь.

Создание триодов с диффузионной базой упрощается при использовании одновременной диффузии доноров и акцепторов из расплава.

III. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ *p-n-p* и *n-p-n*-СТРУКТУР, ОСНОВАННЫЕ НА РАЗЛИЧИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ СЕГРЕГАЦИИ ДОНОРНЫХ И АКЦЕПТОРНЫХ ПРИМЕСЕЙ

Весьма перспективными являются методы получения *p-n*-переходов с использованием различия в коэффициентах сегрегации*) до donorных и акцепторных примесей, что объясняется высокой производительностью этих методов и возможностью управлять шириной базы и проводимостью эмиттера и базы в широких пределах.

1. Выращивание с переменной скоростью вытягивания

Проведенные исследования с переменной скоростью вытягивания монокристаллов германия и кремния из расплава показали, что, как правило, примеси при этом оттесняются в жидкую фазу (т. е. коэффициент сегрегации $k < 1$). Это обстоятельство широко используется для получения монокристаллов высокой чистоты методом зонного плавления. При этом значения k для элементов V группы периодической системы сильно зависят от скорости вытягивания монокристалла из расплава (а также от ориентации затравки), а для элементов III группы $k \cong \text{const}$ (таблица II, рис. 4) 47-49.

При не слишком больших скоростях выращивания монокристалла из расплава методом вытягивания затравки зависимость коэффициента сегрегации k от скорости вытягивания v изображается формулой

$$k = \frac{k_0}{k_0 + (1 - k_0) \exp\left(-\frac{v}{v_d}\right)} \quad (36)$$

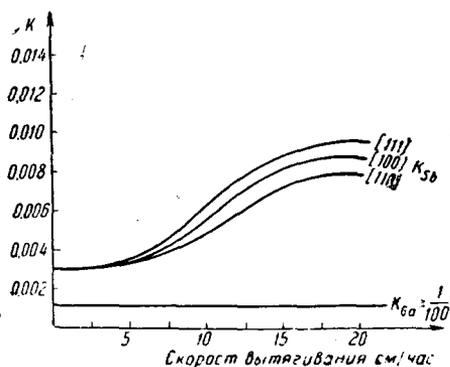


Рис. 4. Зависимость коэффициентов сегрегации галлия (K_{Ga}) и сурьмы (K_{Sb}) при различной ориентации затравки от скорости выращивания из расплава.

Таблица II

Коэффициенты сегрегации элементов III и V групп периодической системы в германии и кремнии

	германий 47,49	Кремний 47,4 (* *)
Акцепторы		
Al	0,1	0,003
Ga	0,1	0,08
In	0,001	0,0004
B	> 10 *)	0,9
Доноры		
As	0,04	0,09
Sb	0,03	0,012
P	0,12	0,06

*) Взято с графика.

*) Коэффициент сегрегации (или распределения) определяется как отношение концентраций примеси в твердой фазе и в находящейся с ней в равновесии жидкой фазе при достаточно малой концентрации примесей в жидкой фазе.

(k_0 —коэффициент сегрегации при $v=0$; v_d —характеристическая константа, определяемая коэффициентом диффузии примеси в расплаве и интенсивностью перемешивания расплава). Если в расплаве германия или кремния присутствуют в определенном соотношении как донорные, так и акцепторные примеси, то периодическим изменением скорости выращивания монокристалла можно добиться поочередного преобладания в твердой фазе донорных и акцепторных примесей, т. е. чередования областей n - и p -типа. Этим методом в монокристалле длиной 15 см можно получить до 100 p - n -переходов⁵⁰.

2. Метод обратного плавления⁵¹

Описанный выше метод был усовершенствован использованием в качестве лигатуры бора, особенностью которого в германии является $k > 1$.

Если в расплаве наряду с бором находится сурьма, то при вытягивании затравки с постоянной скоростью и при определенных концентрациях В и Sn получается монокристалл b -типа. При изменении направления движения монокристалла с одновременным повышением температуры выращенный монокристалл n -типа погружается в расплав и устанавливается режим его «обратного» плавления.

Затем следует скачкообразный возврат к первоначальной температуре, направлению и скорости выращивания, при которых получается кристалл с преобладанием Sb, т. е. n -типа. Свойства бора ($k > 1$) и соответственно подобранное соотношение концентраций бора и сурьмы приводят к тому, что при близкой к нулю скорости вытягивания образуется германий с преобладанием бора, т. е. p -типа. Поскольку промежуток времени, переходный от стационарного погружения и плавления к стационарному вытягиванию и выращиванию, в течение которого $v \approx 0$, очень мал, то толщина слоя p -типа (база n - p - n -триода) достаточно мала: $W = (2,5 \div 8) \cdot 10^{-4}$ см. Этим методом были созданы тетроды с коэффициентом усиления по мощности в схеме с общим эмиттером до 70 дб с $\alpha_b = 0,95$ при 230 Мгц,

генерировавшие при 10³ Мгц. Метод «обратного плавления» также позволяет получать многократные p - n -переходы в одном монокристалле.

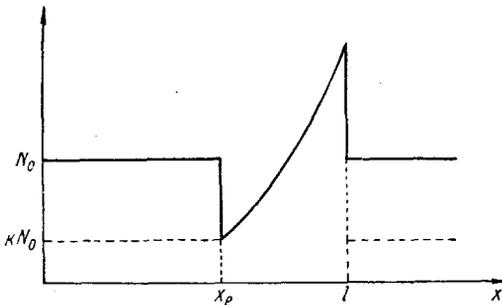


Рис. 5. Распределение концентрации примеси в монокристалле после рекристаллизации зоны $X_e l$ методом одностороннего охлаждения. N_0 —концентрация примеси вне рекристаллизованной зоны; k —коэффициент сегрегации примеси.

Если $k < 1$, то при одностороннем направленном охлаждении расплавленной зоны монокристалла ($X_e l$ на рис. 5) примесь оттесняется фронтом рекристаллизации в расплав до полного затвердевания всей расплавленной зоны. При этом концентрация примеси в рекристаллизованной зоне распределится, как показано на рис. 5, причем суммарное количество примеси в отрезке $X_e l$ в результате рекристаллизации не меняется.

Если в исходном монокристалле содержатся две примеси с различными концентрациями N_{01} , N_{02} и коэффициентами сегрегации k_1 ,

3. Метод направленной односторонней рекристаллизации⁵²

Если $k < 1$, то при одностороннем направленном охлаждении расплавленной зоны монокристалла ($X_e l$ на рис. 5) примесь оттесняется фронтом рекристаллизации в расплав до

k_2 , причем

$$N_{01} > N_{02} \text{ и } k_2 N_{02} > k_1 N_{01}, \quad (37)$$

то в результате отнесения примесей получим характер распределения их концентраций, изображенный на рис. 6. Если одна из примесей относится к III, а другая к V группе периодической системы, то полученная структура с попеременным преобладанием той или иной примеси есть структура типа $p-n-p$ или $n-p-n$.

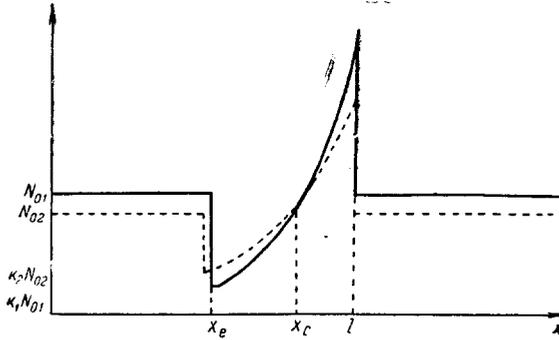


Рис. 6. Распределение концентрации примесей в монокристалле после рекристаллизации зоны $X_e l$ методом одностороннего охлаждения: N_{01} , N_{02} — концентрации примесей в исходном монокристалле; k_1 , k_2 — их коэффициенты сегрегации; X_e , X_c — $p-n$ -переходы.

