

УДК 621.382

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В БАЗЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА С p - n -ПЕРЕХОДОМ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ УРОВНЯХ ИНЖЕКЦИИ

Н.С. АРАМЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 16 марта 2008 г.)

В приближении экспоненциальности распределения неравновесных носителей в базе полупроводникового диода с p - n -переходом получена формула для расчета времени жизни, пригодная при произвольных уровнях инжекции. Время жизни определяется на основе измерений одних лишь стационарных характеристик диода (ВАХ на постоянном токе и дифференциального сопротивления на низкой частоте). Проведены измерения ВАХ и дифференциального сопротивления сплавных диодов Д226Б, для определения равновесной концентрации носителей в базе диода измерена также зависимость барьерной емкости от обратного напряжения. Вычисленная на основе экспериментальных данных зависимость времени жизни неравновесных носителей от уровня инжекции согласуется с теорией рекомбинации Шокли–Рида, что можно считать обоснованием допущений, принятых при расчете времени жизни носителей.

1. Введение

Исследование времени жизни неравновесных носителей в полупроводниках является актуальным с точки зрения выяснения механизмов рекомбинации носителей и определения параметров рекомбинационных центров [1–3]. Разработан ряд методов определения времени жизни [4–6], таких как измерение фотопроводимости при импульсном освещении полупроводника, измерение эдс и тока фотомагнитоэлектрического эффекта, измерение времени восстановления обратного сопротивления в полупроводниковом диоде с p - n -переходом. Для сравнения экспериментальных результатов с теорией рекомбинации Шокли–Рида важное значение имеет зависимость времени жизни от концентрации неравновесных носителей. С этой точки зрения наиболее удобен для измерений полупроводниковый диод с p - n -переходом, т.к. концентрацию неравновесных носителей в таком диоде можно контролировать приложенным к p - n -переходу напряжением. Нам известна работа [7], в которой видоизмененным методом обратного восстановления определяется зависимость времени жизни от уровня инжекции и на этой основе проводится сравнение теории с экспериментом.

Определение времени жизни в базе полупроводникового диода с p - n -переходом можно существенно упростить, если иметь в виду, что не только переходные характеристики диода, но и стационарные характеристики зависят от этого времени – в частности, вольт-

амперная характеристика (ВАХ) на постоянном токе. Однако сама ВАХ при произвольных уровнях инжекции трудно поддается точному расчету, и приближенный расчет строится на предположении об экспоненциальности распределения неравновесных носителей вдоль базы диода при произвольных уровнях инжекции. Если ограничиться рассмотрением времени жизни и уровня инжекции только на границе p - n -перехода, то, по-видимому, необходимость точного расчета ВАХ отпадает, а измерения ВАХ и дифференциального сопротивления диода могут использоваться для определения падения напряжения на базе диода, диффузионной длины и электрического поля около границы p - n -перехода. Эти последние позволят затем определить уровень инжекции и время жизни неравновесных носителей.

Целью настоящей работы являлось: а) с использованием распределения неравновесных носителей, спадающего по экспоненте вдоль базы диода, получение формулы для времени жизни, пригодной при низких и высоких уровнях инжекции; б) проведение измерений ВАХ и дифференциального сопротивления кремниевых сплавных диодов Д226Б, смещенных в прямом направлении, с целью определения уровней инжекции и времени жизни в базе диода. Проведено также измерение барьерной емкости p - n -перехода в зависимости от обратного напряжения и определена равновесная концентрация носителей в базе диода.

