

# Стационарная прыжковая фотопроводимость по многозарядным примесным атомам в кристаллах

© Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

E-mail: Poklonski@phys.bsu.unibel.by

(Поступила в Редакцию 3 марта 1998 г.)

В континуальном приближении дан вывод формулы для прыжкового тока электронов и дырок (электронных вакансий) по примесям одного сорта, находящимся в трех зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$ . Рассчитаны длина экранирования электростатического поля и длина диффузии носителей заряда. Получена зависимость эффективного времени жизни прыгающих по примесям электронов относительно переходов  $(-1) \rightarrow (+1)$  (дырок относительно переходов  $(+1) \rightarrow (-1)$ ) от степени компенсации и интенсивности межпримесного фотовозбуждения, стимулирующего образование ионов. Расчеты зависимости прыжковой фотопроводимости от интенсивности фотовозбуждения согласуются с известными экспериментальными данными, не находившими ранее теоретического объяснения.

**1.** Многие явления в кристаллических полупроводниках обусловлены примесными атомами одного сорта в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$ ; исследования кристаллов с такими дефектами суммированы в [1–4]. В частности, с введением собственных дефектов решетки в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  связывают стабилизацию положения уровня Ферми в запрещенной зоне целого ряда кристаллических материалов при облучении их ионизирующим излучением [5].

Для интерпретации процессов в полупроводниках с дефектами в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  часто привлекают модели, в которых энергетические уровни этих дефектов образуют две энергетические полосы в зоне запрещенных энергий кристалла. Так, например, в [6] рассмотрено влияние обмена зарядами между неподвижными примесями в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  на концентрацию электронов в  $c$ -зоне. В то же время при низких температурах, когда концентрация электронов в  $c$ -зоне и дырок в  $v$ -зоне пренебрежимо мала, перенос зарядов определяют прыжки электронов (дырок) по примесям.

Изучение стационарной прыжковой фотопроводимости [7,8], когда под действием примесного фотовозбуждения кристалла нейтральные атомы примеси одного сорта переходят в зарядовые состояния  $(+1)$  и  $(-1)$ , актуально не только для приложений [9]. С момента открытия [10,11] прыжковая фотопроводимость активно изучается, однако теория этого явления не развита даже на феноменологическом уровне, допускающем, скажем, оценку концентрации прыгающих электронов и их подвижность [7].

Цель работы — расчет длины экранирования внешнего электростатического поля и длины диффузии электронов и дырок (электронных вакансий) посредством их прыжков по неподвижным атомам примеси в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  с учетом межпримесного фотовозбуждения, стимулирующего образование ионов из нейтральных примесей.

**2.** Рассмотрим кристаллический полупроводник, в котором атомы примеси одного сорта, хаотически распределенные в пространстве, находятся в трех зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  с суммарной концентрацией  $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ . Полагаем, что обмен электронами и электронными вакансиями между примесями происходит посредством термически активированного туннелирования (прыжковым образом), а обмен через  $c$ - или  $v$ -зоны отсутствует.

Прыжки электронов между различными зарядовыми состояниями носят принципиально разный характер. Ионизация нейтральных состояний двух дефектов  $(0) \rightarrow (0)$ , так же как и рекомбинация зарядовых состояний  $(-1) \rightarrow (+1)$ , сопровождается значительно большим изменением электронной энергии, чем прыжки  $(0) \rightarrow (+1)$  или  $(-1) \rightarrow (0)$ . Поэтому будем полагать, что энергетические уровни примесных атомов в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  образуют две примесные зоны. В случае водородоподобных доноров в ковалентных кристаллах их называют  $D^-$ - и  $D^0$ -зонами, а в случае акцепторов —  $A^+$ - и  $A^0$ -зонами;  $A^+$ -зоны являются аналогами верхней зоны Хаббарда в неупорядоченных системах [1].

Для определенности будем рассматривать перенос зарядов по  $D^-$ - и  $D^0$ -зонам. При этом считаем, что примесные атомы обладают положительной энергией корреляции Хаббарда, т.е.  $D^-$ -зона расположена ближе к  $c$ -зоне, чем  $D^0$ -зона.