Важнейшие параметры полученных этим методом триодов могут быть заранее рассчитаны. Так, проводимости слева и справа от X_e (рис. 6) равны соответственно $(b = \frac{\mu_2}{\mu_1})$

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= q\mu_1(N_{01} - bN_{02}), \\ \sigma_2 &= q\mu_2\left(k_2N_{02} - \frac{1}{b}k_1N_{01}\right). \end{aligned} \quad (38)$$

Отсюда концентрации N_{01} , N_{02} в исходном монокристалле, необходимые для получения данной эффективности эмиттера $\gamma = \gamma(\sigma_1, \sigma_2)$, равны

$$\begin{aligned} N_{01} &= \frac{k_2\tau_1 + \sigma_2}{q\mu_1(k_2 - k_1)}, \\ N_{02} &= \frac{k_1\tau_1 + \sigma_2}{q\mu_2(k_2 - k_1)}. \end{aligned} \quad (39)$$

Ширина базы определяется по формуле

$$W = X_c - X_e = (l - X_e) \left(1 - r^{\frac{1}{k_1 - k_2}}\right), \quad (40)$$

где

$$r = \frac{k_2 N_{02}}{k_1 N_{01}}.$$

4. Метод «замораживания» примесей⁵³

Описанные в трех предыдущих пунктах процессы можно рассматривать как обратимые квазиравновесные. Использование еще одной «степени свободы» — температуры — позволяет еще больше усовершенствовать процесс создания $p-n-p$ - и $n-p-n$ -структур.

Предположим, что расплавленной зоной монокристалла является отрезок $X_e l$, начальной границей расплав—монокристалл точка X_e (рис. 7). Если повторить процесс одностороннего постепенного охлаждения, то получим картину, рассмотренную в разделе 3. Однако, если по достижении фронтом рекристаллизации в ходе медленного (квазиравновесного) охлаждения точки X_c резко понизить температуру, то создавшееся к этому моменту распределение концентраций примесей в твердой и жидкой фазе

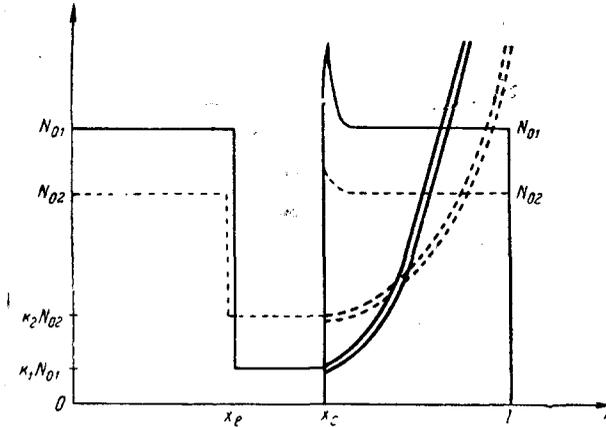


Рис. 7. Распределение концентраций примесей, создаваемое методом «замораживания». $O X_e$ — неоплавленная зона; $X_e X_c$ — зона квазиравновесной рекристаллизации; $X_c l$ — зона рекристаллизации резким охлаждением; — и — — — — распределение концентраций примесей при квазиравновесной рекристаллизации всей зоны (см. рис. 6); $X_e, X_c - p - n$ — переходы.

окажется «замороженным» и получим распределение концентраций примесей, изображенное на рис. 7. Этот метод позволяет получать различные W независимо от значений N_{01}, N_{02}, k_1, k_2 простым изменением момента резкого охлаждения, тогда как в предыдущем методе W зависело от N_{01}, N_{02}, k_1, k_2 . Как показали рентгеноструктурные исследования, монокристаллическая структура при резком охлаждении расплавленной зоны сохраняется и ухудшения электрических параметров триодов, обычно связанного с поликристаллической структурой, не происходит. Величину W можно варьировать от $2,5 \mu$ до 30μ .

При производстве $p-n-p$ - и $n-p-n$ -структур для триодов монокристалл, содержащий донорные и акцепторные примеси, разрезается на длинные тонкие стерженьки. Конец стерженька оплавляется, затем резко охлаждается и обрезается—весь цикл занимает 20 сек и полностью автоматизирован.

5. Метод внутренней диффузии⁵⁴

Создание $p-n-p$ - и $n-p-n$ -структур этим методом основано на одновременном различии как коэффициентов сегрегации, так и коэффициентов диффузии акцепторных и донорных примесей.

Пусть каким-то способом (например, направленной односторонней рекристаллизацией) в монокристалле полупроводника, содержащем донорные и акцепторные примеси, созданы две смежные области, различающиеся содержанием донорных и акцепторных примесей. Так как проводи-

мость каждой области определяется только разностью концентраций примесей противоположного типа, то, вообще говоря, обе области могут не различаться ни величиной, ни типом проводимости. Обозначим концентрации примесей противоположного типа соответственно буквами A_1, B_1 в одной области и A_2, B_2 в другой.

Если вторая область создана направленной односторонней рекристаллизацией, то, очевидно,

$$A_2 = k_A A_1 \text{ и } B_2 = k_B B_1, \tag{41}$$

где k_A, k_B — коэффициенты сегрегации соответствующих примесей. Пусть в зависимости от соотношения величин k_A, k_B и концентраций A_1, B_1

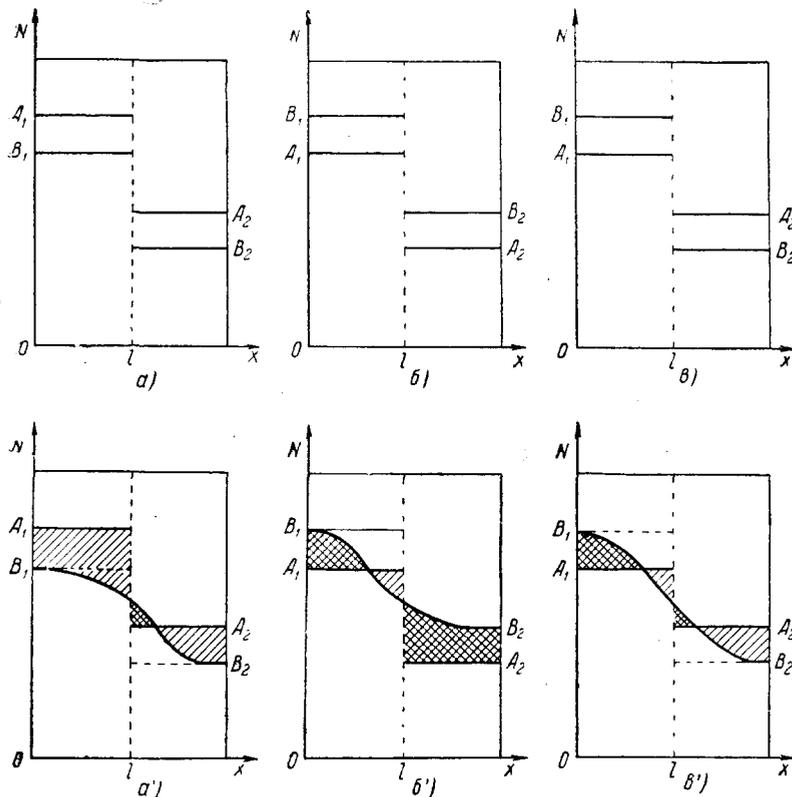


Рис. 8. Распределение концентраций примесей A и B , создаваемое методом внутренней диффузии. A_1, B_1 и A_2, B_2 — концентрации примесей соответственно в первой и второй области монокристалла: а), б), в) — до диффузии; а'), б'), в') — после диффузии при $D_B \gg D_A$.

