

Особенности магнитодиодного эффекта в многодолинных полупроводниках при низких температурах

© А.А. Абрамов[¶], И.Н. Горбатый

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
103498 Москва, Россия

(Получена 27 ноября 2001 г. Принята к печати 20 декабря 2001 г.)

Теоретически проанализирован магнитодиодный эффект в плоской $p-i-n$ -диодной структуре, сопровождаемый междолинным перераспределением электронов около ее холловских поверхностей, на которых происходит рекомбинация неравновесных носителей заряда. Показано, что учет суперпозиции поперечных потоков носителей заряда, обусловленных силой Лоренца, с одной стороны, и междолинным перераспределением, с другой, позволяет объяснить такие наблюдаемые в экспериментах при азотных и гелиевых температурах особенности вольт-амперных характеристик Ge- и Si- $p-i-n$ -структур как: 1) сублинейные вольт-амперные характеристики, имеющие место при низких температурах как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля; 2) появление высокой полярной магниточувствительности при больших электрических полях (при комнатных температурах полярная магниточувствительность при переходе от слабых электрических полей к сильным пропадает).

Анизотропия проводимости (естественная или вынужденная) является причиной большого количества различных анизотропных размерных эффектов, наблюдаемых в тонких полупроводниковых слоях [1,2]. Инжекция неравновесных носителей заряда (НЗ) в такие слои сопровождается обычно рядом дополнительных особенностей протекания этих эффектов. Так, если магнито-концентрационный эффект Велькера на равновесных НЗ бывает ярко выраженным только в чистых полупроводниках с почти собственной проводимостью, то при высоких уровнях инжекции аналогичный эффект может стать значительным и в существенно легированных полупроводниках [3,4]. Подобным образом анизотропные размерные эффекты, обусловленные междолинным перераспределением электронов (МДПЭ) [5,6], могут стать заметными при высоких уровнях инжекции в образцах из p -Ge и p -Si, хотя при наличии только равновесных НЗ эти эффекты могут проявляться только в случае n -Ge и n -Si.

При низких температурах (когда скорость междолинной релаксации не слишком высока) в достаточно тонких пластинах (чтобы МДПЭ около боковых граней пластины могло оказать существенное влияние на проводимость всего образца) возможно наложение друг на друга концентрационных эффектов благодаря магнитному отклонению [3,4] и приповерхностному междолинному перераспределению [5,6], что, как показано далее, может стать причиной значительного многообразия вольт-амперных характеристик (ВАХ) $p-i-n$ -структур, действительно наблюдавшихся в экспериментах [7,8].

Рассмотрим инжекцию неравновесных НЗ в пластину полупроводника размерами $w \times 2d \times l_z$ ($w, l_z \gg 2d$). Электрический ток течет вдоль оси x ($0 \leq x \leq w$), магнитное поле индукции $\mathbf{B}(0, 0, B)$ приложено вдоль оси z ($0 \leq z \leq l_z$), а при $y = \pm d$ расположены холловские поверхности, на которых происходят поверхностная ре-

комбинация НЗ со скоростями S_p^+ и S_p^- и поверхностная междолинная релаксация со скоростями S^+ и S^- соответственно. Имея в виду конфигурацию изоэнергетических поверхностей в Ge и Si, будем считать анизотропной только электронную проводимость, а плотность тока дырок в двухмерном приближении $\mathbf{J}_p(J_{px}, J_{py}, 0)$ в общепринятых обозначениях возьмем в виде

$$\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_p^0 - [\boldsymbol{\omega}_p, \mathbf{J}_p^0], \quad (1)$$

$$\boldsymbol{\omega}_p = \mu_p^* \mathbf{B}, \quad \mathbf{J}_p^0 = e\mu_p(p\mathbf{E} - V_T \nabla_p), \quad V_T = kT/e,$$

μ_p^* — холловская подвижность дырок. НЗ считаются не разогретыми, поэтому соотношения Эйнштейна считаются выполненными.

При нахождении плотности тока электронов $\mathbf{J}_n(J_{nx}, J_{ny}, 0)$ также в двухмерном приближении ограничимся моделью двухдолинного полупроводника ($\kappa = 1, 2$ — номер долины), заметив, что рассмотрение образцов Ge и Si сводится к такой модели лишь при некоторых определенных ориентациях кристаллографических осей относительно векторов \mathbf{B} и плотности тока \mathbf{J} [6]. На рис. 1 изображены эллипсоиды энергии обеих долин, а также показана ориентация осей этих эллипсоидов $x_1^{(\kappa)}, x_2^{(\kappa)}, x_3^{(\kappa)}$ относительно лабораторной системы координат x, y, z . Оси $x_3^{(1)}$ и $x_3^{(2)}$ имеют общее направление с осью z , которая перпендикулярна плоскости рис. 1. Далее в расчетах угол θ принят равным $\pi/4$. Используя методику рассмотрения кинетических явлений в полупроводниках с тензорной эффективной массой [9,10], получим сначала выражения для $\mathbf{J}_n^{(\kappa)}$ в собственной системе координат κ -й долины $x_i^{(\kappa)}$ ($i = 1, 2, 3$). В приближениях скалярного времени релаксации, постоянства температуры и линейности по \mathbf{B}