Межпримесные переходы электронов  $(0) \rightarrow (0)$  выполняют роль тепловой "генерации" носителей из  $D^0$ - в  $D^-$ -зону, а переходы  $(-1) \rightarrow (+1)$  — "рекомбинации". Перенос зарядов осуществляется посредством прыжков электронов  $(-1) \rightarrow (0)$  в  $D^-$ -зоне и электронных вакансий  $(0) \rightarrow (+1)$  в  $D^0$ -зоне. Подобное разделение имеет смысл, если энергетическая щель между примесными  $D^-$ - и  $D^0$ -зонами много больше энергии активации переноса зарядов в этих зонах.

Найдем выражение для плотности стационарного прыжкового тока с участием зарядовых состояний примеси  $k$  и  $k+1$ , где  $k = -1, 0$ . Будем полагать, что прыжки электронов (дырок) происходят между ближайшими по расстоянию примесными атомами. В этом режиме переноса зарядов средняя длина прыжка электрона  $R_{k,k+1}$  определяется в основном суммарной концентрацией примеси  $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ .

Пусть к находящемуся в термостате однородному кристаллическому образцу приложено электростатическое поле так, что напряженность внутри образца  $E = -d\varphi/dx$  направлена вдоль оси  $OX$ . Выберем произвольно две точки с координатами  $x_2 > x_1$  так, что  $(x_2 - x_1) = R_{k,k+1}$ . Проведем через эти точки две плоскости, перпендикулярные электрическому полю, так чтобы поле было направлено от первой плоскости ко второй.

Обозначим через  $N_k(x_1)$  и  $N_{k+1}(x_2)$  концентрацию примеси в зарядовом состоянии  $k$  на плоскости 1 и  $k+1$  на плоскости 2 соответственно. Пусть  $\Gamma_{k,k+1}(x_1, x_2)$  — вероятность в единицу времени перехода электрона с плоскости 1 на 2. Тогда плотность прыжкового тока между примесями в зарядовых состояниях  $k$  и  $k+1$  записывается в виде

$$J_{k,k+1} = qR_{k,k+1} \left[ N_k(x_2) \frac{N_{k+1}(x_1)}{N} \Gamma_{k,k+1}(x_2, x_1) - N_k(x_1) \frac{N_{k+1}(x_2)}{N} \Gamma_{k,k+1}(x_1, x_2) \right], \quad (1)$$

где  $-q < 0$  — заряд электрона,  $N_{k+1}(x_1)/N$  — вероятность того, что произвольно выбранный атом примеси на плоскости 1 находится в зарядовом состоянии  $k+1$ ; для плоскости 2 вероятность равна  $N_{k+1}(x_2)/N$ . В отсутствие внешнего поля  $N_k(x_1) = N_k(x_2)$ ,  $N_{k+1}(x_1) = N_{k+1}(x_2)$ ;  $\Gamma_{k,k+1}(x_1, x_2) = \Gamma_{k,k+1}(x_2, x_1)$  — частота прыжков электронов в одном направлении оси  $OX$ .

В континуальном приближении справедливо разложение

$$\begin{aligned} N_k(x_2) &\approx N_k(x_1) + \frac{dN_k(x_1)}{dx} R_{k,k+1}, \\ N_{k+1}(x_2) &\approx N_{k+1}(x_1) + \frac{dN_{k+1}(x_1)}{dx} R_{k,k+1}, \\ \Gamma_{k,k+1}(x_2, x_1) - \Gamma_{k,k+1}(x_1, x_2) &\approx \frac{d\Gamma_{k,k+1}}{dx} R_{k,k+1} \\ &= -\frac{d\Gamma_{k,k+1}}{d\varphi} ER_{k,k+1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\Gamma_{k,k+1}$  зависит от  $x$  через электростатический потенциал  $\varphi(x)$  внешнего поля в кристалле.

Подставляя (2) в (1) и ограничиваясь линейными по градиенту в точке  $x_1 = x$  слагаемыми, получаем плотность прыжкового тока

$$J_{k,k+1} = qN_{k,k+1} \left[ M_{k,k+1} E + D_{k,k+1} \frac{d}{dx} \ln \left( \frac{N_k}{N_{k+1}} \right) \right], \quad (3)$$

где  $N_{k,k+1}(x) = N_k(x)N_{k+1}(x)/N$  — эффективная концентрация электронов, прыгающих между примесями

в зарядовых состояниях  $k$  и  $k+1$ ,  $D_{k,k+1} = \Gamma_{k,k+1} R_{k,k+1}^2$  — коэффициент диффузии прыгающих электронов,  $M_{k,k+1} = -R_{k,k+1}^2 d\Gamma_{k,k+1}/d\varphi$  — прыжковая подвижность.