▨ — область $A > B$; ▩ — область $B > A$.

в исходном монокристалле распределение концентраций после рекристаллизации соответствует одному из трех вариантов, изображенных на рис. 8, а, б, в. Пусть также для определенности $D_B \gg D_A$, где D_B, D_A — коэффициенты диффузии соответствующих примесей.

При этом условии после отжига монокристалла (в течение времени, за которое изменением концентрации примеси A вследствие диффузии можно пренебречь) распределение примеси A практически не изменится, тогда как распределение примеси B вблизи границы областей изменится существенным образом. В результате распределение примесей A и B

примет вид, изображенный на одном из рис. 8, a' , b' , e' , т. е. образуется структура типа $A-B-A$ или $B-A-B$. Этот метод имеет много вариантов, так как позволяет использовать величины A_1 , B_1 , k_A , k_B , D_A , D_B в различных сочетаниях и соотношениях. Его особенностью является создание триодов с базами, в которых велики градиенты концентраций примесей, а следовательно, существуют значительные электростатические поля (см. также раздел II). Влияние этих полей может значительно изменить f_a и f_{\max}

по сравнению с триодами одинаковой ширины базы W и однородным распределением примесей.

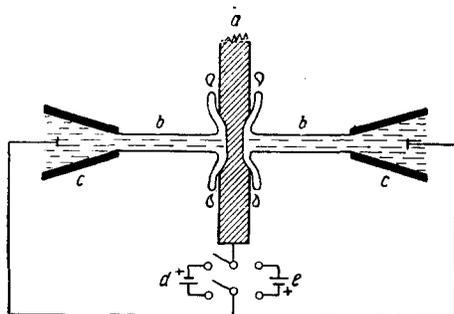


Рис. 9. Схема электрохимического травления полупроводника и осаждения металла: a — пластинка полупроводника; b — струйка электролита; c — сопло; d , e — источники тока (d — при травлении, e — при осаждении металла).

IV. ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ ТРИОДЫ

Поверхностно-барьерные триоды были первым типом плоскостных полупроводниковых триодов, способным конкурировать с вакуумными лампами на радиочастотах. Свое название они получили в связи с особым характером $p-n$ -переходов коллектора и эмиттера, связанным не с контактом двух полупроводниковых областей, а с особыми свойствами поверхностно-металл-полупроводник⁵⁵⁻⁵⁷.

сти полупроводников и контактов

Таблица III

Состав электролитов при травлении германия с последующим нанесением различных металлов^{58 *}

Наносимый металл	Растворимые вещества	Концентрация (грамм/литр)
In	$\text{In}_2(\text{SO}_4)_3 + \text{H}_2\text{SO}_4$	8,6+2,45
Zn	$\text{ZnSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O} + \text{NH}_4\text{Cl} + \text{NaC}_2\text{H}_3\text{O}_2$	50+5+5
Cd	$\text{CdCl}_2 + \text{NH}_4\text{Cl}$	4,5+5
Sn	$\text{SnCl}_2 + \text{HCl}$	6,4+6,1
Pb	$\text{Pb}(\text{OH})_2 \cdot 2\text{PbCO}_3 + \text{HF} + \text{H}_3\text{BO}_3$	150+120+105
Cu	$\text{CuSO}_4 + \text{H}_2\text{SO}_4$	8+4,9
Ag	$\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$	0,34+17
Au	$\text{AuCl}_3 + \text{NaCl}$	10+2,9
Rh	$\text{RhCl}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{SO}_4$	8,5+4,9
Ni	$\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} + \text{HCl}$	11,8+2,5
Pt	$\text{Pt}(\text{NH}_3)_2(\text{NO}_2)_2 + \text{NH}_4\text{NO}_3 + \text{NaNO}_2$	5+50+5
Cr	$\text{CrO}_3 + \text{Na}_2\text{CO}_3$	16,6+0,24
W	$\text{WO}_3 + \text{Na}_2\text{CO}_3 + \text{NiCO}_3$	32+48,5+0,09
As	$\text{As}_2\text{O}_3 + \text{Na}_2\text{CO}_3$	3,3+5,3
Sb	$\text{SbF}_3 + \text{HF}$	6+4
Bi	$\text{BiOCl} + \text{HCl}$	20+73,2

*) Обычно использовался децинормальный раствор соли соответствующего металла с добавлением другой соли или кислоты для достижения оптимальной проводимости электролита ($0,05 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$).

Основой создания поверхностно-барьерных триодов является электрохимическое травление пластинки германия или кремния двумя встречными коаксиальными струйками электролита, перпендикулярными пластинке (рис. 9). При травлении обрабатываемая пластинка является анодом цепи, которая включает источник напряжения, электролит и опущенную в него платиновую проволочку—катод. В качестве электролита используются растворы солей различных металлов (таблицы III и IV).

Таблица IV
Состав электролитов при травлении кремния с последующим нанесением различных металлов^{59*}

№ п/п	Наносимый металл	Растворяемые вещества	Концентрация (грамм/литр)
1	In	$\text{In}_2(\text{SO}_4)_3 + \text{H}_2\text{SO}_4$	17,26+4,52
2	Zn	$\text{ZnCl}_2 + \text{SnCl}_2 + \text{PbCl}_2$	13,6+0,016+0,002
3	Cd	$\text{CdCl}_2 + \text{NH}_4\text{Cl}$	18,32+2,66
4	Sn	$\text{SnCl}_2 + \text{NaF} + \text{NaHF}_2 + \text{NaCl} + \text{Na}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$	22,32+14,93+7,73+ +4,93+0,36
5	Pb	$\text{Pb}(\text{BO}_2)_2 \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_3\text{BO}_3 + \text{HF}$	180,3+180+460
6	Cu	$\text{CuSO}_4 + \text{H}_2\text{SO}_4$	8+16,36
7	Ag	$\text{AgBF}_4 + \text{NaF}$	10,66+0,07
8	Au	$\text{AuCl}_3 + \text{NaCl}$	10+2,9
9	Rh	$\text{RhCl}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{SO}_4$	4+34,8
10	Ni	$\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	105
11	Pt	$\text{Pt}(\text{NH}_3)_2(\text{NO}_2)_2 + \text{NH}_4\text{NO}_3 + \text{H}_2\text{SO}_4$	6+2+0,174
12	Sb	$\text{SbF}_3 + \text{HF}$	10+57,5
13	Co	$\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O} + \text{NaF}$	151+4,7
14	Fe	$\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	29,4
15	Bi	$\text{BiOCl} + \text{HCl}$	20+73,2

*) Растворитель: в случаях 2, 3, 10—12 этилен-гликоль, в случаях 1, 4—9, 13—15 вода.

Простое изменение полярности в цепи, при котором пластинка полупроводника становится катодом, приводит к смене растворения пластинки электролитическим осаждением металла растворенной соли в вытравленных струйками лунках (рис. 9). Если контакт данных металла и полупроводника является выпрямляющим, то полученная структура металл—полупроводник—металл по своим свойствам аналогична плоскостному *p-n-p*- или *n-p-n*-триоду, основой которого являются два выпрямляющих полупроводниковых контакта. Травление лунок диаметром $2,5 \cdot 10^{-2}$ см требует напряжения 200—300 в при токе $3,5 \text{ а/см}^2$. При этом диаметр струйки около 0,008 см для эмиттера и 0,01 см для коллектора. Струйки вытекают из стеклянных сопел под давлением около 1 атм.

