

УДК 621 385 2 → 621 376.232 2

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ С ИНЖЕКЦИЕЙ ЧЕРЕЗ $p-n$ -ПЕРЕХОД

*Е. И. Голант, А. А. Попадъин, А. С. Тагер*

Обсуждается механизм формирования отрицательного динамического сопротивления диода структуры  $p^+ - n - p^+$  в режиме малого сигнала. В режиме большого сигнала с помощью ЭВМ проведено исследование влияния уровня легирования на основные характеристики диода.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию возможностей инжекционно-пролетных диодов с инжекцией через барьер (ИПД)\*. Интерес к этим диодам вызван прежде всего их малыми шумами, значительно меньшими, чем у лавинно-пролетных диодов (ЛПД), и, в принципе, меньшими, чем у диодов Ганна.

Сочетание низкого уровня шумов с простотой изготовления, базирующейся на традиционной кремниевой технологии, делает заманчивым использование ИПД в чувствительных приемных устройствах СВЧ в качестве гетеродинов, малошумящих усилителей, смесителей с автонакачкой и т. п. Однако несмотря на то, что история ИПД восходит еще к работе Шокли [1], а в современном виде — к работам [2-4], эти диоды не получили пока широкого распространения. Такое положение объясняется, в основном, низкой эффективностью механизма формирования динамического отрицательного сопротивления (ДОС) в ИПД с безынерционной инжекцией [5], затрудняющей создание диодов с достаточно большими величинами отрицательного сопротивления, выходной мощности и КПД.

Возникает вопрос, насколько принципиальным является этот недостаток ИПД и нельзя ли улучшить его активные свойства путем оптимизации структуры и электрического режима работы. Сколько-нибудь подробный анализ этой проблемы требует знания зависимостей высокочастотных характеристик ИПД от его структурных и электрических параметров.

Основной задачей настоящей работы является качественный анализ механизма работы ИПД и исследования влияния профиля легирования на его нелинейные характеристики.

### 2. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ДИОДА

В рамках одномерной локальной полевой модели в режиме смыкания прямо- и обратносмещенного  $p-n$ -перехода физические процессы в  $p^+ - n - p^+$  ИПД описываются системой уравнений

\* В иностранной литературе эти диоды известны под названием BARITT (barrier injection transit time).

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(j) = 0; \tag{1}$$

$$\frac{J(t)}{S} = ej + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \tag{2}$$

с краевыми условиями

$$p(0, t) \equiv N(0), \quad p(L, t) \equiv N(L). \tag{3}$$

Здесь

$$j = pV(E) - D(E) \frac{\partial p}{\partial x},$$

$p(x, t)$ ,  $V(E)$ ,  $D(E)$  — соответственно концентрация, скорость дрейфа и коэффициент диффузии дырок,  $N(x)$  — концентрация акцепторной примеси (рис. 1а),  $J(t)$  — ток во внешней цепи,  $L$ ,  $S$  — толщина диодной структуры и площадь ее поперечного сечения,  $\epsilon\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $E(x, t)$  — напряженность электрического поля,  $e$  — абсолютная величина заряда электрона.

Для качественного анализа и приближенных расчетов весь диод обычно разбивают на ряд участков — чаще всего на три: 1) участок инжекции, 2) пролетный и 3) приконтактный участки.

Считается, что на участке инжекции образуется сгусток носителей тока, который затем попадает в пролетный участок, где происходит основное взаимодействие с электрическим полем; в приконтактном участке имеет место лишь диссипация энергии.

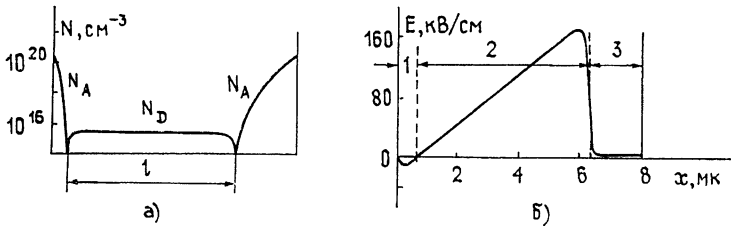


Рис. 1. Распределение концентрации примесей (а) и напряженности электрического поля в статическом режиме (б) в  $p^+ - n - p^+$  ИПД:  $N_A$ ,  $N_D$  — концентрация акцепторов и доноров; 1, 2, 3 — участки: инжекции, пролетный и приконтактный.

Следует отметить, что если в режиме «малого сигнала» такое разбиение можно сделать, зная распределение статического электрического поля (как это сделано на рис. 1б), то в нелинейном режиме границы участков становятся подвижными и указанное деление теряет смысл.