Отметим, что по (3) прыжковый ток включает как дрейфовую, так и диффузионную составляющие; прыжковая электропроводность  $\sigma_{k,k+1} = qN_{k,k+1}M_{k,k+1}$ . При  $N_{-1} = N_{+1}$  максимальная концентрация прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов и в  $D^0$ -зоне дырок есть  $N_{-1,0} = N_{0,+1} = N/8$ .

По [12,13] отношение подвижности к коэффициенту диффузии прыгающих электронов  $M_{k,k+1}/D_{k,k+1} = q/\xi k_B T$ , где  $k_B T$  — тепловая энергия,  $\xi \geq 1$  характеризует влияние флуктуаций электростатического потенциала в кристалле на электронные состояния в примесных  $D^-$ - и  $D^0$ -зонах;  $\xi \approx 1$  при ширине примесных зон меньше или порядка тепловой энергии. В режиме прыжков электронов (дырок) между ближайшими по расстоянию примесными атомами в зарядовых состояниях  $k$  и  $k+1$  подвижность  $M_{k,k+1} \propto \Gamma_{k,k+1} R_{k,k+1}^2$  определяется суммарной концентрацией примеси  $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ .

3. Уравнения непрерывности для мигрирующих по кристаллу зарядовых состояний неподвижных атомов примеси имеют вид (ср. [6])

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{-1}}{\partial t} &= -\alpha N_{-1} N_{+1} + \beta N_0^2 + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} J_{-1,0}, \\ \frac{\partial N_0}{\partial t} &= 2(\alpha N_{-1} N_{+1} - \beta N_0^2) + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} (J_{0,+1} - J_{-1,0}), \\ \frac{\partial N_{+1}}{\partial t} &= -\alpha N_{-1} N_{+1} + \beta N_0^2 - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} J_{0,+1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $N_k(x, t)$  — зависящая от координаты  $x$  и времени  $t$  неравновесная концентрация примеси в зарядовом состоянии  $k = -1, 0, +1$ ;  $J_{0,+1}$  и  $J_{-1,0}$  — плотности прыжковых токов между примесями в зарядовых состояниях  $(0) \rightarrow (+1)$  и  $(-1) \rightarrow (0)$  соответственно,  $\alpha$  — коэффициент "захвата" электрона с отрицательно на положительно заряженную примесь, т.е. перехода  $(-1) \rightarrow (+1)$ ;  $\beta$  — коэффициент тепловой ионизации нейтральных примесей  $2N_0 \rightarrow N_{+1} + N_{-1}$ , т.е. соответствует переходу электрона из  $D^0$ - в  $D^-$ -зону.

Электронные процессы, определяемые примесями в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$  при наложении на кристалл внешнего электрического поля, с учетом (3) и (4) описываются системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dx} &= \frac{N_0(N_{-1} - N_{+1})}{N} \frac{qE}{\xi k_B T} - \frac{J_{-1,0}}{qD_{-1,0}} + \frac{J_{0,+1}}{qD_{0,+1}}, \\ \frac{dN_{+1}}{dx} &= \frac{N_{+1}(2N_{-1} + N_0)}{N} \frac{qE}{\xi k_B T} - \frac{J_{-1,0}N_{+1}}{qD_{-1,0}N_0} \\ &\quad + \frac{J_{0,+1}(N_{+1} - N)}{qD_{0,+1}N_0}, \\ \frac{dE}{dx} &= \frac{q}{\varepsilon} [N_{+1}(x) - N_{-1}(x)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} J_{-1,0} &= q(\alpha N_{-1} N_{+1} - \beta N_0^2), \\ \frac{d}{dx} J_{0,+1} &= q(\beta N_0^2 - \alpha N_{-1} N_{+1}), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки.

Поскольку суммарная концентрация примеси  $N$  не зависит от  $x$ , в (5) входят градиенты концентраций только двух зарядовых состояний (независимыми переменными выбраны  $N_0$  и  $N_{+1}$ ).