Для травления из монокристалла полупроводника вырезаются заготовки площадью $0,125 \cdot 0,250 \text{ см}^2$, сошлифованные до толщины 0,015 см. Травление пластинки германия толщиной 0,008 см до рабочей толщины базовой перемычки ($5 \cdot 10^{-4}$ см) занимает 90—120 сек.

Пленка электролита, растекающаяся по германию при ударе в него струйки, имеет малую толщину и высокое сопротивление. Поэтому

травление происходит практически только вблизи места удара струи. Отклонение формы $p-n$ -перехода от плоской приводит к разбросу времен пролета дырок и значительному снижению f_{ab} ; поэтому осажденный металл используется лишь в центральной части лунки, а в остальной удаляется. Толщина базовой перемычки полупроводника выдерживается с точностью до $\pm 5\%$; диаметры металлических эмиттера и коллектора соответственно около $0,005$ см и $0,01$ см при толщине осажденного металла $0,0013$ см. В более поздних образцах кремниевых триодов получали диаметры $0,02$ см и $0,03$ см при толщине базы $1,8 \cdot 10^{-4}$ см и плоскопараллельной геометрии базы. Контроль толщины при травлении осуществлялся по интенсивности проходящего света. Предельная величина W лимитируется только коротким замыканием эмиттера и коллектора. При травлении кремния для хорошего сцепления металла с кремнием перед осаждением металла лунка обрабатывается составом $3\text{HNO}_3:2\text{HF}$. Поверхностно-барьерные триоды наряду с высоким значением f_{ab} отличаются хорошей воспроизводимостью и низким коллекторным напряжением ($V_c = 3 \div 10$ в в зависимости от схемы включения). Однако последнее обстоятельство наряду с малой площадью переходов ограничивает их мощность десятками милливатт.

Весьма интересной физической особенностью описанного процесса является возможность получения плотных контактов металл—полупроводник большой площади (по сравнению с площадью точечных контактов), что позволяет исключить влияние промежуточных прослоек, механической неоднородности контакта и полевых эффектов, неизбежных при контактах точечных.

Были проведены экспериментальные исследования подобных контактов различных металлов с германием и кремнием при площади контактов $1 \div 5 \cdot 10^{-3}$ см² ^{58, 59}. Результаты этих исследований сводятся к следующим выводам (см. также таблицы V и VI):

1) В случае контакта металла с германием выпрямляющие контакты дает только германий n -типа. Никакой зависимости коэффициента выпрямления от работы выхода или иных констант металла не обнаружено.

2) В случае кремния обнаруживается отчетливая качественная корреляция между величиной работы выхода металла и типом контакта металл—полупроводник:

а) металлы с большой работой выхода образуют выпрямляющие контакты только с кремнием n -типа;

б) металлы с малой работой выхода образуют выпрямляющие контакты только с кремнием p -типа;

в) металлы с промежуточной величиной работы выхода образуют выпрямляющие контакты как с n -кремнием, так и с p -кремнием.

3) В случае контактов металл—германий наблюдаются экспериментальные значения плотности обратного тока насыщения, близкие к вычисленным. Для контактов металл—кремний экспериментальные значения по крайней мере на три порядка выше теоретических.

В последние годы интенсивно развивается физика полупроводниковых поверхностей ^{60, 61}. Экспериментально и теоретически было показано, что вблизи поверхности полупроводника может возникать так называемый инверсионный слой, т. е. слой с проводимостью p -типа вблизи поверхности полупроводника n -типа или наоборот. Причиной этого может служить захват электронов уровнями Тамма или поверхностными уровнями, связанными с адсорбцией чужеродных молекул поверхностью полупроводника. Так, если эти уровни у полупроводника n -типа расположены в запрещенной зоне вблизи верхней границы валентной зоны, то переход электронов валентной зоны на эти уровни может привести к возникнове-

нию вблизи поверхности слоя p -типа (хотя донорная примесь доминирует не только в объеме, но и на поверхности). В этом случае вблизи поверхности существует переход по типу проводимости (p — n -переход) еще до нанесения металлического контакта и соответствующий потенциальный барьер (отсюда же название поверхностно-барьерных триодов*).

Для теоретической интерпретации результатов экспериментальных исследований контактов металл—германий и металл—кремний ограничимся рассмотрением процесса выпрямления без учета влияния поверхностных уровней. Проводимость металла будем предполагать чисто электронной, эффективные массы электрона и дырки в полупроводнике считаем одинаковыми.

Если работы выхода**) металла и полупроводника одинаковы, то степень заполнения энергетических уровней (не лежащих в запрещенной зоне полупроводника) будет одинаковой для обоих тел (рис. 10, б, случай $\varphi_m = \varphi_i$). Поэтому при их контакте в отсутствие внешнего смещения никакого изменения в концентрациях носителей заряда не происходит, контакт будет нейтральным. При наложении внешнего смещения величина тока через такой контакт не будет зависеть от полярности смещения, т. е. при равенстве работ выхода контакт металл—полупроводник ведет себя как контакт двух линейных сопротивлений различной величины.

Если уровень Ферми металла лежит выше дна зоны проводимости полупроводника (рис. 10, а), то это означает, что до контакта для любого интервала энергий степень заполнения энергетических уровней

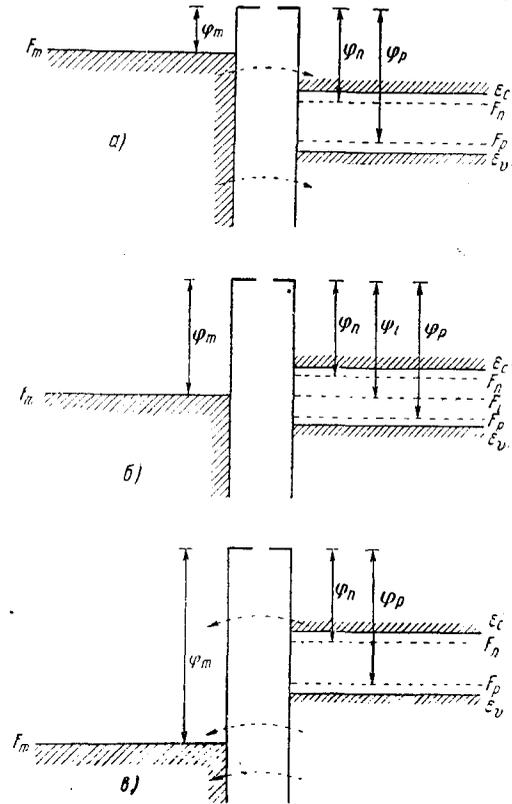


Рис. 10. Энергетическая схема полупроводника и металла до их контакта: а) металл с малой работой выхода; б) металл с большой работой выхода; в) металл со средней работой выхода. F_m, φ_m —уровень Ферми и работа выхода металла; $F_i, \varphi_i, F_n, \varphi_n, F_p, \varphi_p$ —уровни Ферми и работа выхода полупроводника с проводимостью соответственно i -типа (собственная проводимость), n -типа (избыток доноров над акцепторами), p -типа (избыток акцепторов над донорами); - - - -> — направление результирующего потока электронов в момент контакта до выравнивания уровней Ферми полупроводника и металла.

*) При контакте двух областей полупроводника с различной по величине и типу проводимостью p — n -переход также связан с наличием инверсионного слоя (в высокоомной области)⁶².

**) Под работой выхода будем понимать разность между значениями энергии электрона на поверхности и на уровне Ферми. Работа выхода есть величина постоянная для каждого данного металла. В полупроводнике работу выхода можно менять, изменяя тип и величину проводимости.