$$J_{ni}^{(\kappa)} = e \sum_{j=1}^2 \mu_{ij}^{(\kappa)} \left(n^{(\kappa)} E_j + V_T \frac{\partial n^{(\kappa)}}{\partial x_j^{(\kappa)}} \right), \quad (2)$$

[¶] E-mail: gpd@gfmiiee.ru

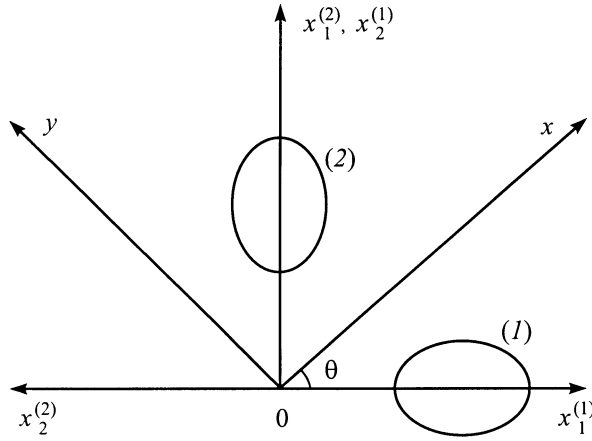


Рис. 1. Ориентация изоэнергетических долин в зоне проводимости двухдолинного полупроводника.

где

$$\| \mu_{ij}^{(\kappa)} \| = \begin{pmatrix} \mu_{\parallel} & \mu_{x_1^{(\kappa)} x_2^{(\kappa)} z} B \\ \mu_{x_2^{(\kappa)} x_1^{(\kappa)} z} B & \mu_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mu_{\parallel, \perp} = \frac{e \langle \tau \rangle}{m_{\parallel, \perp}}, \quad \mu_{x_2^{(\kappa)} x_1^{(\kappa)} z} = -\mu_{x_1^{(\kappa)} x_2^{(\kappa)} z} = \frac{e^2 \langle \tau^2 \rangle}{m_{\perp} m_{\parallel}},$$

величины $\langle \tau \rangle$ и $\langle \tau^2 \rangle$ определены в [10], m_i^{-1} — компоненты тензора обратной эффективной массы ($m_i = m_{\perp}$ или $m_i = m_{\parallel}$ в зависимости от направления оси $x_i^{(\kappa)}$ относительно главных осей эллипсоида энергии рассматриваемой долины).

Преобразование к единой системе координат x, y, z осуществляется поворотом систем координат $x_i^{(1)}$ и $x_i^{(2)}$ вокруг оси z на углы $\theta = -\pi/4$ и $\theta = \pi/4$ для $\kappa = 1$ и $\kappa = 2$ соответственно. В результате из (2) получаются плотности тока электронов $\mathbf{J}_n^{(1)}$ и $\mathbf{J}_n^{(2)}$ уже в системе координат x, y, z , выраженные через $E_x, E_y, \partial n^{(\kappa)}/\partial x, \partial n^{(\kappa)}/\partial y$, а преобразованные матрицы (3) принимают вид

$$\| \tilde{\mu}_{ij}^{(1)} \| = \mu_n \begin{pmatrix} 1 & a - \omega_n \\ a + \omega_n & 1 \end{pmatrix},$$

$$\| \tilde{\mu}_{ij}^{(2)} \| = \mu_n \begin{pmatrix} 1 & -a - \omega_n \\ -a + \omega_n & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\mu_n = \frac{\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}}{2}, \quad a = \frac{\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}}{\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}}, \quad \omega_n = \frac{e^2 \langle \tau^2 \rangle \mathbf{B}}{\mu_n m_{\parallel} m_{\perp}}.$$

Суммируя и вычитая теперь с учетом матриц подвижностей (4) вклады обеих долин $\mathbf{J}_n^{(1)}$ и $\mathbf{J}_n^{(2)}$, найдем компоненты плотностей токов $\mathbf{J}_n = \mathbf{J}_n^{(1)} + \mathbf{J}_n^{(2)}$ и $\mathbf{J}_v = \mathbf{J}_n^{(1)} - \mathbf{J}_n^{(2)}$