2. Расчет времени жизни

Рассмотрим резкий p - n -переход с базой n -типа, каковыми являются использованные нами сплавные диоды Д226Б. Выбор данных диодов обусловлен тем, что их конструкция и технология изготовления хорошо известны и описаны в литературе [8], движение инжектированных носителей в базе этих диодов можно приближенно считать одномерным. Направим ось x вдоль базы диода, а точку $x = 0$ совместим с границей перехода со стороны базы. Уравнения непрерывности электронов и дырок для стационарных условий имеют вид [9]

$$\begin{aligned} D_n \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \mu_n E \frac{d(\Delta n)}{dx} + \mu_n (n_0 + \Delta n) \frac{dE}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau} &= 0, \\ D_p \frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \mu_p E \frac{d(\Delta p)}{dx} - \mu_p (p_0 + \Delta p) \frac{dE}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Δn и Δp – избыточные концентрации электронов и дырок; n_0 и p_0 – равновесные концентрации; D_n и μ_n – коэффициент диффузии и подвижность электронов; D_p и μ_p – те же параметры для дырок; $E(x)$ – электрическое поле в базе диода; τ – время жизни неравновесной электронно-дырочной пары. Предполагается, что концентрация рекомбинационных ловушек мала по сравнению с избыточной концентрацией электронов и дырок и условие электронейтральности имеет вид

$$\Delta n = \Delta p. \quad (2)$$

В этих условиях рекомбинация неравновесных носителей должна описываться теорией Шокли–Рида [10]. Если выразить поле $E(x)$ через ток I и избыточную концентрацию инжектированных дырок $\Delta p(x)$, то с учетом условия (2) из второго уравнения

системы (1) можно получить уравнение для концентрации избыточных дырок $\Delta p(x)$ [11]. Это последнее представляет из себя однородное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами, точно решить которое не представляется возможным. Хорошо известно [10], что при низких уровнях инжекции это уравнение сводится к простому уравнению диффузии, решением которого является экспоненциально спадающая вдоль базы функция:

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{w-x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{w}{L_p}\right)}, \quad (3)$$

где $\Delta p(0)$ – избыточная концентрация дырок при $x=0$; w – длина базы диода; L_p – диффузионная длина дырок. В [11] показано, что при высоких уровнях инжекции решение также представляется экспонентой с диффузионной длиной, зависящей от поля в базе. Можно полагать, что при произвольных уровнях инжекции распределение избыточных носителей подобно формуле (3), в которую введен параметр α , имеющий смысл обратной диффузионной длины:

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \frac{\operatorname{sh}[\alpha(w-x)]}{\operatorname{sh}(\alpha w)}. \quad (4)$$

Физически ясно, что параметр α должен зависеть от избыточной концентрации дырок Δp и от электрического поля в базе E , т.е. этот параметр должен зависеть от x . При малых x вблизи границы p – n -перехода параметр α должен иметь фиксированное значение, определяемое избыточной концентрацией $\Delta p(0)$ и электрическим полем $E(0)$ при $x=0$. При малых x , когда $\alpha x \ll 1$, из (4) получаем:

$$\begin{aligned} \Delta p(x) &\approx \Delta p(0) [1 - (\alpha x) \coth(\alpha w)], \\ \Delta p'(x) &\approx -\Delta p(0) \alpha [\coth(\alpha w) - \alpha x], \\ \Delta p''(x) &\approx \Delta p(0) \alpha^2 [1 - (\alpha x) \coth(\alpha w)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку мы полагаем функцию $\Delta p(x)$ известной, то в системе уравнений (1) неизвестными остаются функция $E(x)$ и параметр τ . Подстановка формул (5) в (1) приводит к новой системе двух уравнений для неизвестной функции $E(x)$ и параметра τ . Комбинируя эти два уравнения, получаем уравнение для $E(x)$ [12]:

$$\begin{aligned} &\left\{ 1 + \frac{b+1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0} [1 - (\alpha x) \coth(\alpha w)] \right\} \frac{dE}{dx} = \\ &= \frac{b+1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0} (\alpha) \coth(\alpha w) E(x) - \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0} \alpha^2 \end{aligned} \quad (6)$$

с граничным условием $E = E(0)$ при $x=0$. Данное уравнение справедливо при малых x вблизи границы p – n -перехода. Решение уравнения (6) имеет следующий вид

$$E(x) = \frac{E(0) - \frac{\frac{kT}{q}(b-1)\alpha}{(b+1)\coth(\alpha w)}}{1 - \frac{\frac{b+1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0} (\alpha) \coth(\alpha w)}{1 + \frac{b+1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0}}} + \frac{\frac{kT}{q}(b-1)\alpha}{(b+1)\coth(\alpha w)} . \quad (7)$$