Неравновесную концентрацию дефектов в зарядовых состояниях  $k = -1, 0, +1$  представим как  $N_k(x) = N_k + \delta N_k(x)$ ,  $N_k$  — здесь и далее равновесное значение концентрации,  $\delta N_k(x)$  — отклонение от  $N_k$  в результате действия на прыгающие электроны (дырки) внешнего электростатического поля. Равновесные концентрации ионизованных примесей удовлетворяют уравнению электронейтральности

$$N_{-1} = N_{+1} + ZKN, \quad (6)$$

где  $KN$  — концентрация полностью ионизованной примеси другого сорта с зарядом  $Zq$ , которая не участвует в процессах обмена зарядами;  $Z \geq +1$  для доноров, энергетический уровень которых расположен ближе к  $c$ -зоне, чем центр  $D^-$ -зоны;  $Z \leq -1$  для акцепторов, энергетический уровень которых ближе к  $v$ -зоне, чем центр  $D^0$ -зоны;  $0 < |Z|K < 1$ .

При малом уровне возбуждения ( $\delta N_0/N_0 \ll 1$ ,  $\delta N_{+1}/N_{+1} \ll 1$ ) система уравнений (5) линеаризуется. Учитывая, что из принципа детального равновесия следует соотношение  $\alpha N_{-1} N_{+1} = \beta N_0^2$ , получаем общее решение линеаризованной системы в виде

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \delta N_0 \\ \delta N_{+1} \\ E \\ J_{-1,0} \\ J_{0,+1} \end{pmatrix} &= C_1 \begin{pmatrix} ZKN_0 \\ (1+ZK)N_{+1} \\ \lambda_1 \xi k_B T / q \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_1 x) \\ &+ C_2 \begin{pmatrix} ZKN_0 \\ (1+ZK)N_{+1} \\ -\lambda_1 \xi k_B T / q \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-\lambda_1 x) \\ &+ C_3 \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \end{pmatrix} \exp(\lambda_3 x) + C_4 \begin{pmatrix} -A_1 \\ -A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \end{pmatrix} \exp(-\lambda_3 x) \\ &+ C_5 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ N \xi k_B T / q^2 \\ N_{-1} N_0 D_{-1,0} \\ N_0 N_{+1} D_{0,+1} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5$  определяются из граничных условий

$$\begin{aligned} A_1 &= ZK\lambda_3 \left( \frac{D_{0,+1} + D_{-1,0}}{qD_{0,+1}D_{-1,0}} - \frac{2qN_0}{\alpha \varepsilon \xi k_B T N} \right), \\ A_2 &= ZK\lambda_3 \left[ \frac{N_{+1}D_{0,+1} + (N_{+1} - N)D_{-1,0}}{qN_0D_{0,+1}D_{-1,0}} + \frac{qN_0}{\alpha \varepsilon \xi k_B T N} \right], \\ A_3 &= ZKN \frac{D_{0,+1}(1 - ZK) - D_{-1,0}(1 + ZK)}{\varepsilon N_0 D_{0,+1} D_{-1,0}}, \\ A_4 &= -A_5 = ZK(\lambda_1^2 - \lambda_3^2); \end{aligned}$$

нетривиальные характеристические числа равны

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= -\lambda_2 = q \left( \frac{N_0 N_{+1} + N_{-1} N_0 + 4N_{-1} N_{+1}}{\varepsilon \xi k_B T N} \right)^{1/2}, \\ \lambda_3 &= -\lambda_4 = \left( \alpha N \frac{N_{+1} D_{0,+1} + N_{-1} D_{-1,0}}{N_0 D_{0,+1} D_{-1,0}} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Отметим, что, так как среди характеристических чисел имеются действительные, отличные от нуля, решения исходной и линеаризованной систем дифференциальных уравнений в окрестности точки равновесия совпадают [14].

При  $J_{-1,0} = J_{0,+1} = 0$  из (7) с учетом (6) находим длину экранирования  $L_s$  (глубину проникновения электростатического поля в полупроводник)

$$L_s = \frac{1}{\lambda_1} = \frac{1}{q} \left\{ \frac{\varepsilon \xi k_B T}{N[1 - (ZK)^2] - N_0} \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

которая совпадает с  $L_s$ , полученной в [13] из решения электростатического уравнения Пуассона в приближении Дебая-Хюккеля.

При  $J_{-1,0} + J_{0,+1} \neq 0$  из (7) длина диффузии прыгающих электронов есть

$$L_d = \frac{1}{\lambda_3} = \left[ \frac{N_0 D}{\alpha N(N - N_0)} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $D = D_{0,+1} D_{-1,0} (N_{+1} + N_{-1}) / (N_{+1} D_{0,+1} + N_{-1} D_{-1,0})$  — коэффициент биполярной диффузии [15] носителей заряда в  $D^-$ - и  $D^0$ -зонах.