в виде

$$J_{nx} = e\mu_n \left(nE_x + V_{\tau} \frac{\partial n}{\partial x} - \omega_n n E_y + a v E_y + a V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_n V_{\tau} \frac{\partial n}{\partial y} \right),$$

$$J_{ny} = e\mu_n \left(nE_y + V_{\tau} \frac{\partial n}{\partial y} + \omega_n n E_x + a v E_x + a V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial x} + \omega_n V_{\tau} \frac{\partial n}{\partial x} \right), \quad (5)$$

$$J_{vx} = e\mu_n \left(v E_x + V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial x} + a n E_y - \omega_n v E_y + a V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_n V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

$$J_{vy} = e\mu_n \left(v E_y + V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial y} + a n E_x + \omega_n v E_x + a V_{\tau} \frac{\partial n}{\partial x} + \omega_n V_{\tau} \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad (6)$$

где

$$n = n^{(1)} + n^{(2)}, \quad v = n^{(1)} - n^{(2)}.$$

В рассматриваемой задаче параметры $\omega_{n,p}$ и a описывают анизотропию, вносимую магнитным полем и междолинным перераспределением соответственно. Меняя величину и направление приложенного магнитного поля, можно управлять поперечными анизотропными потоками НЗ к холловским поверхностям.

Исходные для определения функций $p(x, y)$ и $v(x, y)$ уравнения получаются подстановкой выражений для плотностей токов (1), (5) и (6) в уравнения непрерывности

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{J}_n = -\frac{1}{e} \nabla \mathbf{J}_p = \frac{p - p_{\tau}}{\tau_p}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{J}_v = \frac{v}{\tau}, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{2}{\tau_{12}}, \quad (8)$$

где τ_p и $\tau_{12} = \tau_{21}$ — объемные времена жизни неравновесных НЗ и междолинной релаксации соответственно; p_{τ}, n_{τ} — термически равновесные концентрации.

В такой постановке задача оказывается все еще громоздкой и доступной только численному анализу. Чтобы выяснить основные особенности взаимодействия магнитного поля и междолинного перераспределения, воспользуемся рядом дополнительных предположений.

Учитывая малость времени τ_{12} ($\tau_{12} \ll \tau_p$) и высокие скорости междолинной релаксации на поверхности ($S^{\pm} \gg S_p^{\pm}$), а также то, что именно влияние поверхности порождает междолинное перераспределение (отличие величины v от нуля), будем величины v и $\partial v/\partial y$ вдали от поверхности (т.е. в центральной части образца) считать малыми, а потому в соответствующих уравнениях пренебрегать квадратичными членами $\propto v^2, \omega_{p,n}$ и т.п.

В то же время в очень узких приповерхностных слоях толщинами $\varepsilon^{\pm} \ll d$, где величины v и $\partial v/\partial y$ могут

быть большими, будем пренебрегать отклонением НЗ магнитным полем, а также объемной рекомбинацией. Тогда анализ этих слоев может быть проведен аналогично [6,11]. При этом для эффективных скоростей поверхностной рекомбинации (СПР) на внутренних границах этих слоев S_1^\pm можно получить выражения [11]

$$\sigma_1^\pm = \frac{S_1^\pm \tau_p}{L_1} \approx \frac{\sigma_p^\pm (t + \sigma^\pm / \sqrt{2})}{1 + \sigma^\pm t / \sqrt{2}}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_p^\pm &= \frac{S_p^\pm \tau_p}{L_p}, \quad \sigma^\pm = \frac{S^\pm \tau}{L}, \quad L_1 = tL_p, \\ t &= \sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{2}}, \quad \gamma = \delta_w \bar{y}, \quad \delta_w = \frac{aL}{w}, \\ L &= \sqrt{D_n \tau}, \quad L_p = \sqrt{D_a \tau_p}, \quad D_n = V_\tau \mu_n, \\ D_a &= \frac{2V_\tau \mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}, \quad \bar{y} = \frac{wE_x}{V_\tau}. \end{aligned}$$

Соотношение (9) можно записать также в виде

$$S_1^\pm = S_p^\pm \left(1 + \frac{\gamma^2}{2 + \sigma^\pm \sqrt{2 + \gamma^2}} \right),$$

наглядно показывающем увеличение эффективных СПР с ростом поля E_x . При $\tau \rightarrow 0$ ($L \rightarrow 0$, $\delta_w \rightarrow 0$) эффект междолинного перераспределения НЗ не будет иметь места.