электронами в металле выше, чем в полупроводнике. Поэтому независимо от типа проводимости полупроводника (т. е. от положения его уровня Ферми) в момент контакта поток электронов из металла в зону проводимости и валентную зону полупроводника будет больше встречного потока из этих двух зон в металл. В результате в приконтактном слое полупроводника концентрация электронов в зоне проводимости станет выше, а концентрация дырок в валентной зоне ниже, чем вдали от контакта (приход электронов в валентную зону эквивалентен уходу оттуда дырок). При термодинамическом равновесии возникший вблизи контакта объемный заряд (помимо электронов и дырок, связанный также с ионизованными атомами примесей) обеспечивает соответствующий изгиб энергетических зон в приконтактном слое и совпадение уровней Ферми полупроводника и металла. Поле приконтактного объемного заряда тормозит дальнейший переход электронов из металла в полупроводник. Если полупроводник электронного типа, то при любой полярности внешнего смещения через контакт пойдет практически только электронный ток, подчиняющийся закону Ома. Если полупроводник дырочного типа, то при минусе на металле и плюсе на полупроводнике через контакт пойдет электронный поток из металла в полупроводник (инъекция), а из полупроводника дырочный поток в металл. Контакт обогащается подвижными носителями заряда, его сопротивление уменьшается. При обратной полярности смещения электроны уходят из приконтактной области в глубь металла, а дырки в глубь полупроводника. Приконтактный слой обедняется подвижными носителями заряда, т. е. сопротивление контакта возрастает. Из сказанного ясно, что металл с малой работой выхода будет выпрямлять только с полупроводником p -типа. Из аналогичных же рассуждений следует, что металл с уровнем Ферми, расположенным вблизи верхнего края валентной зоны полупроводника или ниже его (металл с большой работой выхода), будет выпрямлять только с полупроводником n -типа (рис. 10, в). Наконец, металл с уровнем Ферми, лежащим в пределах запрещенной зоны полупроводника (металл со «средней» работой выхода), будет выпрямлять с полупроводником при любом типе проводимости последнего [(при условии различия работ выхода; рис. 10, б)].

В случае кремния $\varphi_i \cong 4,1$ эв, $E_c - E_v = 1,12$ эв^{47, 63, 64}, поэтому

$$\begin{aligned} 3,54 \text{ эв} < \varphi_n < 4,1 \text{ эв}, \\ 4,1 \text{ эв} < \varphi_p < 4,66 \text{ эв}. \end{aligned} \quad (42)$$

В соответствии со сказанным выше (если только выпрямление можно целиком отнести за счет различия φ_p , φ_n и φ_m) можно ожидать, что металлы с $\varphi_m \leq 3,6$ эв будут выпрямлять только с кремнием p -типа, металлы с $\varphi_m \geq 4,7$ эв будут выпрямлять только с кремнием n -типа, металлы с $3,6 \text{ эв} \leq \varphi_m \leq 4,7 \text{ эв}$ будут выпрямлять в обоих случаях. Обращаясь к таблице V, видим, что, как правило, при $\varphi_m \leq 4,1$ эв металлы выпрямляют только с кремнием p -типа, при $\varphi_m \geq 4,4$ эв металлы выпрямляют только с кремнием n -типа, при $3,9 \text{ эв} \leq \varphi_m \leq 4,9 \text{ эв}$ металлы выпрямляют в обоих случаях. Столь очевидное качественное согласие дает основание предполагать, что выпрямление поверхностно-барьерных контактов на кремнии действительно определяется главным образом работой выхода металла. Однако аналогичные оценки для германия ($\varphi_i = 4,56 - 4,79$ эв⁶⁴; $E_c - E_v = 0,72$ эв^{47, 63}) приводят к резкому расхождению с экспериментом: металлы с $\varphi_m < 4,5 - 4,8$ эв должны давать выпрямление с p -германием, чего экспериментально не наблюдалось. Оценки влияния объемного заряда поверхностных уровней на выпрямляющие свойства контактов металл—полупроводник показывают, что при

Таблица V

Характер контактов различных металлов с кремнием *p*- и *n*-типа (удельное сопротивление кремния 2,5 ом см)⁵⁹

Металл	Характер контакта с кремнием		Работа выхода металла (эВ)
	<i>n</i> -типа	<i>p</i> -типа	
K	Омический	Выпрямляющий	2,15
Na	»	»	2,27
Li	»	»	2,39
Mg	»	»	3,46
Al	»	»	3,74
Zn	»	»	3,74
In	»	»	4,00
Pb	»	»	4,02
Sn	»	»	4,11
Cd	Выпрямляющий	»	3,92
Sb	»	»	4,08
Co	»	»	4,18
Bi	»	»	4,28
Ag	»	»	4,28
Cu	»	»	4,47
Ni	»	»	4,84
Fe	»	Омический	4,36
Au	»	»	4,58
Rh	»	»	4,65
Pt	»	»	5,29

достаточной плотности этого заряда величина работы выхода металла не влияет на характер выпрямления⁶⁵. Поскольку характер выпрямления определяется только соотношением работ выхода и величиной поверхностного заряда инверсионного слоя, постольку в германии определяющую роль в процессе выпрямления играют поверхностные уровни, тогда как в кремнии—соотношение работ выхода. Более детальное рассмотрение этих вопросов выходит за рамки настоящей статьи.

При теоретической оценке ожидаемой величины плотности обратного тока насыщения I_s выпрямляющего контакта величина I_s вычислялась как сумма диффузионного тока насыщения неосновных носителей¹⁻⁴ и тока эмиссии основных носителей из металла⁵⁷. Для контакта металл—полупроводник *n*-типа эти токи выражаются соответственно формулами

$$I_{ps} = \frac{qD_p p_n}{L_p} \tag{43}$$

и

$$I_{ns} = AT^2 \exp \left[-\frac{q\phi_0}{kT} \right] \tag{44}$$

($A = 120 \text{ а/см}^2 \text{град}^2$; ϕ_0 — высота потенциального барьера металл — полупроводник).

Для контактов с германием (проводимость около $0,2 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ время жизни 10^{-4} сек) теоретически $I_{ps} \cong 6 \div 9 \times 10^{-4} \text{ а/см}^2$, что близко к измеренным значениям I_s для ряда металлов (Pt, Rh, Au, Zn, Sn, Cd, In) (таблица VI). В остальных случаях (Ni, Cu, Pb), по-видимому, существует также термоэлектронный ток насыщения I_{ns} .

Таблица VI

Плотность тока насыщения для контактов различных металлов с германием (5 ом см) и кремнием (2,5 ом см)^{58,59}

Металл	Полупроводник	Плотность тока насыщения (мкА/см ²)	Работа выхода металла (эВ)
In	<i>n</i> -Ge	1400	4,00
	<i>p</i> -Si	0,23	
Zn	<i>n</i> -Ge	1600	3,74
	<i>p</i> -Si	0,20	
Cd	<i>n</i> -Ge	3800	3,92
Sn	<i>n</i> -Ge	2300	4,11
	<i>p</i> -Si	0,22	
Pb	<i>n</i> -Ge	11 000	4,02
	<i>p</i> -Si	4,50	
Cu	<i>n</i> -Ge	9200	4,47
	<i>n</i> -Si	4,10	
	<i>p</i> -Si	190	
Au	<i>n</i> -Ge	1200	4,58
	<i>n</i> -Si	2,05	
Rh	<i>n</i> -Ge	950	4,65
	<i>n</i> -Si	2,60	
Ni	<i>n</i> -Ge	65 000	4,84
	<i>n</i> -Si	420	
	<i>p</i> -Si	3500	
Pt	<i>n</i> -Ge	490	5,29
	<i>n</i> -Si	0,80	
Ag	<i>n</i> -Si	0,27	4,28
	<i>p</i> -Si	17	
Sb	<i>n</i> -Si	270	4,08
	<i>p</i> -Si	8	

В случае кремния теоретические значения тока насыщения неосновных носителей I_s по меньшей мере на три порядка меньше экспериментальных (таблица VI). Попытка объяснить такое расхождение сделана в работе ⁶⁶.