Будем характеризовать взаимодействие потока носителей заряда с электрическим полем мгновенной удельной мощностью  $P_1(t)$ :

$$P_1 = j_1 u_1, \tag{4}$$

где  $j_1 = J_1/S$ ,  $J_1(t)$  — переменная составляющая тока во внешней цепи,  $u_1(t)$  — переменная составляющая напряжения на диоде.

Из уравнения (2) для переменных составляющих можно получить (считая  $D \equiv \text{const}$ )

$$j_1(t) = e(pV)_1 - eD \frac{\partial p_1}{\partial x} + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_1}{\partial t}. \tag{5}$$

Интегрируя (5) по  $x$  от 0 до  $L$ , находим

$$j_1(t) = \frac{1}{L} \left\{ e \int_0^L (pV)_1 dx - eD [p_1(L) - p_1(0)] + \epsilon \epsilon_0 \frac{du_1}{dt} \right\}.$$

Согласно (3)  $p_1(0, t) = p_1(L, t) = 0$ , следовательно,

$$j_1(t) = \frac{e}{L} \int_0^L (pV)_1 dx + \frac{\epsilon \epsilon_0}{L} \frac{du_1}{dt}. \quad (6)$$

Интегрируя (4) по периоду с учетом (6), получаем

$$\bar{P}_1 = \frac{e}{LT} \int_0^T u_1 \left[ \int_0^L (pV)_1 dx \right] dt \quad \left( \bar{P}_1 = \frac{1}{T} \int_0^T P_1 dt \right).$$

Таким образом, при постоянном коэффициенте диффузии результирующее взаимодействие зависит явно лишь от дрейфовой составляющей конвективного тока  $e(pV)_1$ .

Ток  $e(pV)_1$  в приближении малого сигнала можно представить в виде двух слагаемых. Первое обусловлено модуляцией скорости носителей тока и имеет вид  $e p_0 V_1$ , второе — модуляцией плотности дырок —  $e V_0 p_1$  (индекс «0» относится к величинам в статическом режиме).

Из краевых условий (3) следует, что на границах структуры отсутствует модуляция плотности. Поэтому в приграничных участках доминирует модуляция скорости. Согласно численным расчетам работы [6] на границе участка инжекции модуляция плотности начинает превосходить модуляцию скорости. Это вызвано тем, что на этой границе потенциал электрического поля проходит через максимум (так как  $(d\varphi_0/dx)|_{x=x_1} = -E_0(x_1) = 0$ ), образуя потенциальный барьер для дырок.

Модуляция высоты барьера приводит к модуляции плотности потока дырок, т. е. к образованию сгустка носителей тока.

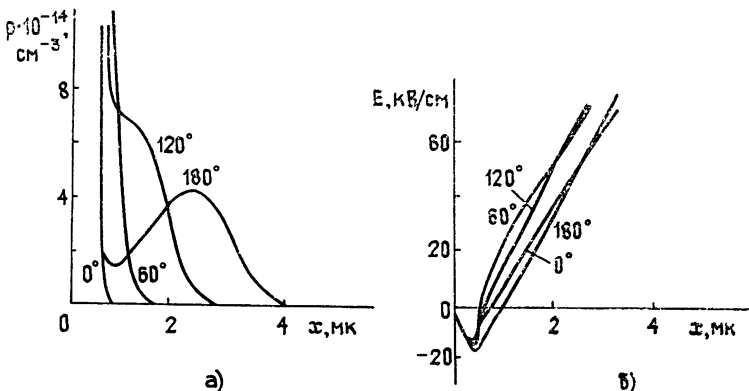


Рис. 2. Формирование сгустка носителей тока. Указана фаза высокочастотного напряжения на диоде.

Процесс формирования сгустка иллюстрируется рис. 2, на котором изображено распределение концентрации дырок (а) и напряженности электрического поля (б) вблизи инжектирующего  $p$ - $n$ -перехода в различные моменты времени.

Для наглядности приведены результаты расчета нелинейного режима («большой сигнал»).

Известно [7], что ток, обусловленный модуляцией скорости, синфазен с переменной составляющей электрического поля и вызывает лишь диссипацию энергии. Вторая же составляющая возмущения дрейфового тока, связанная с модуляцией плотности, может иметь любой сдвиг фазы относительно этого поля. Таким образом, за счет преобладания модуляции плотности в пролетном участке в полупроводниковых структурах подобного вида наблюдается динамическое отрицательное сопротивление.

### 3. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИПД

Для расчета характеристик диодов решалась система уравнений (1), (2) с краевыми условиями (3).

Исследовался режим заданного гармонического тока во внешней цепи:

$$\frac{J(t)}{S} = j_0 + j_{\max} \cos(2\pi f t).$$

Задавались значения постоянной составляющей  $j_0$ , амплитуды  $j_{\max}$ , частоты  $f$ , а также распределение концентрации дырок в начальный момент времени. Начальное распределение напряженности электрического поля находилось по заданному профилю легирования  $N(x)$  и начальному распределению концентрации дырок  $p(x, 0)$  из решения уравнения Пуассона

$$\frac{\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{\partial E}{\partial x} = [N(x) + p(x, 0)]$$

при условии  $\int_0^L E dx = 0$ .