При рассмотрении центральной части образца, соответствующей $-d + \varepsilon^- \leq y \leq d - \varepsilon^+$, используем дрейфовое приближение теории токов двойной инжекции, при котором пренебрегают диффузионными составляющими потоков НЗ в направлении оси x ; приближения квазинейтральности и высокого уровня инжекции, когда $p \approx n \gg p_\tau, n_\tau$; примем также, что $E_y = E_y(y)$, т.е. поперечная составляющая электрического поля не зависит от x .

Используя эти предположения и исключив из соотношений (1) и (5) поперечное поле E_y с помощью условия $J_y = J_{ny} + J_{py} = 0$, для плотности тока J_{py} можно получить выражение

$$\begin{aligned} J_{py} &= -J_{ny} \\ &\approx -eD_a \left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{2} \right) \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{(\omega_n + \omega_p)}{2V_\tau} E_x p \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

Оставляя в выражениях для плотностей токов J_{nx} и J_{px} только главные члены

$$J_{nx} \approx e\mu_n n E_x, \quad J_{px} \approx e\mu_p p E_x,$$

для средней плотности тока $J = \langle J_x \rangle = \langle J_{nx} + J_{px} \rangle$ запишем приближенное выражение

$$J \approx e(\mu_n + \mu_p) \langle p \rangle E_x. \quad (11)$$

Наконец, из уравнений (5), (6) и (8) после ряда преобразований и использования предположений, уже обсуждавшихся в [11], можно получить основное уравнение для определения $p(x, y)$ в виде

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{1}{l_B} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{p - G\tau_p}{L_1^2}, \quad (12)$$

где

$$\frac{1}{l_B} = \frac{(\omega_p + \omega_n)E_x}{2V_\tau t^2}, \quad G = \frac{D_a(n_\tau - p_\tau)}{2V_\tau} \frac{dE_x}{dx}. \quad (13)$$

Уравнение (12) отличается от соответствующего уравнения в работе [11] наличием в левой части второго слагаемого $\propto (\omega_p + \omega_n)E_x$, которое и описывает в предлагаемой модели магнитодиодный эффект. Граничными условиями к (12) служат выражения

$$\frac{1}{e} J_{py} \Big|_{y=\pm d} = \pm S_1^\pm p(\pm d). \quad (14)$$

С помощью простых преобразований из соотношений (7), (10) и (14) после усреднения по сечению диода можно для средней концентрации $\langle p \rangle$ получить выражение

$$G = \frac{\langle p \rangle}{\tau_p} + \frac{S_1^+ p(+d) + S_1^- p(-d)}{2d} \equiv \frac{\langle p \rangle}{\tau_{\text{eff}}}. \quad (15)$$

Уравнения (11)–(15) фигурировали в теории магнитодиода [12] (в работе [4] учитывалась также продольная диффузия). Отличие рассматриваемой здесь задачи заключается в учете МДПЭ, приводящего к уменьшению эффективной толщины пластины (благодаря замене L_p на $L_1 > L_p$) и увеличению эффективных СПР (благодаря замене S_p^\pm на $S_1^\pm > S_p^\pm$).

Решая уравнение (12) с граничными условиями (14) и подставляя полученные при этом выражения для $p(\pm d)$ и $\langle p \rangle$ в (15), можно найти

$$\bar{\tau}(\bar{y}) = \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_p} = \frac{\langle p \rangle}{G\tau_p} = 1 + \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{\Delta}, \quad (16)$$

$$\Delta = Y \operatorname{sh} X - (r^+ + r^-) X \operatorname{ch} X,$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{\beta X}{2\alpha^2} \left[(r^+ - r^-) (\operatorname{ch} \beta - \operatorname{ch} X) \right. \\ &\quad \left. + (r^+ + r^-) \left(\frac{\beta}{X} \operatorname{sh} X - \operatorname{sh} \beta \right) \right], \end{aligned}$$

$$\Delta_2 = (r^+ + r^-) \operatorname{sh} X - \frac{r^+ r^-}{\alpha^2} X (\operatorname{ch} \beta - \operatorname{ch} X),$$

$$X = \sqrt{\beta^2 + 4\alpha^2}, \quad Y = \beta(r^+ - r^-) - 2(\alpha^2 + r^+ r^-),$$

где

$$\alpha = \frac{\delta_p}{t}, \quad \delta_p = \frac{d}{L_p},$$

$$\beta = \frac{\beta_0 \bar{y}}{t^2}, \quad \beta_0 = \frac{(\omega_p + \omega_n)}{2} \frac{d}{w}, \quad r^\pm = \frac{\delta_p \sigma_1^\pm}{t}.$$

