

# Особенности вольт-амперных характеристик длинных полупроводниковых структур на сверхвысоких уровнях двойной инжекции

© Н.М. Володин, П.С. Смертенко\*, Л.Л. Федоренко\*, А.В. Ханова

Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина,  
141400 Химки, Россия

\* Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252028 Киев, Украина

(Получена 20 июня 1997 г. Принята к печати 29 апреля 1998 г.)

Анализ вольт-амперных характеристик длинных полупроводниковых структур на сверхвысоких уровнях двойной инжекции вызван широким распространением низкоомных материалов в современной твердотельной электронике. Показано, что в ходе такого анализа неприменима чисто плазменная модель полупроводника, так как необходимо учитывать зависимость подвижности носителей заряда от их концентрации  $\mu(n)$ . Проанализированы условия возникновения резко сверхлинейных вольт-амперных характеристик в области начального изменения  $\mu(n)$  только за счет темпа изменения подвижности основных носителей ( $\lambda$ -эффект). На экспериментальных вольт-амперных характеристиках  $\lambda$ -эффект проявляется в виде резких скачков тока и соответствующих им высоких значений дифференциальной степени вольт-амперной ( $J - V$ ) характеристики ( $\alpha = d \lg J / d \lg V$ ), определяемых изменением дифференциальной степени зависимости подвижности носителей заряда от концентрации  $\lambda(n) = d \lg \mu / d \lg n$ . Расчет показал, что механизм возникновения  $\lambda$ -эффекта может быть определен при достижении уровней инжекции до  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

## Введение

В данной работе на основе теории инжекционно-контактных явлений, с учетом характера зависимости подвижности носителей заряда от их концентрации, проанализированы условия возникновения резко сверхлинейных вольт-амперных характеристик полупроводниковых структур.

Рассматриваются особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ) длинных полупроводниковых структур на сверхвысоких уровнях двойной инжекции (СВДИ). Несмотря на то что до настоящего времени этот вопрос не анализировался, необходимость такого рода анализа определяется широким распространением низкоомных материалов в современной твердотельной электронике.

Необходимо отметить, что постановка задачи не ограничивается рассмотрением только низкоомных материалов. Условие низкоомности эквивалентно условию высоких плотностей тока. Однако для высокоомных структур при таких же высоких плотностях тока джоулев разогрев структуры может не позволить наблюдать особенности режима СВДИ.

Геометрия исследуемой структуры представлена на рис. 1. В данном рассмотрении  $L > l_a + l_k$ , где  $l_a, l_k$  — амбиполярная диффузионная длина у анода и катода соответственно. Материал катода и анода должен быть хорошим инжектором электронов и дырок.

Для решения поставленного вопроса воспользуемся теорией инжекционно-контактных явлений, разработанной в [1].

## 1. Исходные уравнения и приближения

Для расчета ВАХ при сверхвысоких уровнях инжекции необходимо учитывать зависимости от концентраций электронов и дырок ( $n, p$ ) их подвижностей ( $\mu_n, \mu_p$ ), коэффициентов диффузии ( $D_n, D_p$ ) и в общем случае — диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  [2–5]. При этом вид зависимости интенсивности рекомбинации от концентрации носителей  $R(n, p)$  также может существенно отличаться от таковой в модели Шокли–Рида как за счет подключения оже-процессов, так и из-за сложной зависимости от  $n$  и  $p$  в условиях вырождения полупроводника [3–6].

При реализации бездиффузионного приближения из уравнения тока, уравнения Пуассона и условия непрерывности, согласно [1], можно получить систему

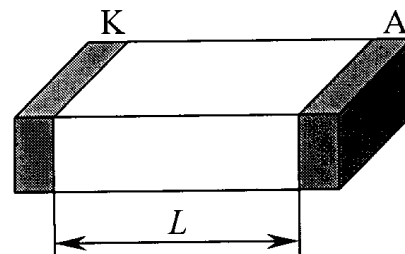


Рис. 1. Геометрия структуры:  $L$  — межконтактная длина;  $K$  — катод;  $A$  — анод. Материал катода и анода: металл или высоколегированный  $n^+$ - и(или)  $p^+$ -слой полупроводника.

