

ВЛИЯНИЕ ЗАХВАТА НА ЛОВУШКИ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ В ПРОЛЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

В. М. АРУТЮНЯН, В. В. БУНИАТЯН

Исследованы импедансные характеристики полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов при слабых полях, т. е. при условии постоянства подвижности носителей и при наличии уровней прилипания в запрещенной зоне полупроводника.

1. В в е д е н и е

В последние годы уделяется большое внимание изучению и практическим разработкам нового типа пролетных диодов со смыканием переходов — BARITT или инжекционно-пролетных диодов (ИПД), отличающихся от известного представителя этого класса — лавинно-пролетных диодов (ЛПД) — механизмом инжекции носителей заряда в пролетное пространство. Более низкий, чем у ЛПД, уровень шума, широкий рабочий диапазон частот, стабильность характеристик и простота конструкции позволяют использовать ИПД в качестве малошумящих СВЧ-усилителей и других приборов СВЧ-диапазона. Принцип действия, достигнутый уровень разработок и методы изготовления ИПД обсуждались в обзорах [1—3] и монографиях [4, 5].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния примесных уровней на малосигнальные характеристики ИПД.

2. Т е о р и я

ИПД представляют собой двухполюсные приборы, состоящие из однороднолегированной области n - или p -типа с контактами в виде p - n -переходов (p^+-n-p^+), барьеров Шоттки (M - n - M) или их комбинации (M - n - p^+). При изучении малосигнальных характеристик рассмотренной ниже p^+-n-p^+ -структуры p^+ -слои считаются сильнолегированными, а в центральной n -области предполагается наличие примесей, создающих уровни прилипания для дырок с концентрацией N_+ , расположенных в нижней половине запрещенной зоны вблизи потолка валентной зоны. В такой структуре часть инжектированных носителей захватывается ловушками, что приводит к увеличению связанного объемного заряда и существенно изменению импеданса и вольт-амперной характеристики ИПД.

В настоящем рассмотрении предполагается, что приложенное к структуре напряжение больше напряжения смыкания. В равновесном состоянии все мелкие донорные примеси, лежащие вблизи дна зоны проводимости, ионизированы и обмен дырками осуществляется только между валентной зоной и уровнями прилипания. Тогда из кинетического уравнения для уровней прилипания с концентрацией N_+ , захвативших дырки, имеем

$$N_+ = \frac{pN_t}{p + p_t + \frac{j\omega\tilde{N}_+}{\alpha N_t}}, \quad (1)$$

где α — коэффициент захвата дырок на уровень прилипания, p — концентрация дырок, p_t — стат-фактор Шокли—Рида (концентрация дырок в валентной зоне в случае, когда уровень Ферми совпадает с уровнем прилипания).

Так как при малосигнальном анализе $\tilde{p}_1(t) \ll p_0$ и p_t , то при больших значениях коэффициента захвата α имеем

$$N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p_0 + p_t}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{\tilde{p}_1(t) N_t}{p_0 + p_t}. \quad (2)$$

Из уравнения тока и уравнения Пуассона при постоянной подвижности дырок μ_p для переменных составляющих имеем

$$J_1(t) = qp_0 v_1 + qp_1 v_0 + j\omega E_1, \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_1}{\partial x} = qp_1 + q\tilde{N}_+.$$

Физический смысл и поведение различных компонент тока в (3) рассмотрены Даскалу [6]. Если генерируемая из-за распространения волн объемного заряда мощность превышает рассеиваемую, то структура способна функционировать в качестве источника высокочастотной мощности и проявлять на высоких частотах динамическое отрицательное сопротивление (ДОС).

Интегрируя уравнения (3), можно получить малосигнальные характеристики прибора. Ниже будем пользоваться методикой расчета работы [7], а для величины v_0 воспользуемся результатами работы [8].