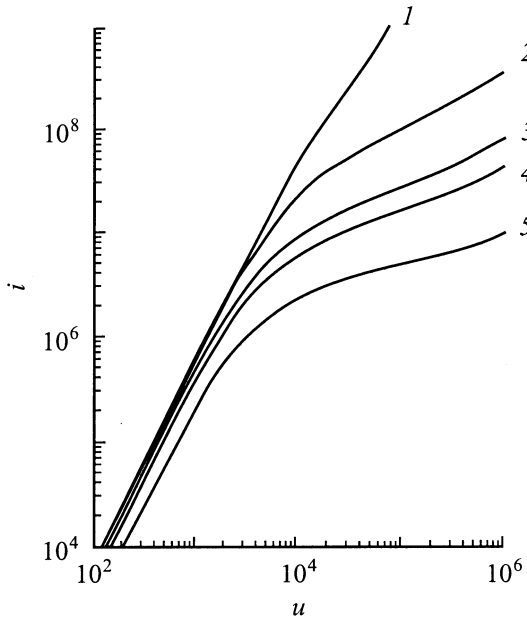


Рис. 2. Безразмерные ВАХ $p-i-n$ -структуры при учете эффекта междолинного перераспределения электронов. Параметры: $\beta_0 = 0$, $\delta_p = 0.5$, $\sigma^+ = 0.01$, $\sigma^- = 10$, $\delta_w = 0.001$, $\sigma_p^- = 1$; σ_p^+ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 10.

Из соотношений (13), (15) и (16) получим выражение для ВАХ $p-i-n$ -структуры в следующем параметрическом виде:

$$i = \frac{w^3 J}{e \mu_p \mu_n \tau_p (n_\tau - p_\tau) V_\tau^2} = \int_0^{\gamma_w} \bar{\tau}(\bar{\gamma}) \bar{\gamma} d\bar{\gamma},$$

$$u = \frac{U}{V_\tau} = \frac{1}{i} \int_0^{\gamma_w} \bar{\tau}(\bar{\gamma}) \bar{\gamma}^2 d\bar{\gamma}. \quad (17)$$

Использованные в работе [11] величины i и u отличаются от введенных здесь множителями δ_w^2 и δ_w соответственно. Безразмерная ВАХ, полученная выше, полностью определяется заданием следующих семи параметров $\delta_p, \beta_0, \delta_w, \sigma_p^\pm, \sigma^\pm$. При $\beta_0 = 0$ (магнитное поле отсутствует) уравнения (16)–(17) переходят в соотношения, полученные в работе [11]. Для этого случая на рис. 2 приведены результаты расчетов низкотемпературных ВАХ асимметричной ($S_p^+ \neq S_p^-$, $S^+ \neq S^-$) $p-i-n$ -структуры при учете МДПЭ.

Сублинейные участки ВАХ на рис. 2 соответствуют ситуации, когда в области сильных полей (большие $\bar{\gamma}$) $\bar{\tau}(\bar{\gamma}) \sim \bar{\gamma}^{-2}$. Вблизи контакта $x = 0$ поле $\bar{\gamma}$ мало, и $\bar{\tau} = \text{const}$. Тогда, если аппроксимировать зависимость $\bar{\tau}(\bar{\gamma})$ выражением $\bar{\tau} = (1 + A\bar{\gamma}^2)^{-1}$, ВАХ $p-i-n$ -структуры, получаемая с помощью (17), будет действительно сублинейной, а именно

$$u = \frac{[\exp(2Ai) - 1]^{1/2} - \arctg[\exp(2Ai) - 1]^{1/2}}{A^{3/2}i}. \quad (18)$$

Если, кроме того, $\exp(2Ai) \gg 1$, то

$$u \approx \frac{\exp(Ai)}{A^{3/2}i}. \quad (19)$$

Здесь исправлена неточность, имевшаяся в формулах (15) и (16) работы [11].

Из рис. 2 видно, как сильно в области больших полей $\bar{\gamma}$ ВАХ $p-i-n$ -структуры зависит от S_p^+ ($\sigma_p^+ \propto S_p^+$), т.е. от СПР на той поверхности, где мало значение S^+ — скорости поверхностной междолинной релаксации. Расчеты показывают, что ВАХ этой $p-i-n$ -структуры почти не зависят от S_p^- , т.е. СПР той поверхности, где велико значение S^- , а значит практически отсутствует поперечный поток НЗ к этой поверхности.

При $\delta_w = 0$ (отсутствует МДПЭ) (16), (17) переходят в уравнения магнитодиода [12], типичные ВАХ которого представлены на рис. 3. Подобные ВАХ магнитодиодов с полярной магниточувствительностью (МЧ) ($S_p^+ \neq S_p^-$) наблюдались при комнатных температурах, например, в экспериментах [3,13]. Теория такого магнитодиодного эффекта рассматривалась, начиная с работы [3], в ряде работ (в частности, в [12,14]).