Эффективное время "рекомбинации" зарядовых состояний  $(-1)$  и  $(+1)$  (время жизни электронов  $D^-$ -зоны относительно захвата на электронные вакансии в  $D^0$ -зоне [7,8]) равно

$$\tau_d = L_d^2 / D = \frac{N_0}{\alpha N(N - N_0)}. \quad (10)$$

**4. Равномерное по объему облучение кристалла светом, вызывающим переходы электронов между нейтральными примесями  $(0) \rightarrow (0)$ , изменяет заполнение  $D^-$ - и  $D^0$ -зон электронами, выступая в роли "фотогенерации". Считаем, что межпримесная подсветка не вызывает разогрев кристалла, т. е. не увеличивает коэффициент тепловой ионизации примеси  $\beta = \alpha N_{+1} N_{-1} / N_0^2$ . Тогда в схеме**

решения системы уравнений (5) достаточно равновесные значения концентраций  $N_{+1}$ ,  $N_0$  и  $N_{-1}$  заменить на неравновесные  $N_{+1}(\gamma)$ ,  $N_0(\gamma)$  и  $N_{-1}(\gamma)$ , определяемые из соотношений

$$\alpha \frac{N_{+1}N_{-1}}{N_0^2} + \gamma = \alpha \frac{N_{+1}(\gamma)N_{-1}(\gamma)}{N_0^2(\gamma)},$$

$$N_{-1}(\gamma) = N_{+1}(\gamma) + ZKN,$$

$$N_{-1}(\gamma) + N_0(\gamma) + N_{+1}(\gamma) = N, \quad (11)$$

где  $\gamma$  — коэффициент фотоионизации нейтральных примесей, пропорциональный интенсивности стационарной подсветки, вызывающей переход электрона из  $D^0$ - в  $D^-$ -зону.

Таким образом, для нахождения длин экранирования  $L_s(\gamma)$  и диффузии  $L_d(\gamma)$  в условиях межпримесной подсветки в выражениях (8) и (9) необходимо провести замены  $N_0 \rightarrow N_0(\gamma)$ ,  $N_{+1} \rightarrow N_{+1}(\gamma)$ .

При  $\gamma/\beta \ll 1$  (межпримесная фотогенерация мала по сравнению с тепловой генерацией) из (8) и (9) с учетом (11) следует, что  $L_s(\gamma) < L_s$  и  $L_d(\gamma) < L_d$ . Для низких температур  $N_0(\gamma) \approx N(1 - |Z|K) - 2\gamma N(1 - |Z|K)^2/\alpha|Z|K$ , тогда из (10) имеем

$$\tau_d(\gamma) \approx \tau_d - 2\gamma(1 - |Z|K)^2/\alpha^2 N(|Z|K)^3,$$

т.е. с ростом концентрации неравновесных электронов в  $D^-$ -зоне и электронных вакансий в  $D^0$ -зоне их время жизни уменьшается.

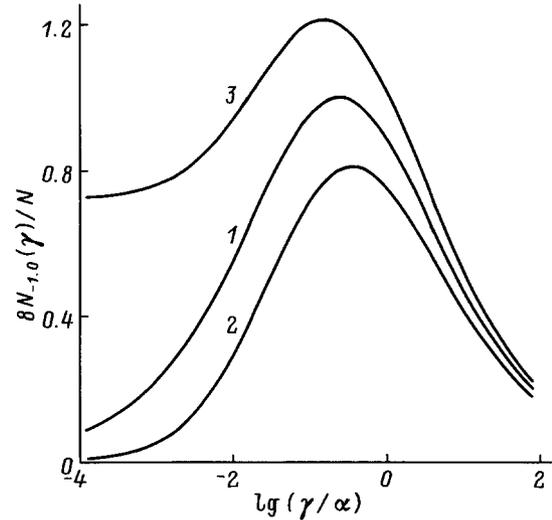
При  $\gamma/\beta \gg 1$ , т.е. при большой интенсивности межпримесного фотовозбуждения,  $N_0(\gamma) \rightarrow 0$ ,  $N_{+1}(\gamma) + N_{-1}(\gamma) \rightarrow N$ , так что из (8) и (9) имеем  $L_s^2(\gamma) \rightarrow \varepsilon \xi k_B T/q^2 [1 - (ZK)^2]N$ ,  $L_d(\gamma) \rightarrow 0$ . В частности, если  $K \ll 1$ , то  $N_{+1}(\gamma) \approx N_{-1}(\gamma)$ , и характер уменьшения  $L_d(\gamma)$  с ростом  $\gamma$  таков:

$$L_d^2(\gamma)/D = \tau_d(\gamma) \approx (1/2)N\sqrt{\alpha\gamma},$$

где в этом случае  $D \approx 2D_{0,+1}D_{-1,0}/(D_{0,+1} + D_{-1,0})$ .