Рассмотрим приближения малого уровня инжекции, когда

$$p_0 + p_1 \ll p_t, \quad N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p_t}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{p_1 N_t}{p_t}, \quad (4)$$

и большого уровня инжекции, когда

$$p_0 + p_1 \gg p_t, \quad N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{p_1 N_t}{p}. \quad (5)$$

Условно назовем случай (4) первым, а (5) — вторым. Из (3)—(5) для переменных составляющих получаем

$$-\frac{J_{11} v_t \beta_t}{\varepsilon} = \frac{d^2 U_{11}}{dT^2} + (j\omega \beta_t - \omega_1) \frac{dU_{11}}{dT}, \quad (6)$$

где U_{11} — переменное напряжение,

$$\beta_1 = 1 + \frac{N_t}{p_t}, \quad \beta_2 = 1 + \frac{\omega_t}{\omega_2} (e^{\omega_2 t} - 1) + \frac{\omega_t}{\Omega} e^{\omega_2 t},$$

$$\Omega = \frac{\sigma}{\varepsilon}, \quad \omega_1 = \frac{q\mu_p N_g}{\varepsilon}, \quad \omega_2 = \frac{q\mu_p}{\varepsilon} (N_g + N_t),$$

$$T = \int_0^x \frac{dx}{v_0} - \text{время пролета.}$$

Используя граничные условия $T=0$, $x=0$, $U_{11}=0$ и выражения для dU_{11}/dT при $x=0$ и $T=0$, легко получить следующие значения U_{11} и U_{12} :

$$\begin{aligned} -U_{11} = & \frac{J_{11}\beta_1\Omega v_s}{\varepsilon\omega_1^2 j\omega} \left\{ e^{\theta_1} - 1 + \frac{j\theta\beta_1}{\theta_1 - j\theta\beta_1} - \frac{\theta_1^2 (e^{\theta_1 - j\theta\beta_1} - 1)}{(\theta_1 - j\theta\beta_1)^2} \right\} + \\ & + \frac{J_{11}v_s}{\varepsilon\omega_1 j\omega} \left\{ e^{\theta_1} + \frac{j\theta\beta_1}{\theta_1 - j\theta\beta_1} \left[\frac{\beta_1(1 + j\theta_s) - \theta_1/\theta_u}{\beta_1(1 + j\theta_s)} \right] - \frac{\theta_1 e^{\theta_1 - j\theta\beta_1}}{(\theta_1 - j\theta\beta_1)(1 + j\theta_s)} \right\}, \\ -U_{12} = & \frac{J_{12}v_s\Omega}{\varepsilon\omega_2^2 j\omega} \left\{ \frac{j\theta\theta_t(\Omega + \omega_2)^2 e^{2\theta_2}}{2\Omega^2\theta_2(\theta_2 + \theta_t + j\theta\beta_2)} + \frac{j\theta(\theta_2 - \theta_t)}{(\theta_2 - \theta_t - j\theta\beta_2)^2} - \right. \\ & - e^{\theta_1 - j\theta\beta_2} \left[\frac{j\theta(\Omega + \omega_2)(\theta_2 - 2\theta_t)}{\Omega\theta_2(\theta_t - j\theta\beta_2)} + \frac{j\theta\theta_t(\Omega + \omega_2)^2}{2\Omega^2\theta_2(\theta_2 + \theta_t + j\theta\beta_2)} - \frac{j\theta\theta_1}{(\theta_1 - j\theta\beta_2)^2} \right] + \\ & + \frac{j\theta\theta_1}{\theta_1 + j\theta\beta_2} + \frac{j\theta(\theta_1 - \theta_t)e^{\theta_1}}{\theta_2(\theta_t + j\theta\beta_2)} \left. \right\} + \frac{J_{12}v_s}{\varepsilon\omega_2 j\omega} \left\{ \frac{j\theta(\theta_1 - \theta_t)e^{\theta_1}}{\theta_2(\theta_t + j\theta\beta_2)} + \right. \\ & + \frac{j\theta(e^{\theta_1 - j\theta\beta_2} - 1)}{\theta_2(\theta_1 - j\theta\beta_2)} \left[\frac{\theta_2^2 - H\theta_2\theta_u(1 + j\theta_s)}{\theta_u(1 + j\theta_s)} \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\theta = \omega T, \quad \theta_1 = \omega_1 T, \quad \theta_2 = \theta_1 + \theta_t, \quad \theta_s = \frac{\varepsilon\omega}{\sigma},$$

$$H\omega_2 = \Omega + \omega_1 + \frac{\omega_t\omega_2}{2\Omega} - \frac{3\Omega\omega_t}{2\omega_2}, \quad \theta_u^* = \Omega T,$$

θ_s — величина, обратная т. н. параметру инжекции, введенному в [1]; в общем случае она является комплексной величиной: $\theta_s = |\theta_{s0}| e^{j\varphi}$, где фаза φ характеризует запаздывание тока инжекции от поля.