Анализ одновременного действия МДПЭ и магнитного отклонения затрудняется из-за большого числа параметров в рассматриваемой задаче. При больших β ($|\beta| \gg 1$, α, α^2) полезным оказывается выражение

$$\bar{\tau} = \frac{\alpha^2(1 + r^\mp)}{\alpha^2 + r^+ r^- + r^\mp |\beta|}, \quad (20)$$

где верхний и нижний знаки у r^\mp берутся при $\beta > 0$ и $\beta < 0$ соответственно.

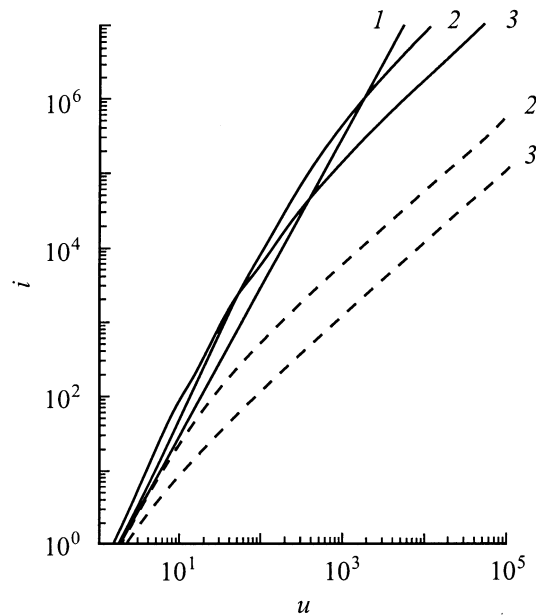


Рис. 3. Безразмерные ВАХ $p-i-n$ -структуры при полярном магнитодиодном эффекте. Параметры: $\delta_w = 0$, $\delta_p = 0.5$, $\sigma_p^+ = 0.01$, $\sigma_p^- = 10$; β_0 : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 2' — (-0.1), 3' — (-0.5).

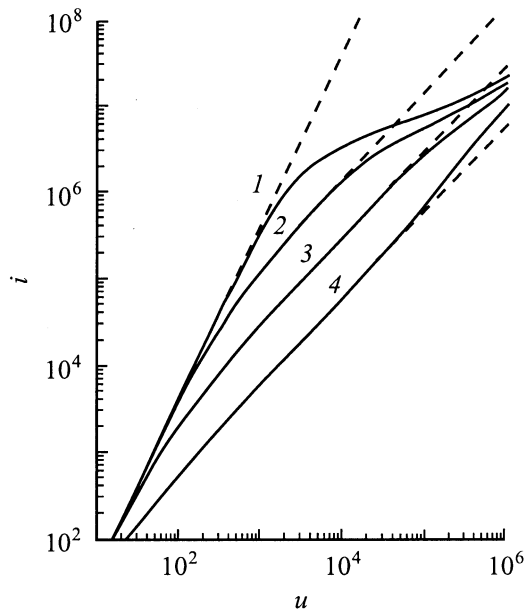


Рис. 4. Безразмерные ВАХ симметричной $p-i-n$ -структуры при чисто магнитодиодном эффекте ($\delta_w = 0$, штриховые линии) и при одновременном учете эффекта междолинного перераспределения электронов и магнитодиодного эффекта ($\delta_w = 0.001$, сплошные линии). Параметры: $\delta_p = 0.5$, $\sigma_p^+ = \sigma_p^- = 1$, $\sigma^+ = \sigma^- = 0.01$; β_0 : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.05, 4 — 0.25.

Соотношения (16) и (20) фигурировали уже в работе [12], однако здесь параметры α , β , r^\pm зависят от величин δ_w , σ^\pm и $\gamma = \delta_w \bar{\gamma}$, определяющих эффект МДПЭ.

При очень больших электрических полях ($\gamma \gg 1$) параметры β , α , $X \propto 1/\gamma$. Если $X \ll 1$, то

$$\bar{\tau} = \frac{1}{6} \left\{ \frac{YX^2 - 4\alpha^2 [3 + 2(r^+ + r^-)]}{Y - (r^+ + r^-)} \right\}. \quad (21)$$

Параметры r^+ и r^- не зависят от γ ($r^\pm \approx \delta_p \sigma_p^\pm$), если $2/\sigma^\pm \gg x \gg \sigma^\pm$, и уменьшаются с ростом γ ($r^\pm \approx 2\delta_p \sigma_p^\pm / \sigma^\pm \gamma$), если $\gamma \gg \sigma^\pm$, $2/\sigma^\pm$. С учетом этих обстоятельств нетрудно показать, что при очень больших γ величина $\bar{\tau}$ перестает зависеть от β :

$$\bar{\tau} \approx \frac{2\alpha^2}{r^+ + r^-} \propto \frac{1}{\gamma}. \quad (22)$$