уравнений

$$E(n, j) = \frac{j}{e[\mu_n(n)n + \mu_p(n)p]},$$

$$j_n = j \frac{\mu_n(n)n}{\mu_n(n)n + \mu_p(n)p}, \quad (1)$$

$$dx = \frac{dj_n}{eR(n)} = \frac{j}{eR(n)} d \left[ \frac{\mu_n(n)n}{\mu_n(n)n + \mu_p(n)p} \right],$$

где  $e$  — заряд электрона,  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок в произвольной точке  $x$  полупроводниковой структуры,  $j$  — плотность сквозного тока,  $E$  — напряженность электрического поля. Плотность объемного заряда —  $\rho(n, p)$ , причем вид зависимостей  $R(n, p)$  и  $\rho(n, p)$  определяется моделью полупроводника.

Условие квазинейтральности  $\rho \equiv |\rho_+| - |\rho_-| \approx 0$  означает выполнение соотношений

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \ll \frac{4\pi}{\varepsilon} |\rho_+| \approx \frac{4\pi}{\varepsilon} |\rho_-|,$$

$$\frac{\varepsilon(n)}{4\pi} |r(n)| \ll |\rho_+| \approx |\rho_-|, \quad (2)$$

где  $|\rho_+|$  и  $|\rho_-|$  означают положительную и отрицательную составляющие объемного заряда  $\rho(p, n)$  соответственно,

$$r(n) = - \frac{\mu_n[1 - \lambda_n(n)] + \mu_p(n)\{[dp/dn] - \lambda_p(n)[p(n)/n]\}}{\mu_n(n)\mu_p(n)\{p(n)[1 + \lambda_p(n) - \lambda_n(n)] - n[dp/dn]\}} R(n) \quad (3)$$

— амбиполярная рекомбинационная функция, а

$$\lambda(n) = - \frac{n}{\mu} \frac{d\mu}{dn}$$

— дифференциальная степень зависимости  $\mu(n)$ .

Если ввести также удельную проводимость

$$\sigma(n) = e[\mu_n(n)n + \mu_p(n)p(n)], \quad (4)$$

то ВАХ из (1) определяется следующей системой уравнений [1]:

$$L = \int_0^L dx = -j \int_{\sigma_S(j)}^{\sigma_k(j)} \frac{d\sigma}{\sigma^2 r(\sigma)},$$

$$V = \int_0^E E(x) dx = -j^2 \int_{\sigma_S(j)}^{\sigma_k(j)} \frac{d\sigma}{\sigma^3 r(\sigma)}, \quad (5)$$

где  $\sigma_k(j)$  — прикатодная удельная проводимость, а  $\sigma_S(j) = \sigma_{n=ns(j)}$  — значение  $\sigma(x)$  в минимуме вблизи

анода (предполагается  $r < 0$ ). Точность первого интеграла в (5) определяется выполнением условия  $L > l_a + l_k$ , а второго — реализацией критерия бездиффузионности [1]

$$V(j) \gg \frac{kT}{e} \ln \left| \frac{r_k(j)\sigma_k(j)}{r_a(j)\sigma_a(j)} \right|,$$

где  $kT/e$  — термодинамический потенциал.

Далее решение системы (5) будет проводиться в приближении "виртуального катода" ( $\sigma_k \rightarrow \infty$ ), что означает на основе [1] реализацию условия  $V(j) \ll |r_k(j)|L^2/2$ , где  $r_k(j) = r_{n=ns(j)}$ .

## 2. Модель объемного заряда

На высоких уровнях инжекции условие квазинейтральности  $\rho(n, p) \approx 0$  можно записать в виде

$$p(n) \approx n + \Delta N, \quad (6)$$

где

$$\Delta N = \sum_A \frac{C_{nA}}{C_{nA} + C_{pA}} N_A - \sum_D \frac{C_{pD}}{C_{nD} + C_{pD}} N_D > 0$$

— абсолютная величина разности зарядов на всех акцепторных ( $A$ ) и донорных ( $D$ ) состояниях,  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты рекомбинации на них электронов и дырок соответственно [1,7].