3. Обсуждение результатов

Полное сопротивление диода с площадью S на частоте ω

$$Z_l(\omega) = \frac{U_{11}}{S J_{11}}$$

представим в виде активной и реактивной составляющих:

$$Z_l(\omega) = R_l(\omega) - jX_l(\omega),$$

где

$$R_l(\omega) = R_{SCL} + R_{Bl}, \quad X_l(\omega) = X_{SCL} + X_{Bl}$$

обусловлены вкладом тока, ограниченного объемным зарядом (SCL), и тока, ограниченного барьером (B).

Анализируя выражения (7), легко найти зависимость импеданса от различных параметров (рис. 1—4). Анализ показывает, что отрицатель-

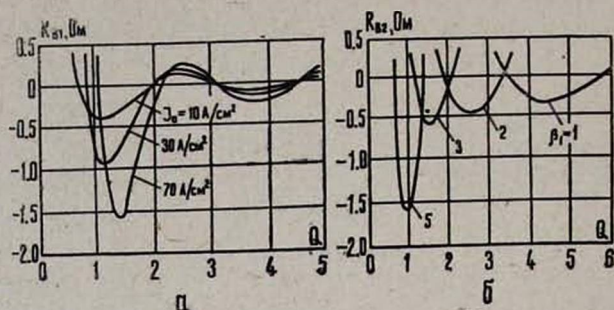


Рис. 1. Зависимость активного отрицательного сопротивления от угла пролета θ в режиме низкого уровня инжекции: а) для различных значений тока смещения J_0 , $\beta_1 = 3$, $\theta_1 = 2$; б) при различных значениях параметра β_1 , $J_0 = 10 \text{ A/cm}^2$ (площадь прибора — $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, концентрация примесей — $1,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность дырок — $450 \text{ см}^2/\text{В сек}$).

ное значение $R_l(\omega)$ возможно при углах пролета, для которых выполняется неравенство

$$B_0 \frac{h}{m} < \theta_{s0}^2 \cos 2\varphi, \quad (9)$$

где

$$B_0 = 1 + \theta_{s0}^2 \cos 2\varphi,$$

$$\begin{aligned} h &= \beta_1 - \frac{\theta_{s0}}{\theta} (\theta_1 \cos \varphi + \theta \beta_1 \sin \varphi) - \frac{\theta_1^2 + \theta^2 \beta_1^2}{\theta \theta_1} \times \\ &\times (\theta_{s0} + e^{\theta_1}) \sin 2\varphi + \frac{e^{\theta_1}}{\theta} (l \sin 6\beta_1 + k \cos \theta \beta_1), \\ m &= \frac{\theta_{s0}}{\theta} (\theta \beta_1 \cos \varphi + \theta_1 \sin \varphi) + \frac{B_0}{\theta \theta_1} [e^{\theta_1} (\theta_1^2 + \theta^2 \beta_1^2) - \theta^2 \beta_1^2] - \\ &- \frac{\theta_{s0}^2 \theta_1}{\theta} \cos 2\varphi + \frac{e^{\theta_1}}{\theta} (k \sin 6\beta_1 - l \cos \theta \beta_1), \\ l &= \theta_1 + \theta \beta_1 \theta_{s0} \cos \varphi - \theta_1 \theta_{s0} \sin \varphi, \\ k &= \theta_1 \theta_{s0} \cos \varphi - \theta \beta_1 + \theta \beta_1 \theta_{s0} \sin \varphi. \end{aligned}$$

Численные оценки показывают, что в отсутствие запаздывания инжекции в области углов пролета θ , при которых имеется ДОС, составляющая активного сопротивления R_{SCL1} по абсолютной величине всегда меньше R_{B1} .

Таким образом, (9) является, по существу, условием возникновения ДОС в ИПД с ловушками. Анализ (9) показывает, что с ростом концентрации ловушек ДОС по абсолютной величине увеличивается, но частотный диапазон, где имеет место ДОС, сужается и смещается в область более низких частот. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 1 численными примерами для типичных ИПД. На рис. 2 приведена зависимость R_i от концентрации примесей N_g , а на рис. 3 — зависимость R_i от угла про-

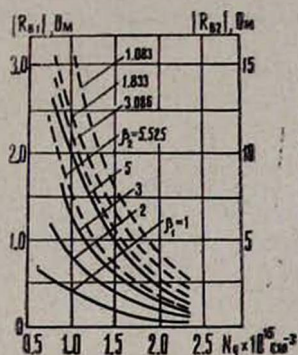


Рис. 2. Зависимость R_{B1} от концентрации N_g (см^{-3}) при различных значениях параметра β_1 ; значения остальных параметров — как на рис. 1 (сплошные линии — R_{B1} , пунктирные линии — R_{B2}).