Статистическое рассмотрение скорости рекомбинации и генерации в стационарном режиме приводит к следующему выражению ^{37, 67, 68}:

$$S = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_1)\tau_{p0} + (p + p_1)\tau_{n0}} \quad (45)$$

(при термодинамическом равновесии $p = n = n_i$; при совпадении уровня Ферми с уровнем центров рекомбинации $p = p_1$, $n = n_1$; τ_{p0} , τ_{n0} — характеристические времена жизни дырок и электронов).

При достаточно большом обратном смещении генерируемые в слое пространственного заряда $p-n$ -перехода электроны и дырки мгновенно уносятся полем в нейтральные области полупроводника, поэтому в $p-n$ -переходе $p \cong n \ll n_i$. Если центры генерации расположены в середине запрещенной зоны, то

$$p_1 = n_1 = n_i. \quad (46)$$

Полагая для простоты $\tau_{p0} = \tau_{n0} = \tau$ и $p_n = n_p$, получим

$$|S| = \frac{n_i}{2\tau}. \quad (47)$$

По определению S есть число электронно-дырочных пар, генерируемых в единице объема за одну секунду. Если длина слоя пространственного заряда l , а сечение его h^2 , то ток генерации

$$I_g = qSlh^2 = \frac{qn_i lh^2}{2\tau}, \quad (48)$$

а ток диффузии при обратном смещении

$$I_D = \frac{2qp_n D_p h^2}{L_p}. \quad (49)$$

Так как $p_n = \frac{n_i^2}{N}$, то

$$\frac{I_g}{I_D} = \frac{lN}{4n_i L_p} \cong \begin{cases} 0,1 \text{ для Ge;} \\ 3000 \text{ для Si (при } l = 10^{-4} \text{ см);} \\ \tau = 10^{-6} \text{ сек; } \sigma = 0,5 \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1}), \end{cases} \quad (50)$$

т. е. именно в случае кремния с его сравнительно малым значением n_i в выражении I_s существенным является учет третьего члена — тока генерации. Однако в экспериментах с контактами металл — кремний время жизни τ было больше 10 мксек. Кроме того, уровни центров рекомбинации, как правило, не совпадают с серединой запрещенной зоны, поэтому либо p_1 , либо n_1 обычно значительно больше n_i . Поэтому оценка $\frac{I_g}{I_D} \cong 10^2$ ближе к действительности, и одним механизмом генерации в $p-n$ -переходе большие обратные токи в кремнии объяснить трудно.

Был проведен также теоретический расчет коэффициента инжекции контакта металл — полупроводник n -типа ³² для малых уровней инжекции. Этот расчет основывается на предположении о большой величине средней длины свободного пробега электронов λ в сравнении с шириной приконтактного слоя. Такое предположение позволяет вычислить электронный ток через приконтактный потенциальный барьер по формуле диодной

теории ⁵⁷

$$I_n = qA^2 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} n_h \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (51)$$

(A^2 — сечение контакта; n_h — приконтактное значение n , V — смещение).

Дырочный ток выражается по известной формуле диффузионной теории $p-n$ -переходов ¹⁻³

$$I_p = \frac{qA^2 D_p p_n}{L_p} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (52)$$

Для коэффициента инжекции с учетом соотношения между подвижностью и длиной свободного пробега ¹⁷

$$\alpha = \frac{4q\lambda}{3\sqrt{2\pi m kT}} \quad (53)$$

следует выражение

$$\gamma = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{1}{1 + \frac{3L_p n_l}{4\lambda p_h}} \quad (54)$$

(p_h , n_l — значения p , n на противоположных границах приконтактного слоя, причем $n_h = n_l \exp \left[-\frac{q\phi_0}{kT} \right]$, $p_h = p_n \exp \frac{q\phi_0}{kT}$).

Технология поверхностно-барьерных триодов позволила осуществить полную автоматизацию их производства при массовом выпуске приборов. Она оказалась весьма гибкой и послужила основой для создания ряда новых «гибридных» типов полупроводниковых триодов. В этих приборах база создавалась электрохимическим травлением, а эмиттер и коллектор — сплавлением или диффузией (так называемые поверхностно-барьерные диффузионные ⁶⁹, поверхностно-сплавные ⁷⁰, и $p-n-i-p$ ⁷¹) (см. разделы II и V). В частности, у поверхностно-барьерных диффузионных триодов $f_{ab} > 600$ Мгц.

V. ТРИОДЫ ТИПА $p-n-i-p$ И $n-p-i-n$ ^{72,73}

Высокое значение f_{\max} в триодах этого типа достигается одновременным уменьшением r_b и C_c (формула (28)). В обычных $p-n-p$ - и $n-p-n$ -триодах уменьшение r_b за счет увеличения N связано с нежелательным ростом C_c и уменьшением электрической прочности коллектора благодаря сужению диэлектрического слоя в $p-n$ -переходе. Это препятствие было преодолено созданием триодов типа $p-n-i-p$ и $n-p-i-n$, в которых между базой и коллектором введен слой с собственной проводимостью (i -типа). Структуру типа $p-i$ и $n-i$ можно создать выращиванием монокристалла из расплава беспримесного полупроводника, в который затем вводится примесь донорного или акцепторного типа. Эмиттер и коллектор создаются затем методом сплавления. При контакте двух областей полупроводника с различной по величине и типу проводимостью диэлектрическая прослойка в области объемного заряда целиком лежит в высокоомном полупроводнике и ее ширина тем больше, чем проводимость ниже. Проводимость слоя i -типа такова, что при рабочих смещениях на коллекторе весь этот слой является диэлектриком. Так как его ширина в несколько раз больше ширины легированного слоя базы, то электрическая прочность коллектора в несколько раз выше, а емкость значительно ниже, чем у обычных триодов. Это позволяет использовать базовый слой с проводимостью, в 10—50 раз большей, чем у обычных триодов (ограничение на N налагает только снижение эффективности эмиттера). Увеличение времени

пролета дырок в базе за счет удлинения ее i -слоем, как правило, несущественно, так как в этом слое дырки движутся в сильном электрическом поле значительно быстрее, чем при предшествующей диффузии в легированном слое базы.

Принцип, положенный в основу триодов $p-n-i-p$ и $n-p-i-n$, был использован в сочетании с техникой создания поверхностно-барьерных триодов и триодов с диффузионной базой, что уже в первых экспериментальных образцах позволило добиться высоких частотных характеристик (таблица VII) ⁷⁴.