Тогда критерий квазинейтральности из (2) и (3) получит вид (с учетом  $|\rho_+| = ep(n)$ ):

$$\frac{\varepsilon(n)|r(n)|}{4\pi ep(n)} = \frac{\varepsilon(n)}{4\pi e} \times \frac{\mu_n(n)[1 - \lambda_n(n)] + \mu_p(n)\{1 - \lambda_p(n) - \lambda_p(n)[\Delta N/n]\}}{\mu_n(n)\mu_p(n)\{[\lambda_p(n) - \lambda_n(n)]n + [1 + \lambda_p(n) - \lambda_n(n)]\Delta N\}} \times \frac{R(n)}{p(n)} \ll 1, \quad (7)$$

а из (4) следует

$$\sigma(n) = e[\mu_n(n) + \mu_p(n)]n + e\mu_p(n)\Delta N. \quad (8)$$

Можно показать, что в условиях реализации плазменной модели полупроводника, когда

$$p \approx n \gg \Delta N,$$

$$\sigma(n) \approx e[\mu_n(n) + \mu_p(n)]n, \quad (9)$$

пренебрежение величиной  $\Delta N$  в  $r(n)$  из (3) и (7) требует выполнения условий

$$n \gg \begin{cases} \frac{\mu_p(n)\lambda_p(n)}{\mu_n(n)[1 - \lambda_n(n)] + \mu_p(n)[1 - \lambda_p(n)]} \Delta N, \\ \frac{1 + \lambda_p(n) - \lambda_n(n)}{\lambda_p(n) - \lambda_n(n)} \Delta N \end{cases} \quad (10)$$

— более жестких, чем в (9), когда  $\lambda(n) \rightarrow 0$  или  $\lambda(n) \rightarrow 1$ .

Это обстоятельство подвергает сомнению использование чисто плазменной модели в инжекционных задачах [8], так как при  $\mu(n) = \mu = \text{const}$   $\lambda(n) \rightarrow 0$ , и выполнение второго условия в (10) затруднено. Поэтому справедливость чисто плазменной модели полупроводника в задачах рассматриваемого типа может быть определена лишь при определении характера зависимости подвижности носителей от их концентрации —  $\mu(n)$ .

### 3. Модель рассеяния

При учете электронно-дырочного рассеяния носителей в невырожденной структуре в соответствии с данными работы [5] подвижность  $\mu_{n,p}^*$  можно записать в виде

$$\mu_{n,p}^*(n) = \mu_{n,p} / \left\{ 1 + \frac{n}{Q(n)} \ln \left[ 1 + \left( \frac{M(n)}{n} \right)^{2/3} \right] \right\}, \quad (11)$$

где  $\mu_{n,p}$  — подвижность носителей при  $n \approx p \rightarrow 0$ , а

$$Q(n) = \frac{3\varepsilon^2(n)(kT)^{3/2}}{\sqrt{8\pi} e^3} \sqrt{\frac{m_n + m_p}{m_n m_p}} \frac{1}{\mu_{n,p}},$$

$$M(n) = 64 \frac{[\varepsilon(n)kT]^3}{e^6}, \quad (12)$$

$m_n$  и  $m_p$  — эффективные массы электронов и дырок.

В случае электронно-дырочного рассеяния при учете квантовых эффектов, согласно [7], результат (11) для области  $n \ll M$  остается в силе, если заменить  $Q(n)$  и  $M(n)$  величинами

$$Q^*(n) = \frac{2^{9/2} \varepsilon^2(n)(kT)^{3/2}}{3\pi^{3/2} e^3} \sqrt{\frac{m_n + m_p}{m_n m_p}} \frac{1}{\mu_{n,p}},$$

$$M^*(n) = \frac{24\pi}{\exp(1)} \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} \varepsilon(n) \left( \frac{kT}{eh} \right)^2. \quad (13)$$

В случае сильного вырождения узкозонного полупроводника следует учитывать также эффект Кейна [4], в соответствии с которым при росте  $n$  нарастает эффективная масса носителей в плазме ( $p \approx n$ ) согласно выражению

$$m_{n,p}^*(n) = m^* \sqrt{1 + \left( \frac{n}{N} \right)^{2/3}},$$

$$N = \frac{\sqrt{8\pi}}{3} \frac{(m^* E_g)^{3/2}}{h^3}, \quad (14)$$

где  $m^*$  — эффективная масса носителя при  $n \rightarrow 0$  ( $m^* = m_n, m_p$ ),  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника для данного уровня легирования. При комнатной температуре (300 К) и  $\varepsilon \approx 10$  величина  $M(n) \approx 3.7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Если  $Q(n) \ll M(n)$  и  $n \ll M(n)$ , то существенное изменение (уменьшение в 2 раза) величины  $\mu(n)$  в [11] достигается при

$$n \equiv n_m \cong \frac{3}{2} \left\{ Q(n) / \ln \left[ \frac{2M(n)}{3Q(n)} \ln \frac{2M(n)}{3Q(n)} \right] \right\}. \quad (15)$$