При этом МЧ резко падает, а ВАХ $p-i-n$ -структуры становится линейной ($i \propto u$). Эту тенденцию подавления МЧ при сильных полях можно проследить на расчетных ВАХ, представленных на рис. 4, где продемонстрировано влияние МДПЭ вблизи боковых поверхностей симметричной $p-i-n$ -структуры ($S_p^+ = S_p^-$, $S^+ = S^-$) на магнитодиодный эффект. Уменьшение МЧ при сильных полях обуславливает, в частности, появление максимума токовой МЧ $p-i-n$ -структуры (на рис. 4 этот максимум приходится на $u \approx 3 \cdot 10^3$).

Особенно интересные эффекты МДПЭ наблюдаются у асимметричных $p-i-n$ -структур. Для одной такой структуры, у которой $S^+ \ll S^-$, на рис. 5 и 6 представлены результаты расчетов ВАХ при различных магнитных полях, а также соответствующие зависимости эффективного

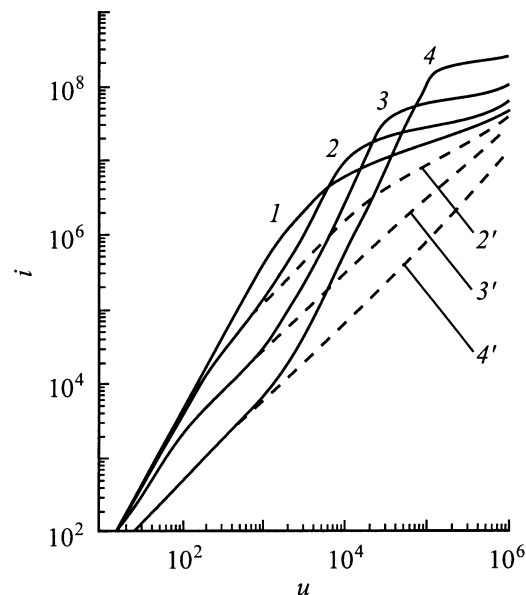


Рис. 5. Безразмерные ВАХ асимметричной $p-i-n$ -структуры при одновременном учете эффекта междолинного перераспределения электронов и магнитодиодного эффекта. Параметры: $\delta_p = 0.5$, $\delta_w = 0.001$, $\sigma_p^+ = \sigma_p^- = 1$, $\sigma^+ = 0.01$, $\sigma^- = 10$; β_0 : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.05, 4 — 0.25, 2' — (-0.01), 3' — (-0.05), 4' — (-0.25).

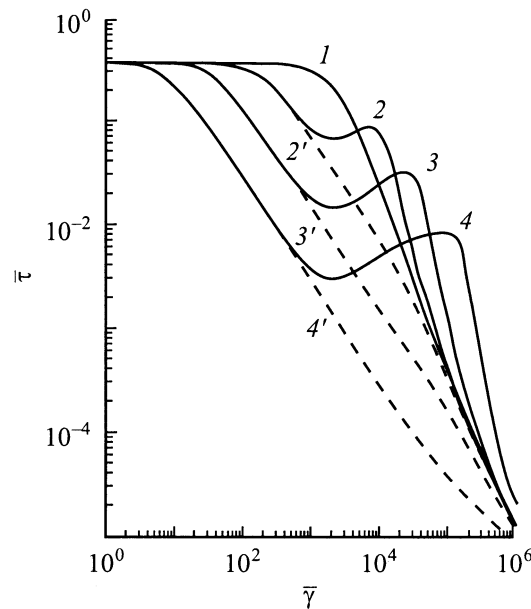


Рис. 6. Зависимости эффективного времени жизни НЗ от электрического поля для $p-i-n$ -структуры, ВАХ которой представлены на рис. 5. (Обозначения и параметры те же, что и на рис. 5).