VI. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕТРОДЫ ^{75, 76}

Та же основная идея уменьшения r_b и C_c положена в основу создания тетродов. В тетродах уменьшение r_b и C_c достигается уменьшением рабочего сечения базы при данных значениях W и A^2 . Это оказывается возможным благодаря введению второго базового электрода (в точке e_2 на рис. 1). На этот электрод подается смещение такого знака, который соответствует запираанию эмиттера. Первый базовый электрод имеет смещение в пропускном направлении (как у обычного триода). В результате инъекция в базу неосновных носителей осуществляется только узкой полоской $p-n$ -перехода вблизи первого электрода, так как остальная часть площади $p-n$ -перехода заперта обратным смещением второго электрода. Рабочую площадь перехода можно менять вплоть до нуля величиной обратного смещения на втором электроде. Этот процесс эквивалентен уменьшению истинного сечения базы A^2 , с которым связано уменьшение емкости C_c . В остальном тетроды не отличаются конструктивно от триодов, и величина W у них также должна быть возможно меньше. Тетродам свойственна маломощность — общий порок транзисторов, в которых частотные свойства повышаются за счет уменьшения сечения базы. Методы создания $p-n-p$ - и $n-p-n$ -структур для тетродов не отличаются от аналогичных методов для триодов.

VII. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТРИОДОВ С УЗКОЙ БАЗОЙ И ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО ПОВЫШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ УСИЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

Резюмируя основные особенности высокочастотных триодов новых типов, можно определить их как триоды с «узкой» базой ($W < 10^{-3}$ см) в отличие от триодов с «широкой» базой ($W > 10^{-3}$ см, $f_{ab} < 5$ Мгц) (таблица VII).

Как сама идея, положенная в основу создания триодов с узкой базой, так и основные особенности их работы объясняются на основе диффузионной теории транзисторов¹⁻³. Однако ряд эффектов, которыми эта теория пренебрегает, существенны именно для транзисторов с узкой базой:

1. В диффузионной теории транзисторов граничные условия в форме Больцмана для концентраций подвижных носителей задаются на $p-n$ -переходе, протяженность и структура которого не учитываются. В триодах с узкой базой протяженность слоя пространственного заряда даже в отсутствие внешнего смещения сравнима с протяженностью квазинейтральной области базы ⁶². При наличии внешнего смещения, особенно большого обратного смещения на коллекторе, поле проникает в квазинейтральную область, влияя на частотные характеристики.

2. Площадь эмиттера и коллектора в большинстве новых приборов, как правило, $\leq 10^{-3}$ см². Поэтому стремление повысить их мощность увеличением тока приводит к тому, что плотность тока в этих приборах

Таблица VII

Некоторые параметры высокочастотных транзисторов

Тип транзистора	Метод создания $p-n-p(n-p-n)$ -структуры	W (10^{-4} см)	T_b (ом)	C_c (пф)	$I_{аб}$ (Маг)	f_{max} (МГц)	Мощность (вт)	Литература
Триод сплавной (Ge)	База высверленная, эмиттер и коллектор вплавленные	13	75	14	20	75		39
Триод сплавной Si*)	База электрохимически вытравленная, эмиттер и коллектор вплавленные	1,8			10÷50		≅2,5	70
Триод с диффузионной базой (Ge)	Двойная диффузия (эмиттер и база диффузионные)	1÷2	50	0,6	500—600		0,15	41
Триод с диффузионной базой (Si)	То же	1÷2	50	0,6	120		0,5	40
Триод (Ge) поверхностно-барьерный	База электрохимически вытравленная, $p-n$ -переходы поверхностно-барьерные	3÷6	200	2,5	40÷80	115	0,03	55
Триод $p-n-i-p$ (Ge)	База ($n-i$), выращенная из расплава, эмиттер и коллектор вплавленные	$W_n+W_i=10+50$			25	95	0,03	72,73
Поверхностно-барьерн. $p-n-i-p$ (Ge)	Электрохимически вытравленная база ($n-i$), эмиттер и коллектор поверхн.-барьерн	$W_n+W_i=2,5+23$	100	0,4	170	440	0,5	71
Диффузионный $p-n-i-p$ (Si)	Заготовка i -типа, эмиттер, база и коллектор диффузионные				100		5 (при 10 МГц)	74
Тетрод (Ge)	«Обратное плавление»	2,5÷8			350	1000		51,76
Тетрод (Si)	«Внутренняя диффузия»		150	0,6	350	500		81

*) Триод предназначен для работы в интервале температур от -50°C до $+200^\circ\text{C}$. Допустимая плотность тока $100-200 \text{ а/см}^2$, коллекторное смещение свыше 25 в.

достигает $100\text{--}200 \text{ а/см}^2$ ⁷⁰. Диффузионная теория транзисторов в современной ее форме справедлива до плотностей тока значительно меньших, поэтому проблема теории триодов с узкой базой смыкается с проблемой теории мощных низкочастотных триодов с широкой базой.

3. Обычно при всех уровнях инжекции плотность объемного заряда в базе считается пренебрежимо малой ввиду достаточно большого времени пролета неосновных носителей t_D в сравнении с максвелловским временем релаксации их объемного заряда t_s ^{18, 77}. Однако ориентировочный расчет в случае германия и кремния ($n-p-n$ -триоды) приводит к выражению

$$\frac{t_D}{t_s} = \frac{\pi q^2 N W^2}{2 \varepsilon k T} \quad (55)$$

Отсюда следует, что в триодах с достаточно узкой базой возможен случай диффузии импульса неосновных носителей от эмиттера к коллектору за время, меньшее, чем необходимо для нейтрализации объемного заряда этого импульса.

Все эти эффекты сводятся к одному — в триодах с узкой базой электронно-дырочные процессы в значительной степени могут определяться влиянием электрического поля, поэтому теория таких триодов должна наряду с диффузионным током учитывать полевой.

В связи с вопросом о полевых эффектах в базе необходимо заметить, что дальнейшее повышение предельной частоты триодов с диффузионным механизмом переноса тока путем уменьшения W до величины $\ll 10^{-4} \text{ см}$ затруднительно. При такой ширине базы расширение области пространственного заряда коллектора даже при незначительных обратных смещениях приведет к наложению объемных зарядов эмиттера и коллектора и исчезновению нейтрального промежутка. В результате дальнейшее повышение обратного смещения на коллекторе в силу возникшей связи будет передаваться на эмиттер (для которого это смещение является положительным), и приведет к резкому возрастанию коллекторного тока уже при малом увеличении обратного напряжения ⁷⁸. Последнее эквивалентно падению дифференциального сопротивления коллектора, а значит и усиления по мощности. Это выдвигает на передний план задачу создания полевых транзисторов, в которых основным механизмом переноса тока является дрейфовый. Однако мы намеренно не рассматривали существующие приборы этого типа, поскольку они все еще не вышли из стадии эксперимента ⁸⁻¹⁶ и достигнутые на лабораторных образцах частоты на порядок и более уступают частотам триодов с узкой базой (за исключением «технотрона»). В то же время предварительная теория транзисторов с инжекцией неосновных носителей непосредственно в область сильного поля у коллектора ⁷⁹ и интенсивные работы в этом направлении дают основание предполагать возможность создания полевых транзисторов для работы в миллиметровом диапазоне. Пока в этом диапазоне безраздельно господствуют вакуумные радиолампы с бегущей и обратной волной, магнетроны и клистроны ⁸⁰. Использование новых полупроводниковых материалов для диффузионных транзисторов и создание полевых транзисторов являются, по-видимому, основными путями повышения частотных свойств полупроводниковых усилителей и генераторов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Shockley, Bell Syst. Techn. Journ. 28, № 3, 435 (1949).
2. W. Shockley, M. Sparks, G. K. Teal, Phys. Rev. 83, № 1, 151 (1951).
3. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, ИЛ, 1953.
4. В. С. Вавилов, УФН 46, № 1, 96 (1952).