Величина  $n_m$  из (15) — порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $\mu \approx 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , в то время как величина  $N$  в (14) — такого же порядка только для узкозонных материалов с аномально низкими  $E_g$  и эффективными массами носителей (InSb и др.). В целом можно выделить класс материалов, для которых  $n_m \ll N$ , и в соответствии с (12), (14) и (15) имеет место соотношение

$$\mu \gg \frac{9\varepsilon^2(n)h^3}{8\pi^{3/2} e^3} \left( \frac{kT}{E_g} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{m_n + m_p}{m_n m_p}} \frac{1}{(m^*)^3}, \quad (16)$$

ограничивающее исходные (при малых  $n$ ) подвижности носителей по минимуму на уровне единиц  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , при  $\varepsilon \approx 10$ ,  $T \approx 300 \text{ К}$ ,  $E_g \approx 1 \text{ эВ}$ ,  $m_n \approx m_p \approx m$ . Это означает, что при выполнении (16) в условиях

$$n \ll n_m(n) \ll N \ll M(n) \quad (17)$$

можно не учитывать эффект Кейна. При этом из (11) легко получить

$$\mu(n) \approx \mu, \quad \lambda(n) \approx \frac{2}{3} \frac{n}{Q(n)} \left[ \ln \frac{M(n)}{n} - 1 \right] \ll 1. \quad (18)$$

А при обращении сильного неравенства (16) на противоположное в условиях

$$n \ll N \ll n_m(n) \ll M(n)$$

необходимо при относительно малых  $n$  учитывать лишь эффект Кейна, так что

$$\mu(n) \approx \mu, \quad \lambda(n) \approx \frac{1}{3} \left( \frac{n}{N} \right)^{2/3} \ll 1. \quad (20)$$

### 4. Модель рекомбинации

Условия (16), (18) и (20) могут выполняться (или нарушаться) для обоих типов носителей. Однако, согласно условию  $r < 0$  в (3) и (5), нами будет рассматриваться (для определенности и простоты) ситуация, когда основными носителями являются дырки, так что при не слишком высоких  $n$  выполняются соотношения  $n \gg \Delta N > 0$ ,  $\mu_p(n) \approx \mu_p \gg \mu_n(n) \approx \mu_n$ ,  $m_p(n) \approx m_p \ll m_n(n) \approx m_n$  и в соответствии с (3), (4) и (6) имеем

$$r(n) = - \frac{R(n)}{\mu_n [\lambda_p(n)n + \Delta N]},$$

$$n(\sigma) = \frac{\sigma}{e\mu_p}, \quad (21)$$

а из (7) условие квазинейтральности запишется в виде

$$\frac{\varepsilon}{4\pi e} \frac{R(n)}{\mu_n n [\lambda_p(n)n + \Delta N]} \ll 1, \quad (22)$$

где в дальнейшем предполагается

$$\varepsilon = \text{const} |(n/\varepsilon)(d\varepsilon/dn)| \ll 1.$$

### 5. Расчет вольт-амперной характеристики

Пусть  $R(n) = \gamma n^2$ , что имеет место как при зонной или уровневой рекомбинации на мелкие ловушки при отсутствии вырождения [1,8], так и для нормальной оже-рекомбинации при наличии вырождения [7]. В этом случае из (16), (18) и (21) можно получить

$$r(\sigma) = -\frac{3}{2} \frac{Q_p \gamma}{\mu_n} \frac{\sigma^2}{\sigma^2 [\ln(\sigma_M/\sigma) - 1] + \sigma_\Delta^2}, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_M &\equiv e\mu_p M, & \sigma_\Delta &\equiv e\mu_p \sqrt{\frac{3}{2} Q_p \Delta N}, \\ Q_p &\equiv Q_{\mu=\mu_p} = \frac{3\varepsilon^2 (kT)^{3/2}}{\sqrt{8\pi} e^3 \sqrt{m_p}} \frac{1}{\mu_p}. \end{aligned} \quad (24)$$