5. В области низких температур ( $T \rightarrow 0$ ) концентрация ионов примеси  $N_{-1}$  и/или  $N_{+1}$  мала, так что  $\beta = \alpha N_{-1}N_{+1}/N_0^2 \rightarrow 0$ . В этом случае степень фотовозбуждения определяется соотношением между коэффициентом  $\gamma$ , пропорциональным интенсивности подсветки, и коэффициентом захвата  $\alpha$  электрона с отрицательно на положительно заряженную примесь.

Известно, что подвижность электронов  $M_{-1,0}$  в  $D^-$ -зоне значительно превосходит подвижность дырок (электронных вакансий)  $M_{0,+1}$  в  $D^0$ -зоне [1]. В то же время при  $K \ll 1$  концентрации фотовозбужденных носителей (прыгающих электронов или дырок) в обеих зонах примерно равны. Поэтому при рассмотрении изменения прыжковой фотопроводимости  $\Delta\sigma_h(\gamma)$  при увеличении интенсивности межпримесной подсветки будем учитывать перенос электронов только по  $D^-$ -зоне, т.е.  $\Delta\sigma_h(\gamma) \approx \sigma_{-1,0}(\gamma)$ .



Изменение концентрации прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов  $N_{-1,0}$  в зависимости от отношения коэффициента межпримесной фотоионизации  $\gamma$ , пропорционального интенсивности подсветки, к коэффициенту захвата электронов  $\alpha$  из  $D^-$ - в  $D^0$ -зону. 1 —  $K = 0$ , 2 —  $K = 0.1$ ,  $Z = -1$ , 3 —  $K = 0.1$ ,  $Z = +1$ .

По формуле (3) прыжковую электропроводность  $\sigma_{-1,0}(\gamma)$  можно представить в факторизованном виде  $\sigma_{-1,0}(\gamma) = qM_{-1,0}N_{-1,0}(\gamma)$ , где  $N_{-1,0}(\gamma) = N_{-1}(\gamma)N_0(\gamma)/N$  — концентрация прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов. В режиме прыжков электронов между ближайшими по расстоянию примесями в зарядовых состояниях  $(-1)$  и  $(0)$  характер зависимости прыжковой проводимости  $\sigma_{-1,0}(\gamma)$  от интенсивности подсветки определяется изменением  $N_{-1,0}(\gamma)$  (см. рисунок). При  $K = 0$  (кривая 1), когда полупроводник содержит дефекты только одного сорта в зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$ , максимальное значение концентрации прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов и в  $D^0$ -зоне дырок равно  $N/8$  (выбрано для нормировки  $N_{-1,0}(\gamma)$ ). При введении в полупроводник компенсирующих акцепторов (кривая 2), захватывающих электроны из  $D^-$ - и  $D^0$ -зон, характер зависимости  $N_{-1,0}(\gamma)$  от интенсивности подсветки не изменяется, но с ростом компенсации (при прочих равных условиях) величина  $N_{-1,0}(\gamma)$  уменьшается. Кривая 3 соответствует случаю, когда компенсирующей примесью являются полностью ионизованные доноры, энергетические уровни которых расположены ближе к  $s$ -зоне, чем  $D^-$ -зона [16], благодаря чему  $D^-$ - и  $D^0$ -зоны заполняются электронами. При  $\gamma = 0$  в этом случае  $N_{-1,0} = K(1 - K)N$ .

Из рисунка видно, что для  $\gamma \approx \alpha$  величина  $N_{-1,0}(\gamma)$  достигает максимума и слабо зависит от интенсивности межпримесного фотовозбуждения, т.е.  $\gamma$ . При  $\gamma/\alpha \gg 1$  характер зависимости концентрации прыгающих электронов от интенсивности подсветки для некомпенси-

рованных и компенсированных кристаллов одинаков:  $N_{-1,0}(\gamma) \propto 1/\sqrt{\gamma}$ .