5. J. Morton, *Bell Syst. Techn. Journ.* **31**, № 3, 411 (1952).
6. D. G. Fink, *Proc. IRE* **44**, № 4, 479 (1956).
7. B. N. Slade, *Proc. IRE* **40**, № 11, 1382 (1952).
8. Проблемы современной физики, № 2 (1955).
9. А. Кобленц, Г. Оуэнс, Транзисторы. Теория и применение, ИЛ, 1956.
10. W. Shockley, *Proc. IRE* **40**, № 11, 1289, 1365 (1952).
11. O. M. Stuetzger, там же, стр. 1377.
12. H. Statz, R. A. Pucel, *Proc. IRE* **45**, № 3, 317 (1957).
13. G. C. Dasey, I. M. Ross, *Proc. IRE* **41**, № 8, 970 (1953).
14. E. W. Herold, *Proc. IRE* **45**, № 10, 1463 (1957).
15. *Toute la Radio*, № 223, 47 (1958).
16. *Electronique Industrielle*, № 19, 35 (1958).
17. А. Ф. Иоффе, Физика полупроводников, АН СССР, 1957.
18. E. Rittner, *Phys. Rev.* **94**, № 5, 1161 (1954).
19. J. M. Early, *Bell Syst. Techn. Journ.* **32**, № 6, 1271 (1953).
20. «Полупроводниковые триоды и их применение», под ред. Р. Ши, ГЭИ, 1957.
21. Э. И. Адирович, А. Ю. Гордонов, Труды НИИ МАП, вып. V (49), 22 (1957).
22. Э. И. Адирович, А. Ю. Гордонов, «Полупроводниковые приборы и их применение», сб. статей под ред. Я. А. Федотова, вып. 3 (в печати).
23. R. L. Pritchard, *Proc. IRE* **42**, № 5, 786 (1954).
24. E. L. Steele, *Proc. IRE* **40**, № 11, 1424 (1952).
25. Э. И. Адирович, В. Г. Колотилова, ДАН СССР **108**, № 4, 629 (1956).
26. Э. И. Адирович, В. Г. Колотилова, ДАН СССР **105**, № 4, 709 (1955).
27. Э. И. Адирович, К. В. Темко, ЖТФ **27**, 1174 (1957).
28. S. J. Mason, *Trans. IRE on Circuit Theory*, CT-1, № 2, 20 (1954).
29. G. Weinreich, *J. Appl. Phys.* **27**, № 9, 1025 (1956).
30. P. R. Drouilhet, *Trans. IRE on Circuit Theory*, CT-2, № 2, 178 (1955).
31. Б. М. Вул, ЖТФ **25**, вып. 1, 25 (1955).
32. W. Schultz, *Zeits. f. Physik* **138**, № 5, 598 (1954).
33. J. M. Early, *Proc. IRE* **40**, № 11, 1401 (1952).
34. Вопросы радиолокационной техники, № 3, 140 (1957).
35. «Методы нейтрализации внутренней обратной связи в полупроводниковых триодах», ГЭИ, 1957.
36. Ж. П. Вассёр, Схемы на полупроводниковых приборах, М., 1956.
37. «Полупроводниковые электронные приборы», сб. статей под ред. А. В. Ржанова, ИЛ, 1953.
38. «Полупроводниковые приборы и их применение», сб. статей под ред. Я. А. Федотова, вып. 1, М., 1956.
39. C. W. Mueller, J. I. Pankove, *Proc. IRE* **42**, № 2, 386 (1954).
40. M. Таппенбаум, D. E. Thomas, *Bell Syst. Techn. J.* **35**, № 1, 1 (1956).
41. С. А. Лее, там же, стр. 23.
42. J. S. Saby, W. C. Dunlap, *Phys. Rev.* **90**, № 4, 630 (1953).
43. C. S. Fuller, Ditzemberger, *J. Appl. Phys.* **27**, № 5, 544 (1956).
44. Н. Крöмер, *Arch. Elektr. Übertrag.* **8**, 223; 363; 499 (1954).
45. Я. А. Федотов, Радиотехника и электроника, II, вып. 9, 1189 (1957).
46. J. R. A. Beale, *Proc. Phys. Soc.* **70**, № 455 B, 1087 (1957).
47. «Германий», сб. статей под ред. Д. А. Петрова, ИЛ, 1955.
48. R. N. Hall, *Journ. Phys. Chem.* **57**, № 8, 836 (1953).
49. J. A. Burton, E. D. Kolb, W. P. Slichter, J. D. Struthers, *Journ. Chem. Phys.* **21**, № 11, 1991 (1953).
50. *Electronics*, № 11, 1045 (1954).
51. H. E. Bridgers, E. D. Kolb, *J. Appl. Phys.* **26**, № 9, 1188 (1955).
52. W. G. Pfann, *Journ. of Metals* **6**, № 2, Sec. 2, 294 (1954).
53. J. I. Pankove, *Proc. IRE* **44**, № 2, 185 (1956).
54. K. Lehovec, A. Levitas, *J. Appl. Phys.* **28**, № 1, 106 (1957).
55. W. E. Bradley, J. W. Tiley, R. A. Williams, R. Kansas, J. B. Angell, F. P. Keiper, R. F. Schwarz, J. F. Walsh, *Proc. IRE* **41**, № 12, 1702—1720 (1953).
56. *Electronics*, № 7, 226 (1956).
57. А. И. Губанов, Теория выпрямляющего действия полупроводников, ГИТТЛ, 1956.
58. E. H. Borneman, R. F. Schwarz, J. J. Stickler, *J. Appl. Phys.* **26**, № 8, 1021 (1955).
59. E. C. Wurst, E. H. Borneman, *J. Appl. Phys.* **28**, № 2, 235 (1957).
60. «Электрофизические свойства германия и кремния», сб. переводов под ред. А. В. Ржанова, М., 1956.
61. «Проблемы физики полупроводников», сб. переводов под ред. В. Л. Бонч-Бруевича, ИЛ, 1957.

62. Э. И. Адирович, Ю. С. Рябинкин, К. В. Темко, ЖТФ 28, № 1, 55 (1958).
 63. E. Conwell, Proc. IRE 40, № 11, 1327 (1952).
 64. H. B. Michaelson, J. Appl. Phys. 21, № 6, 536 (1950).
 65. J. Bardeen, Phys. Rev. 71, 717 (1947).
 66. Chih—Tang Sah, N. Noice, W. Shockley, Proc. IRE 45, № 9, 1228 (1957).
 67. W. Shockley, W. Read, Phys. Rev. 87, 835 (1952).
 68. Г. М. Гурю, ЖЭТФ 33, вып. 1(7), 158 (1957).
 69. J. Frankl. Inst., XI, 421 (1956).
 70. C. Thornton, J. Roschen, T. Miles, Electronic Ind. and Tele—Tech. 16, № 7, 47 (1957).
 71. R. M. Warner, W. C. Hittinger, Trans. IRE on El. Devices, ED—3, № 3, 157 (1956).
 72. J. M. Early, Bell Syst. Techn. Journ. 33, 517 (1954).
 73. Вопросы радиолокационной техники, № 1, 36 (1955).
 74. Electronics, № 5, 380 A (1957).
 75. R. L. Wallace, L. G. Schimpf, E. Dickten, Proc. IRE 40, № 11, 1395 (1952).
 76. R. L. Wallace, Bell Lab. Rec. 33, № 4, 1 (1955).
 77. C. Herring, Bell Syst. Techn. Journ. 28, № 3 (1949).
 78. R. A. Gudmunsen, W. P. Waters, A. L. Wannlund, W. V. Wright, Trans. IRE on El. Devices, ED—2, № 1, 74 (1955).
 79. W. W. Gärtner, Proc. IRE 45, № 10, 1392 (1957).
 80. Б. В. Сергюванцев, Миллиметровые волны и их применение, М., 1957.
 81. R. F. Stewart, Proc. IRE 45, № 7, 1019 L (1957).
-