Определяя из (23), согласно методологии работы [1], степень зависимости  $r(\sigma)$

$$\delta(\sigma) = \frac{\sigma}{r} \frac{dr}{d\sigma} = \frac{\sigma^2 + 2\sigma_\Delta^2}{\sigma^2 [\ln(\sigma_M/\sigma) - 1] + \sigma_\Delta^2}, \quad (25)$$

можно говорить о наличии минимума  $\delta_{\min}(\sigma_{\min})$  зависимости  $\delta(\sigma)$  и соответствующего этому максимуму  $\alpha_{\max}$  степени ВАХ  $\alpha = d(\lg J)/d(\lg V)$ . Минимум  $\delta(\sigma)$  из (25) определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{2}{\delta_{\min}} + \ln\left(\frac{2}{\delta_{\min}} - 1\right) &= 2 \ln \frac{\sigma_M}{\sqrt{2} \sigma_\Delta} - 3, \\ \sigma_{\min} &= \sigma_M \exp\left[-\left(\frac{1}{\delta_{\min}} + \frac{3}{2}\right)\right], \end{aligned} \quad (26)$$

что означает величину максимальной степени ВАХ на уровне

$$\alpha_{\max} \equiv \alpha_e \approx 1 + \frac{1}{\delta_{\min}} \approx \ln \frac{\sigma_M}{2\sqrt{\exp(1)} \sigma_\Delta}, \quad (27)$$

поскольку  $\alpha_e \gg 1/2 |\ln(\alpha_e - 3/2)|$ , так как из (17) и (24)  $\sigma_M \gg \sigma_\Delta$ .

За областью экстремума степени ВАХ, когда  $\sigma_s^2(j) \gg \sigma_\Delta^2$ , из (5) и (23) можно получить выражения

$$\begin{aligned} \sigma_s(V) &\approx \sigma_M \exp\left[-\left(1 + \frac{3\gamma Q_p L^2}{4\mu_n V}\right)\right], \\ j(V) &\approx \frac{2\sigma_M V}{L} \exp\left[-\left(1 + \frac{3\gamma Q_p L^2}{4\mu_n V}\right)\right], \end{aligned} \quad (28)$$

причем из (15) и (17)

$$\begin{aligned} V \ll V_M &= \frac{3\gamma Q_p L^2}{4\mu_n} \left\{ \ln \left[ \frac{2M}{3Q_p} \ln \left( \frac{2M}{3Q_p} \right) \right] \right\}^{-1}, \\ \sigma_s(V) &\ll \frac{3}{2} e\mu_p Q_p \left\{ \ln \left[ \frac{2M}{3Q_p} \ln \left( \frac{2M}{3Q_p} \right) \right] \right\}^{-1} \ll \sigma_M. \end{aligned} \quad (29)$$

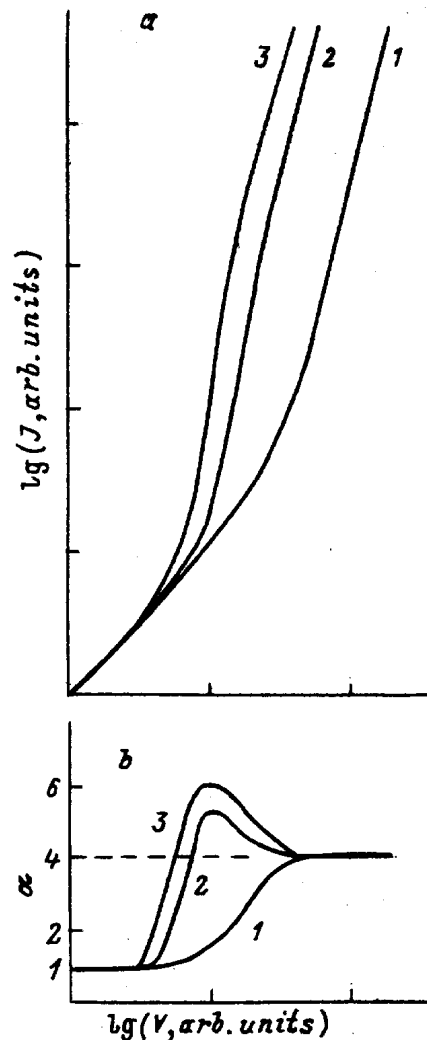


Рис. 2. Качественный вид ВАХ (а) и зависимости  $\alpha(V)$  (б) для режима СВДИ. 1-3 соответствуют  $\Delta N$ :  $\Delta N_3 < \Delta N_2 < \Delta N_1$ .