Для дрейфовой скорости дырок и коэффициента диффузии использовались простейшие аппроксимации

$$V(E) = \frac{\mu E}{1 + (\mu |E| / V_s)}, \quad D(E) \equiv \text{const.}$$

Для кремния при комнатной температуре  $\mu = 470 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $V_s = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $D = 12,2 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Поскольку ИПД обычно работает в схемах со сравнительно высокой добротностью, в которых как ток, так и напряжение близки к гармоническим функциям времени, характеристики, рассчитанные для режима гармонического тока, достаточно полно описывают свойства диода.

Начально-краевая задача для системы уравнений (1), (2) решалась численно на ЭВМ методом конечных разностей.

Численное интегрирование уравнений по времени проводилось до тех пор, пока не устанавливался режим периодических колебаний. После этого вычислялись выходные параметры диода. В отличие от предыдущих работ [8, 9], в которых с целью уменьшения времени счета использовались те или иные упрощающие предположения, в настоящей работе система уравнений решалась строго для всей диодной структуры, включая сильнолегированные переходные участки. Необходимое сокращение времени было достигнуто путем применения более совершенной разностной схемы [10].

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

В качестве исходной для расчета была выбрана диодная структура, профиль легирования которой показан на рис. 1а. На рис. 1б показано полученное в результате расчета распределение статического электрического поля по толщине диодной структуры при типичном значении плотности тока питания  $j_0 = 150 \text{ A/cm}^2$ .

Для этой структуры были рассчитаны зависимости мощности, отдаваемой диодом в согласованную нагрузку, электронного КПД и полной проводимости диода от амплитуды и частоты колебаний.

Некоторые из этих зависимостей показаны на рис. 3. В большей части частотного диапазона активная проводимость монотонно падает с ростом амплитуды колебаний. Однако вблизи низкочастотного края зоны мягкого самовозбуждения (частотной области, в которой малосигнальная проводимость отрицательна) зависимость становится немонотонной. Более того, в определенном интервале частот активная проводимость, положительная при «малом сигнале», может стать отрицательной при увеличении амплитуды колебаний. Как показали расчеты, такой вид зависимости характерен для широкого класса ИПД и приводит к возможности жесткого режима возбуждения автоколебаний в генераторах на ИПД. Этот вывод подтверждается экспериментальными результатами работы [11]: при увеличении амплитуды колебаний наблюдалось смещение низкочастотного края зоны генерации ИПД в область более низких частот.

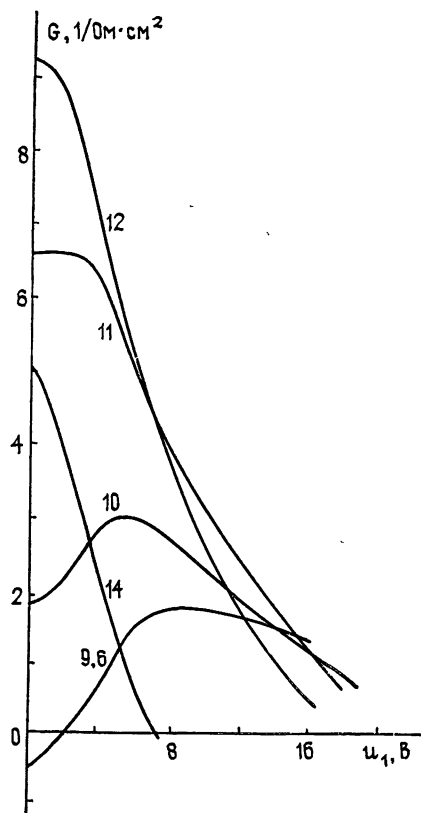


Рис. 3. Зависимости активной отрицательной проводимости ИПД от амплитуды первой гармоники напряжения на диоде,  $j_0 = 150 \text{ A/cm}^2$ , частота указана в ГГц.

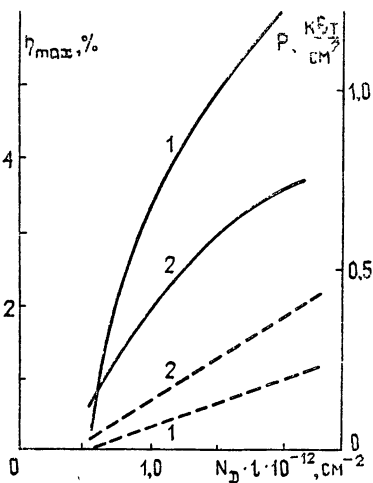
Подобная немонотонность известна у лавинно-пролетного диода (ЛПД), где она объясняется действием двух факторов: уменьшением средней крутизны инжекции (крутизны функции интегрального умножения) с ростом амплитуды колебаний и модуляцией ширины обедненной области под действием высокочастотного напряжения [12].