Формула (7) справедлива вблизи границы $p-n$ -перехода как для «длинных» диодов ($\alpha w \gg 1$), так и для «коротких» диодов ($\alpha w \ll 1$). Из (7) видно, что в случае «длинных» диодов при относительно низких уровнях инжекции, когда

$E(0) < \frac{kT}{q}(b-1)\alpha / (b+1)\coth(\alpha w)$, поле вглубь базы с ростом x убывает; при

$E(0) > \frac{kT}{q}(b-1)\alpha / (b+1)\coth(\alpha w)$ поле вглубь базы возрастает; а при $E(0) = \frac{kT}{q}(b-1)\alpha / (b+1)\coth(\alpha w)$

поле постоянно вдоль базы, т.е. не зависит от x . В случае «коротких» диодов поле вглубь базы возрастает практически при любых уровнях инжекции. Используя выражение (7) для функции $E(x)$, можно из одного из уравнений вышеназванной новой системы получить формулу для времени жизни τ при $x=0$, т.е. у границы $p-n$ -перехода:

$$\tau = \frac{b \left[1 + \frac{b+1}{b} \frac{\Delta p(0)}{n_0} \right]}{(\mu_n \alpha) \coth(\alpha w) E(0) + \mu_n \frac{kT}{q} \alpha^2 \left[1 + 2 \frac{\Delta p(0)}{n_0} \right]} . \quad (8)$$

Для практического использования формулы (8) необходимо знание величин α и $E(0)$ при произвольных уровнях инжекции, т.е. при произвольных $\Delta p(0)/n_0$. Эти величины можно определить, исходя из следующего. Для p^+-n -перехода электронный ток у границы перехода ($x=0$) должен равняться нулю [10], что выражается уравнением

$$q\mu_n [n_0 + \Delta n(0)] E(0) + qD_n \frac{d(\Delta n)}{dx} = 0 , \quad (9)$$

где q – заряд электрона. У той же границы перехода при $x=0$ весь ток переносится дырками, т.е.

$$\frac{I}{S} = q\mu_p \Delta p(0) E(0) - qD_p \frac{d(\Delta p)}{dx} , \quad (10)$$

где I – полный ток через переход, S – площадь перехода. Из уравнений (9) и (10) с использованием (5) получаются уравнения для α и $E(0)$:

$$\alpha \coth(\alpha w) = \frac{I}{S} \frac{b}{qn_0\mu_n} \frac{q}{kT} \frac{1 + \frac{\Delta p(0)}{n_0}}{\frac{\Delta p(0)}{n_0} \left[1 + 2 \frac{\Delta p(0)}{n_0} \right]}, \quad (11)$$

$$E(0) = \frac{kT}{q} \alpha \frac{\frac{\Delta p(0)}{n_0}}{1 + \frac{\Delta p(0)}{n_0}} \coth(\alpha w). \quad (12)$$

Для определения неравновесной концентрации дырок $\Delta p(0)$ используем выражение

$$\Delta p(0) = p_0 e^{\frac{qU_{p-n}}{kT}} = p_0 e^{\frac{q(U_d - U_b)}{kT}}, \quad (13)$$

где U_{p-n} – напряжение на $p-n$ -переходе; U_d – измеренное напряжение на диоде; U_b – падение напряжения на базе. Для расчетов по формуле (13) необходимо знание U_b . Выражение для напряжения на базе имеет вид

$$U_b = \int_0^I r_b dI = \int_0^I \left[r_d - \frac{kT}{qI} \frac{2 \left(\frac{\Delta p(0)}{n_0} \right)^2 + 3 \frac{\Delta p(0)}{n_0} + 1}{2 \left(\frac{\Delta p(0)}{n_0} \right)^2 + 4 \frac{\Delta p(0)}{n_0} + 1} \right] dI, \quad (14)$$