Приведенные выше формулы в равной мере применимы и для описания прыжковой фотопроводимости по  $A^+$ -зоне, когда прыжки дырок между зарядовыми состояниями (+1) и (0) определяют  $\Delta\sigma_h(\gamma) \approx \sigma_{+1,0}(\gamma)$ . Так, например, при  $\gamma/\alpha \gg 1$  из (11) получаем  $\sigma_{+1,0}(\gamma) \propto N_{+1,0}(\gamma) \propto 1/\sqrt{\gamma}$  (см. рисунок). Это соответствует результатам измерения  $\sigma_{+1,0}(\gamma)$  при температуре  $T \approx 4.2$  К в кристаллах Si:B ( $N = 7.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $K = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $Z = +1$ ;  $N = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $K = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $Z = +1$ ), когда увеличение интенсивности подсветки в 4 раза уменьшало прыжковую фотопроводимость дырок  $A^+$ -зоны в 2 раза [7].

6. Итак, в работе впервые получено выражение для прыжкового тока в кристаллическом полупроводнике по дефектам (примесным атомам) одного сорта в зарядовых состояниях (-1, 0, +1) с энергетической щелью между  $D^-$ - и  $D^0$ -зонами много большей, чем энергии активации переноса зарядов по этим зонам. Даны уравнения непрерывности для мигрирующих по кристаллу зарядовых состояний (-1, 0, +1) неподвижных атомов примеси. Рассчитаны длина экранирования электростатического поля  $L_s$  и длина диффузии носителей заряда  $L_d$ , а также характер их изменения при межпримесной подсветке. Получены выражения для биполярного коэффициента диффузии и времени жизни  $\tau_d$  электронов  $D^-$ -зоны относительно рекомбинации с электронными вакансиями  $D^0$ -зоны. Показано, что  $\tau_d$  уменьшается с увеличением концентрации прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов и в  $D^0$ -зоне дырок (т.е. с ростом интенсивности подсветки).

Показано, что концентрация прыгающих в  $D^-$ -зоне электронов пропорциональна произведению концентраций примесей в зарядовых состояниях (-1) и (0) и монотонно зависит от интенсивности межпримесной подсветки. Прыжковая подвижность в режиме прыжков между ближайшими по расстоянию примесями слабо зависит от подсветки. В рамках этих представлений интерпретировано уменьшение прыжковой фотопроводимости с ростом интенсивности фотовозбуждения слабо компенсированного Si:B, когда энергетические уровни атомов бора образуют примесные  $A^+$ - и  $A^0$ -зоны.

- [8] Е.М. Гершензон, Ю.А. Гуревич, А.П. Мельников, Л.Н. Шестков. ЖЭТФ **100**, 5, 1547 (1991).
- [9] В.Н. Александров, Е.М. Гершензон, А.П. Мельников, Н.А. Серебрякова. ФТП **11**, 3, 532 (1977).
- [10] В.П. Доброго, С.М. Рывкин. ФТТ **6**, 4, 1203 (1964).
- [11] В.П. Доброго. ФТП **3**, 11, 1665 (1969).
- [12] N.A. Poklonski, V.F. Stelmakh. Phys. Stat. Sol. (b) **117**, 1, 93 (1983).
- [13] N.A. Poklonski, V.F. Stelmakh, V.D. Tkachev, S.V. Voitkov. Phys. Stat. Sol. (b) **88**, 2, K165 (1978).
- [14] Ф. Хартман. Обыкновенные дифференциальные уравнения. Мир, М. (1970).
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1990).
- [16] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 1, 51 (1985).

## Список литературы

- [1] Е.М. Гершензон, А.П. Мельников, Р.И. Рабинович, Н.А. Серебрякова. УФН **132**, 2, 353 (1980).
- [2] И.А. Драбкин, Б.Я. Мойжес. ФТП **15**, 4, 625 (1981).
- [3] Н.В. Агринская, Т.В. Машовец. ФТП **28**, 9, 1505 (1994).
- [4] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП **28**, 3, 369 (1994).
- [5] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica **B212**, 429 (1995).
- [6] В.Л. Бонч-Бруевич. Письма в ЖЭТФ **41**, 2, 58 (1985).
- [7] Е.М. Гершензон, Ф.М. Исмаилова, Л.Б. Литвак-Горская, А.П. Мельников. ЖЭТФ **100**, 3, 1029 (1991).