Эти же факторы действуют и в ИПД. В ЛПД уменьшение крутизны инжекции также приводит к ослаблению влияния пространственного заряда подвижных носителей и к увеличению, с ростом амплитуды, величины отрицательной проводимости. Однако, в отличие от ЛПД, где под действием высокочастотного напряжения смещается тыловая граница обедненного слоя, и немонотонный характер зависимости проводимости от амплитуды проявляется на высокочастотном краю зоны мягкого са-

мовозбуждения, в ИПД перемещается передняя граница и немонотонность проявляется на низкочастотном краю зоны.

На этом краю эффективный угол пролета меньше оптимального. Так как механизм инжекции безынерционен, сгусток инжектируется в пролетный участок в момент времени, соответствующий максимуму высокочастотного напряжения на диоде. При увеличении амплитуды пролетный участок в момент инжекции сгустка расширяется за счет участка инжекции (см. рис. 2), в результате чего возрастает эффективный угол пролета, приближаясь к оптимальному. Поэтому и наблюдается некоторый рост отрицательной проводимости.

Рис. 4. Зависимости максимального КПД  $\eta$  и соответствующей мощности  $P$  от концентрации примеси в  $n$ -области при  $f = 10$  ГГц, сплошная кривая —  $\eta$ , штриховая —  $P$ ;  $1 - j_0 = 50$  А/см<sup>2</sup>,  $2 - j_0 = 150$  А/см<sup>2</sup>.



Как указывалось в [9], выходная мощность и КПД диода могут, в принципе, быть увеличены путем повышения уровня легирования его пролетного участка. Расчеты подтверждают это предположение. На рис. 4 показаны расчетные зависимости максимального КПД и соответствующей мощности от величины произведения введения концентрации примеси в  $n$ -области на ее толщину. Эта величина пропорциональна максимальной напряженности электрического поля в диодной структуре:

$$E_{\max} \approx \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} N_D l.$$

При  $N_D l > 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что при  $l = 5,5 \text{ мк}$  соответствует  $N_D > 2,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_{\max} > 2,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ .

В таких полях начинается ударная ионизация атомов решетки, вызывающая резкое увеличение уровня шума ИПД.

Сопоставление результатов строгого (в рамках одномерной локальной полевой модели) расчета нелинейных свойств ИПД, выполненного в настоящей работе, с ранее опубликованными данными показывает, что даже небольшие упрощения физической модели диода приводят к потере существенной информации о его высокочастотных характеристиках. В частности, только строгий расчет позволил выявить немонотонность изменения активной проводимости диода с ростом амплитуды колебаний и связанное с этим наблюдавшееся экспериментально расширение частотной области существования отрицательной проводимости.

Следует также отметить, что возможность повышения эффективности ИПД при увеличении уровня легирования, рекомендованная в [9], ограничена развитием ударной ионизации в пролетном участке диода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Shockley, The Bell-Sistem Tech. J., 4, 799 (1954).
2. А. С. Тагер, Диссертация ИРЭ АН СССР, 1962\*.
3. G. T. Wright, Electr Lett., 4, 543 (1968).
4. H. Ruegg, IEEE Trans, ED-15, 577 (1968).
5. А. С. Тагер, Изв вузов — Радиоэлектроника, 17, 3 (1974)
6. G. T. Wright, N. B. Sullivan, Solid-State Electr., 16, 535 (1973).
7. D. Dascalu, Int. J. Electronics, 25, 301 (1968).
8. M. Karasek, Solid-State Electr., 19, 625 (1976).
9. J. A. C. Stewart, Electr. Lett., 10, 193 (1974).
10. Е. И. Голант, ЖВМ и МФ, 18, 1162 (1978).
11. С. Р. Спарт, Р. Weissglas, IEEE Trans, ED-19, 1109 (1972).
12. Е. И. Голант, Э. В. Погорелова, А. С. Тагер, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, вып 7, 46 (1978).

Поступила в редакцию  
7 мая 1979 г.

THEORETICAL INVESTIGATION OF CHARACTERISTICS  
IN INJECTION-TRANSIT DIODES THROUGH  $p-n$  TRANSITION

*E. I. Golant, A. A. Popad'in, A. S. Tager*

A formation mechanism is discussed of a negative dynamic resistance of a diode of  $p^+ - n - p^+$  structure in the regime of a small signal. The computer study of the effect of the alloying level on the basic characteristics of the diode is made in the regime of a large signal.

---

\* Материалы диссертации опубликованы в монографии: А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов, Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ, изд. Сов. радио, М., 1968