где $\frac{kT}{qI} \frac{2 \left(\frac{\Delta p(0)}{n_0} \right)^2 + 3 \frac{\Delta p(0)}{n_0} + 1}{2 \left(\frac{\Delta p(0)}{n_0} \right)^2 + 4 \frac{\Delta p(0)}{n_0} + 1}$ – дифференциальное сопротивление $p-n$ -пере-

хода при произвольных уровнях инжекции (эта формула получается из рассмотрения тока через переход с учетом дрейфовой составляющей тока дырок); r_b – дифференциальное сопротивление базы диода; r_d – измеренное дифференциальное сопротивление диода; I – ток через диод. Если измерения дифференциального сопротивления диода проводить ступенчато, малыми шагами по току ($I_m - I_{m-1}$), то в (14) интегрирование можно заменить суммированием, что приводит к формуле

$$U_{bm} = U_{b(m-1)} + \frac{1}{2} \left(r_{m-1} - \frac{kT}{qI_{m-1}} \frac{2y_{m-1}^2 + 3y_{m-1} + 1}{2y_{m-1}^2 + 4y_{m-1} + 1} \right) (I_m - I_{m-1}) + \frac{1}{2} \left(r_m - \frac{kT}{qI_m} \frac{2y_m^2 + 3y_m + 1}{2y_m^2 + 4y_m + 1} \right) (I_m - I_{m-1}). \quad (15)$$

Из соотношения (13) можно получить:

$$\frac{kT}{q} \ln(y_m) + U_{bm} - U_m + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_0}{p_0}\right) = 0. \quad (16)$$

В формулах (15) и (16) I_m – m -тое измеренное значение тока; U_m – m -тое измеренное значение напряжения на диоде; U_{hm} – падение напряжения на базе при токе I_m ; $y_m = (\Delta p(0)/n_0)_m$ – уровень инжекции при токе I_m . Уравнения (15) и (16) использовались нами для определения зависимостей падения напряжения на базе U_b и уровня инжекции $\Delta p(0)/n_0$ от тока I , при этом достаточно было иметь данные измерений ВАХ диода на постоянном токе и дифференциального сопротивления диода на низкой частоте. В итоге из уравнений (11) и (12) находились параметры α и $E(0)$, а по формуле (8) вычислялось время жизни τ .

3. Измерения и результаты

Измерения ВАХ и дифференциального сопротивления исследуемых диодов, смещенных в прямом направлении, а также барьерной емкости при обратных смещениях проводились по схемам, показанным на рис.1 и 2. При измерении по схеме рис.1 через образец пропусклся постоянный ток в прямом направлении и одновременно подавался малый переменный сигнал с эффективным значением 0,5 мВ и частотой 1 кГц. Измерялась также величина переменного тока через образец, и затем вычислялось дифференциальное сопротивление. Для обеспечения повторяемости результатов образец термостатировался при $\sim 45^\circ\text{C}$. Измерение барьерной емкости (рис.2) использовалось для определения концентрации равновесных носителей μ_0 в базе диода. На образец, смещенный в обратном направлении, подавался малый переменный сигнал с эффективным значением 10 мВ. Измерительный сигнал с токового сопротивления r усиливался усилителем 1 и подавался на вход сравнивающего каскада 4. На второй вход этого каскада через усилитель 2 и фазовращатель 3 подавался компенсирующий сигнал для компенсации активной составляющей сигнала на токовом сопротивлении r , что позволяло измерить емкостную составляющую в «чистом» виде. Перед измерением емкостной составляющей вместо образца подключалось активное сопротивление, показанное на рис.2 пунктиром, и настраивалась фаза компенсирующего сигнала. Образец помещался в термостат при температуре $\sim 45^\circ\text{C}$.