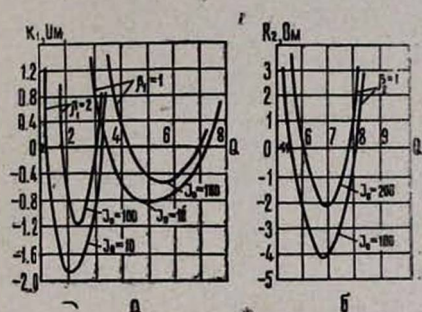
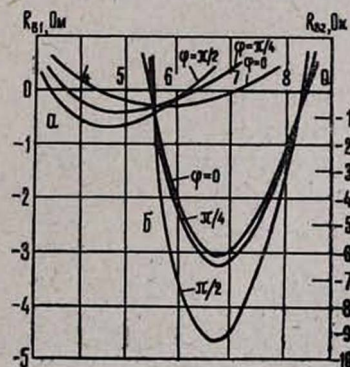


Рис. 3. Зависимость суммарного активного сопротивления $R_1 = R_{B1} + R_{SCL1}$ (а) и $R_2 = R_{B2} + R_{SCL2}$ (б) от угла пролета θ для различных значений J_0 (А/см^2).

та θ для различных значений тока J_0 и β_1 . Зависимость R_{B1} от угла пролета θ для различных значений фазы φ приведена на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость активного отрицательного сопротивления R_{B1} (а) и R_{B2} (б) от угла пролета θ для различных значений фазы φ ; $J_0 = 70 \text{ А/см}^2$, значения остальных параметров — как на рис. 1.



В заключение отметим, что полученные результаты при $N_t = 0$ в точности переходят в результаты работ [7—10], получившие экспериментальное подтверждение. Особый интерес представит обнаружение увеличения

абсолютного значения ДОС из-за увеличения объемного заряда уровнями прилипания, так как это может открыть возможность устранения одного из существенных недостатков ИПД — малой величины ДОС.

Институт радиопизики
и электроники АН АрмССР
Ереванский политехнический
институт

Поступила 20.1.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Татер. Изв. вузов СССР, Радиоэлектроника, 17, 3 (1974).
2. А. А. Жеребцова. Зарубежная электронная техника, № 4, 3 (1974).
3. Г. В. Петров. Зарубежная радиоэлектроника, № 2, 114 (1975).
4. D. Dascalescu. Injectia unipolara in dispozitive electronice semi-conductoare. Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1972.
5. D. Dascalescu. Transit-time effects in unipolar solid-state device, Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1974.
6. D. Dascalescu. Int. J. Electronics, 25, 301 (1968).
7. G. T. Wright. Sol. St. Electron, 16, 903 (1973).
8. G. T. Wright, N. B. Sultan. Sol. St. Electron, 16, 535 (1973).
9. P. N. Robson. The Radio and Electronic Engineer, 44, 553 (1974).
10. А. С. Татер, В. Б. Сулимов, Н. Я. Малькова-Хаймова. Радиотехника и электроника, 20, 387 (1975).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐՈՒՄ ԻՆՅԵԿՏԻՎԱՄ ԼԻՑԲԱԿԻՐՆԵՐԻ
ԳՐԱՎՄԱՆ ԱՋԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻՆՅԵԿՏԻՎՈՒ-ԹՈՒԶԲԱՅԻՆ
ԳԻՈՂՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱՏՅԱՆ

Հետազոտվում է կիսահաղորդչային ինժեկցիոն-թռչալիս դիոդների իմպեդանսային բնութագրերը լիցբակիրների հաստատուն շարժունակության (թույլ դաշտերի աղբյուրային) և կիսահաղորդչի արգելման զոնայում գրավման մակարդակների առկայության պայմաններում:

THE INFLUENCE OF TRAPPING OF INJECTED CURRENT CARRIERS IN THE DRIFT SPACE ON THE CHARACTERISTICS OF INJECTION TRANSIT-TIME DIODES

V. M. HARUTUNYAN, V. V. BUNIATYAN

Two-terminal impedance characteristics of the semiconductor punch-through structure were examined for the operation under low field conditions, i. e. the constant mobility and the presense of trap levels in the forbidden band of a semiconductor.