Таким образом, в рассматриваемом режиме инжекции должны наблюдаться достаточно высокие степени ВАХ (резкие скачки тока), определенные наличием зависимости  $\lambda_p(n)$ , задолго до того, как будет наблюдаться заметное изменение самой величины  $\mu_p(n)$ . На рис. 2 качественно представлены вид ВАХ и зависимость  $\alpha(V)$  для рассмотренных случаев.

### 6. Измерительные возможности режима СВДИ

Точный расчет параметров экстремумов степени ( $J_e, V_e, \alpha_e$ ) из (23) и (25) по методам работы [1] дает возможность определить величины  $\Delta N$  и  $\gamma$  по экспериментально наблюдаемому ВАХ в области экстремумов их

степеней и формулам

$$\Delta N = \frac{2}{3} \left( \frac{LJ_e}{e\mu_p S V_e} \right)^2 \frac{1}{Q_p} \frac{\alpha_e^2}{(2\alpha_e - 1)^2} \times \frac{\delta_{se} \ln(\sigma_M / \sigma_{se}) - (1 + \delta_{se})}{2 - \delta_{se}},$$

$$\gamma = \frac{2}{3} \frac{\mu_n V_e}{Q_p L^2} \frac{(2\alpha_e - 1)(\alpha_e - 1)}{\alpha_e^2} \frac{2 \ln(\sigma_M / \sigma_{se}) - 3}{2 - \delta_{se}}, \quad (30)$$

где  $J_e = S j_e$ ,  $S$  — нормальная току площадь образца,

$$\frac{\sigma_M}{\sigma_{se}} = \frac{e\mu_p M S V_e}{L J_e} \left( 2 - \frac{1}{\alpha_e} \right),$$

$$\delta_{se} = \frac{1}{\alpha_e - 1} \left[ 1 - \frac{\alpha_e'' V_e^2}{\alpha_e (2\alpha_e - 1)(\alpha_e - 1)} \right],$$

$$\alpha_e'' = \left( \frac{d^2 \alpha}{dV^2} \right)_{V=V_e}, \quad \alpha_e = \frac{V_e}{J_e} \left( \frac{dJ}{dV} \right)_{V=V_e}.$$

При обращении сильного неравенства (16) на противоположное в условиях реализации (19), (20) и (22) получаем из (21)

$$r(\sigma) = - \frac{3N_p^{2/3} \gamma}{\mu_n (e\mu_p)^{1/3}} \frac{\sigma^2}{\sigma^{5/3} + \sigma_p^{5/3}}, \quad (31)$$

где

$$N_p = N_{(m^* = m_p)} = \frac{\sqrt{8\pi} (m_p E_g)^{3/2}}{3 h^3}, \quad \sigma_p \equiv e\mu_p (3\Delta N N_p^{2/3})^{3/5}.$$

Из (31), (26) и (27) следует, что при  $\sigma_s(j) \gg \sigma_p$  имеют место аппроксимации вида

$$\sigma_s(j) = \left( \frac{e\mu_p}{N_p^2} \right)^{1/4} \left( \frac{\mu_n j}{4\gamma L} \right)^{3/4},$$

$$j(V) = \frac{9 \cdot 7^4}{8\pi^2 \cdot 4^7} \frac{eh^6 \mu_p \mu_n^3}{(\gamma m_p E_g)^3} \frac{V^4}{L^7}, \quad (32)$$

откуда следует формула для анализа результатов измерений

$$\gamma \approx 0.256 \left( \frac{e\mu_p S}{J_e} \right)^{1/3} \frac{h^2 \mu_n V_e^{4/3}}{m_p E_g L^{7/3}}, \quad (33)$$

где  $V_e$ ,  $J_e$  определяются в точке максимума степени  $\alpha \approx \alpha_e = 4$ .