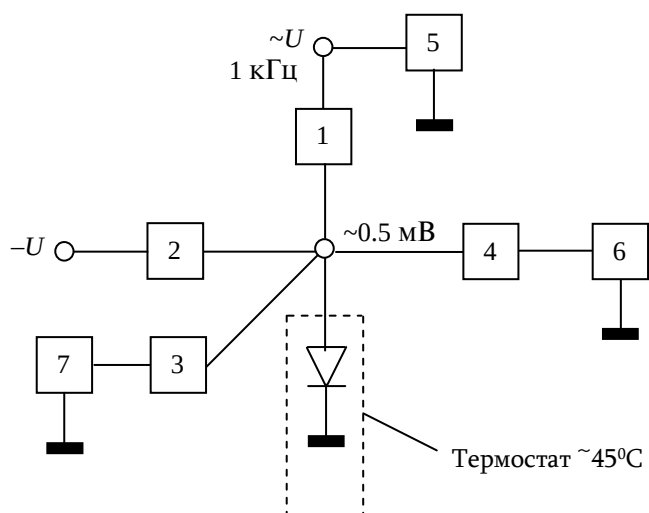


Рис.1. Схема измерения ВАХ и дифференциального сопротивления диода, смещенного в прямом направлении. 1, 2, 3 – буферы, служащие для развязки цепей постоянного и переменного тока; 4 – усилитель; 5, 6 – милливольтметры переменного тока; 7 – вольтметр постоянного тока. Образец термостатировался при $\sim 45^{\circ}\text{C}$.

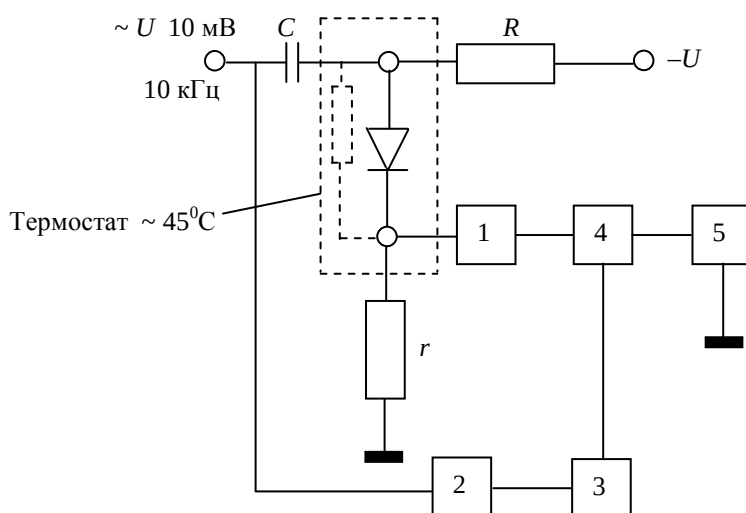


Рис.2. Схема измерения барьерной емкости на частоте 10 кГц. R и C – развязывающие сопротивление и емкость; r – малое прецизионное сопротивление; 1 и 2 – усилители; 3 – фазовращатель; 4 – сравнивающий каскад; 5 – милливольтметр переменного тока. Образец термостатировался при $\sim 45^{\circ}\text{C}$.

Для вычисления на основе результатов измерений необходимых параметров полупроводникового диода визуально под микроскопом определялись площадь p - n -перехода S и длина базы W , которые составляли

$S \approx 175 \times 10^{-8} \text{ м}^2$ и $W \approx 400 \text{ мкм}$. Измеренное значение концентрации электронов в базе составляло $n_0 = 3,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились с тремя диодами Д226Б, ниже приводятся результаты для одного из них. На рис.3 приведена зависимость падения напряжения на базе от тока через диод (кривая 1), рассчитанная по формулам (15) и (16) с использованием результатов измерений. Там же показана зависимость (кривая 2), рассчитанная с использованием выражения для сопротивления базы постоянному току при произвольных уровнях инжекции [10], в котором время жизни τ предполагается не зависящим от уровня инжекции. Меньшие значения напряжения на базе экспериментальной кривой по сравнению с рассчитанной при высоких уровнях инжекции можно объяснить уменьшением времени жизни инжектированных носителей с увеличением уровня инжекции, в результате чего ослабляется эффект модуляции проводимости базы.