ного времени жизни НЗ от электрического поля. При $B > 0$ поперечный поток НЗ, обусловленный силой Лоренца, направлен к поверхности $y = -d$, а поперечный поток НЗ, обусловленный МДПЭ, направлен к поверхности $y = +d$ (так как на этой поверхности мала скорость поверхностной междолинной релаксации). Поэтому у рассматриваемой на рис. 5 и 6 $p-i-n$ -структуры отклонение НЗ магнитным полем в некотором интервале напряжений при сильных электрических полях приводит к увеличению эффективного времени жизни носителей заряда $\tau|_{B>0}$ по сравнению с $\tau|_{B=0}$ и соответственно к положительной токовой МЧ. При еще больших электрических полях, когда параметр β начинает сильно уменьшаться, время жизни снова начинает падать, МЧ проходит через максимум, уменьшается и снова становится отрицательной (эта область ВАХ на рис. 5 не представлена). Эффект появления полярной МЧ при сильных полях у асимметричных Si- $p-i-n$ -структур при азотных и гелиевых температурах экспериментально обнаружен в работе [8]. При комнатных температурах, как видно из рис. 3 и как это имело место в экспериментах [13], полярная МЧ $p-i-n$ -структур может наблюдаться при слабых электрических полях, а при переходе к большим полям токовая МЧ при обоих направлениях магнитного поля становится отрицательной, и полярность исчезает. В экспериментах [8] также наблюдались максимумы МЧ, теоретическая интерпретация которых дана выше. В то же время в экспериментах [7,8] с Ge- и Si-магнитодиодами в ряде случаев получались ВАХ, на которых имелись участки с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) и гистерезисом.

Как показано в работах [15,16], реализация ВАХ N -типа возможна в относительно коротких образцах с контактами, имеющими высокую эмиссионную способность, при достаточно крутой падающей зависимости $\tau(E)$ при снижении эффективности биполярной диффузии как процесса доставки НЗ от контактов в глубь полупроводникового образца. При этом зависимость $\langle p \rangle$ от x становится резко неоднородной с пологой центральной областью и крутыми приконтактными „крыльями“. В дрейфовом же приближении при использовании идеализированного граничного условия $E_x = 0$ на инжектирующем переходе ($x = 0$) ВАХ $p-i-n$ -структуры получаются однозначными по напряжению при сколь угодно крутой падающей зависимости $\tau(E)$ [16]. Таким образом, более полная теория магнитодиодного эффекта в многодолинных полупроводниках, описывающая и такие явления как ОДП и гистерезис на ВАХ, должна учитывать продольную диффузию НЗ, чего в настоящей работе сделано не было. Кроме того, такая полная теория должна принимать во внимание возможность МДПЭ в греющих электрических полях (эффект Сасаки), а также зависимость транспортных и рекомбинационных коэффициентов от напряженности электрического поля.

Список литературы

- [1] Э.И. Рашба, З.С. Грибников, В.Я. Кравченко. УФН, **119**, 3 (1976).
- [2] А.Ф. Кравченко, В.В. Митин, Э.М. Скок. Явления переноса в полупроводниковых пленках (Новосибирск, Наука, 1979).
- [3] Z.S. Gribnikov, G.I. Lomova, V.A. Romanov. Phys. St. Sol., **28**, 815 (1968).
- [4] А.А. Абрамов, И.Н. Горбатый. ФТП, **18**, 2046 (1984).
- [5] Э.И. Рашба. ЖЭТФ, **48**, 1427 (1965).
- [6] З.С. Грибников. ФТП, **3**, 1821 (1969).
- [7] K. Miyazaki, J. Yamaguchi. Jap. J. Appl. Phys., **7**, 1210 (1968).
- [8] Л.С. Гасанов. ФТП, **15**, 2416 (1981).
- [9] П.С. Киреев. Физика полупроводников (М., Высш. шк., 1975).
- [10] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников (М., Наука, 1978).
- [11] А.А. Абрамов, И.Н. Горбатый. Изв. вузов. Электроника, № 6, 41 (2000).
- [12] А.А. Абрамов, А.У. Фаттахдинов. ФТП, **13**, 2144 (1979).
- [13] Т. Ямада. Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников, **2**, 711 (1968).
- [14] H. Pfeleiderer. Sol. St. Electron., **15**, 335 (1972).
- [15] А.А. Акопян, З.С. Грибников. ФТП, **14**, 740 (1980).
- [16] А.А. Абрамов, И.Н. Горбатый. Тез. докл. XII совещ. по теории полупроводников (Ташкент, 1985) Киев, ч. 1, 9 (1985).

Редактор Л.В. Беляков

Magnetodiode effect features peculiar to many-valley semiconductors at low temperatures

A.A. Abramov, I.N. Gorbatii

Moscow Institute of Electron Technology,
103498 Moscow, Russia

Abstract The magnetodiode effect in a flat $p-i-n$ diode structure is considered theoretically for the case when intervalley redistribution of electrons near its Hall surfaces and surface recombination of carriers take place. It is shown that regarding the superposition of transverse carriers flows caused by the Lorentz force and intervalley redistribution allows us to explain some features of current-voltage characteristics of Ge- and Si- $p-i-n$ -structures that have been observed in experiments at low temperatures: 1) sublinear $I-V$ -characteristics, 2) occurrence of the polar magnetosensitivity at high electric field intensity (at room temperature polar magnetosensitivity disappears, when passing from low to high electric field).