В случае меньшей асимметрии подвижностей и эффективных масс носителей ВАХ из (32) запишется в виде

$$j(V) = \frac{9 \cdot 7^4}{8\pi^2 \cdot 4^7} \frac{eh^6}{(\gamma E_g)^3} \left[ \frac{\mu_n \mu_p (m_n - m_p)}{m_n m_p} \right]^3 \times \frac{1}{(\mu_n + \mu_p)^2} \frac{V^4}{L^7}. \quad (34)$$

На основании (22), (18) и (20) можно показать, что для достаточно малых  $\Delta N$ ,  $\Delta N \ll \lambda_p(n)n$ , условия увлечения носителей (квазинейтральности) в рассматриваемых условиях можно записать в виде

$$\sigma_s(j) \gg \frac{3\varepsilon\gamma}{8\pi} Q_n [\ln(a \ln a) - 1],$$

$$\sigma_s(j) \gg e\mu_p N_p \left[ \frac{3\varepsilon\gamma}{4\pi e\mu_n} \right]^{3/2}, \quad (35)$$

— соответственно для случаев электронно-дырочного рассеяния и эффекта Кейна. Здесь  $a \equiv \varepsilon\gamma M / (8\pi e\mu_n Q_p)$ .

## 7. Заключение

Возникновение резко сверхлинейных ВАХ в области начального изменения  $\mu(n)$  только за счет темпа изменения подвижности основных носителей ( $\lambda$ -эффект) представляется весьма интересным. Согласно приведенным выше данным, для этого требуется выполнение условий (для  $p$ -полупроводника):

$$\mu_p \gg \mu_n \gg \frac{\varepsilon\gamma}{4\pi e},$$

$$N_p \gg \frac{3}{2} Q_p \left\{ \ln \left[ \frac{2M}{3Q_p} \ln \frac{2M}{3Q_p} \right] \right\}^{-1} \gg \Delta N,$$

$$\frac{3}{2} Q_p \left\{ \ln \left[ \frac{2M}{3Q_p} \ln \frac{2M}{3Q_p} \right] \right\}^{-1} \gg N_p \gg \Delta N,$$

из которых первое обеспечивает выполнение критерия квазинейтральности, второе относится к случаю электронно-дырочного рассеяния ( $\alpha_e > 4$ ), а третье — к эффекту Кейна ( $\alpha_e = 4$ ). Эти условия в случае электронно-дырочного рассеяния означают для сравнительно широкозонных полупроводников ( $E_g \approx 1$  эВ) ограничение по минимуму величины  $\mu_p(m_p/m_n)^2$  на уровне единиц  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (при  $\mu_p \gg \mu_n$ ) и ограничение по максимуму величины  $\mu_p \Delta N$  на уровне  $10^{21} \text{ см}^{-1} \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  при  $\mu_p/\gamma \gg 6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1} \text{ В}^{-1}$ . Во втором случае (эффект Кейна) для узкозонных материалов с малыми  $m_p$  (типа InSb) нарушение условия (16) определяет добавочное ограничение  $\mu_p$  по максимуму на уровне  $10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Все эти условия сравнительно легко реализуются, так что достижение уровней инжекции до  $n_s(j) \approx 10^{17} \text{ см}^{-3} \gg \Delta N$  в полупроводнике может позволить проверить наличие данного  $\lambda$ -механизма.

## Список литературы

- [1] А.Я. Зюганов, С.В. Свечников. *Инжекционно-контактные явления в полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [2] Н. Brooks. *Phys. Rev. A*, **83**, 879 (1951).
- [3] N.H. Fletcher. *Proc. IRE*, **45**, 862 (1967).
- [4] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 249 (1957).
- [5] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).

- [6] A. Naug. Sol. St. Electron., **21**, 1281 (1978).  
[7] Г.Н. Галкин. Тр. ФИ АН (М.), **128**, 3 (1981).  
[8] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., ИЛ, 1973).

Редактор Л.В. Шаронова

## **Peculiarities of current-voltage characteristics of long semiconductor structures on super-high double injection levels**

N.M. Volodin, P.S. Smertenko\*, L.L. Fedorenko\*,  
A.V. Khanova

Lavochkin Association,  
141400 Khimki, Russia

\* Institution of Semiconductor Physics  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
252028 Kyiv, Ukraine

**Abstract** The analysis of current-voltage characteristics of long semiconductor structures on super-high levels of double injection has been initiated due to the wide-spread occurrence of low resistance materials with narrow band gap in solid state electronics. It has been shown that plasma model of semiconductors cannot be used in such an analysis, in order that the concentration dependence of current carriers mobility  $\mu(n)$  should not be overlooked.