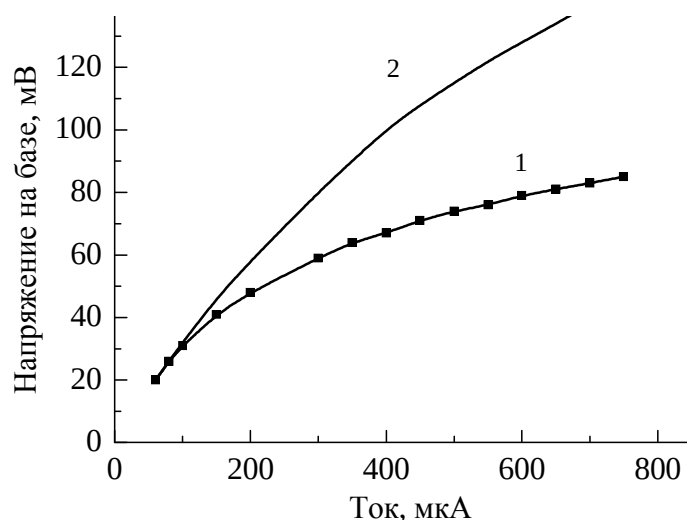


Рис.3. Зависимость падения напряжения на базе от тока через диод. 1 – эксперимент; 2 – расчет в предположении независимости времени жизни от уровня инжекции.

На рис.4 приведена экспериментальная зависимость времени жизни электронно-дырочной пары от уровня инжекции, полученная на основе результатов измерений из формулы (8). Видно, что время жизни резко уменьшается с ростом уровня инжекции и выходит на насыщение при относительно высоких уровнях инжекции. Такой ход зависимости вполне согласуется с теорией рекомбинации Шокли–Рида, согласно которой зависимость τ от $\Delta p(0)/n_0$ определяется удельным сопротивлением материала полупроводника [10]: при малых удельных сопротивлениях время жизни должно расти с уровнем инжекции; при больших удельных сопротивлениях оно уменьшается с уровнем инжекции; при некотором промежуточном удельном сопротивлении время жизни от уровня инжекции не должно зависеть. В нашем случае удельное сопротивление материала базы достаточно велико ($\sim 119 \text{ Омсм}$), что соответствует уменьшению времени жизни носителей с ростом уровня инжекции.

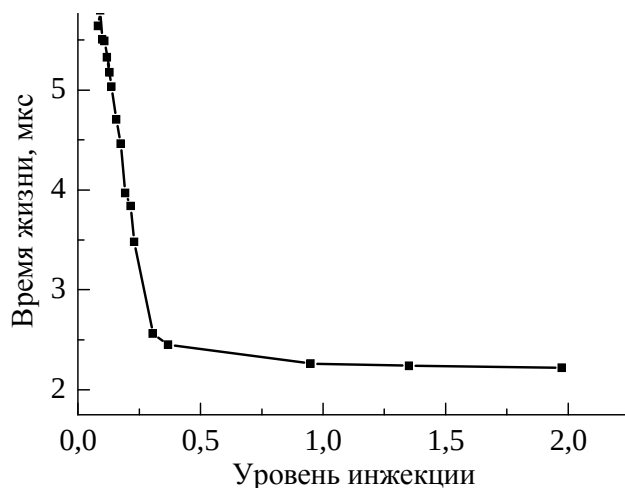


Рис.4. Зависимость времени жизни - от уровня инжекции $\Delta p(0)/n_0$ для сплавных диодов Д226Б, рассчитанная на основе экспериментальных данных по формуле (8).

4. Заключение

В данной работе показано, что на основе измерения одних лишь стационарных характеристик полупроводникового диода с $p-n$ -переходом (ВАХ на постоянном токе и дифференциального сопротивления на низкой частоте) можно определить время жизни неравновесных носителей в базе диода при произвольных уровнях инжекции. Получена простая формула для вычисления времени жизни, пригодная при произвольных уровнях инжекции. Экспериментальная зависимость времени жизни от уровня инжекции согласуется с теорией рекомбинации Шокли–Рида, что можно считать обоснованием допущений, принятых при расчете времени жизни.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ф.Ю.Солдатенков, В.Г.Данильченко, В.И.Корольков.** ФТП, **41**, 217 (2007).
2. **С.Н.Куап, С.Н.Ту.** J. Appl. Phys., **87**, 1836 (2000).
3. **S.Zh.Karazhanov.** J. Appl.Phys., **89**, 332 (2001).
4. **Н.Б.Радчук, А.Ю.Ушаков.** ПТЭ, №3, 112 (2003).
5. **Л.П. Павлов.** Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М., Высшая школа, 1987.
6. **А. Милнс.** Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., Мир, 1977.
7. **М.И.Иглицын, Ю.А.Концевой, А.И.Сидоров.** ЖТФ, **27**, 246 (1957).
8. **Ф.А.Хомчик.** Параметры полупроводниковых приборов. Минск, Наука и техника, 1969.
9. **С.Зи.** Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, 1984.
10. **И.П.Степаненко.** Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., Энергоиздат, 1977.
11. **В.И.Стафеев.** ЖТФ, **28**, 1631 (1958).
12. **Н.С.Арамян.** Известия НАН Армении, Физика, 42, 51 (2007).

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՎԱԾ ԼԻՑԲԱՏԱՐՆԵՐԻ ԿՅԱՆՔԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅՈՒՆԸ
p-n-ԱՆՅՈՒՄՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԴԻՈԴԻ ԲԱԶԱՅՈՒՄ
ԻՆԺԵԿՑԻԱՅԻ ԿԱՄԱՅԱԿԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն.Ս. ԱՐԱՄՅԱՆ

p-n-անցումով կիսահաղորդչային դիոդի բազայում անհավասարակշռված լիցքատարների էքսպոնենտային բախշման մոտավորությամբ ստացված է բանաձև՝ կյանքի տևողությունը հաշվելու համար, որը կիրառելի է ինժեկցիայի ցանկացած մակարդակի դեպքում: Կյանքի տևողությունը որոշվում է միայն ստացիոնար բնութագրերի չափումների հիման վրա (վոլտ-ամպերային բնութագիր և ցածր հաճախականության դիֆերենցիալ դիմադրություն): Կատարված են վոլտ-ամպերային բնութագրի և դիֆերենցիալ դիմադրության չափումներ Դ226Բ դիոդների համար, հավասարակշռված լիցքատարների խտությունը որոշելու համար չափված է արգելքային ունակությունը՝ կախված հետադարձ լարումից: Փորձնական տվյալների հիման վրա հաշվարկված անհավասարակշռված լիցքատարների կյանքի տևողության կախվածությունը ինժեկցիայի մակարդակից համապատասխանում է Շոքլի-Ռիդի վերամիավորման տեսությանը, ինչը կարելի է համարել հիմնավորում կյանքի տևողության հաշվարկում ընդունված մոտավորությունների համար:

LIFETIME OF NON-EQUILIBRIUM CHARGE CARRIERS
IN THE BASE OF *p-n*-JUNCTION SEMICONDUCTOR DIODE
AT ARBITRARY INJECTION LEVELS

N.S. ARAMYAN

In the approximation of exponential distribution of unequilibrium charge carriers in the base of semiconductor *p-n*-junction diode, a formula for lifetime calculation is obtained, which may be used at arbitrary injection levels. The lifetime is determined only by measurements of stationary characteristics of diode (voltage–current characteristic and low-frequency differential resistance). The voltage–current characteristic and differential resistance of D226B alloy diodes were measured. The dependence of barrier capacity on the inverse voltage was also measured, for determination of equilibrium carriers density. The unequilibrium charge carriers lifetime dependence on the injection level is in agreement with the Shockley–Read recombination theory.