

## ПРИМЕНЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ $p$ - $n$ -СТРУКТУР НА ОСНОВЕ SiC

© А.А.Лебедев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 20 декабря 1994 г. Принята к печати 20 июня 1995 г.)

Показано, что применение нестационарной емкостной спектроскопии для исследования свойств диодов, в базе которых имеются перезаряжающиеся при инжекции глубокие центры, позволяет определять диффузионные длины и коэффициенты инжекции неосновных носителей тока в  $p$ - $n$ -переходах. Разработанные методики использованы для изучения свойств  $p$ - $n$ -структур на основе соединенной  $6H$ - и  $4H$ -SiC. Результаты измерений находятся в согласии с известными данными, полученными другими методами.

### Введение

Нестационарная емкостная спектроскопия (DLTS) была разработана и применяется для исследования центров, ответственных за глубокие уровни (ГУ) в полупроводниках [1]. Ранее [2,3] нами было показано, что при наличии в базе диода перезаряжающихся при инжекции носителей тока глубоких уровней метод DLTS можно использовать для исследования характеристик самой  $p$ - $n$ -структуры. В этом случае центры, соответствующие ГУ, используются как инструмент для исследования свойств  $p$ - $n$ -перехода. В работах [4,5] было обнаружено в  $6H$ - и  $4H$ -SiC  $n$ -типа проводимости несколько типов ГУ, перезаряжающихся при инжекции дырок. Таким образом, разработанные ранее методики измерений оказались применимы для исследования параметров диодных структур на основе карбида кремния. В настоящей работе емкостными методами были измерены диффузионная длина дырок  $L_p$  и коэффициент инжекции носителей тока в  $p$ - $n$ -переходе  $\gamma$  в диодных структурах, сформированных на основе слоев SiC  $n$ -типа проводимости, полученных сублимационной эпитаксией в открытой системе [6]; причем  $p$ - $n$ -переход был получен либо сублимационной эпитаксией [7], либо ионной имплантацией алюминия [8].

Рассмотрим перезарядку центров, находящихся в нижней половине базы  $n$ -типа при инжекции дырок. Рассмотрение будем проводить для случая, когда: а) концентрация ГУ много меньше, чем концентрация мелких центров; б) концентрация ГУ не зависит от координаты. Степень заполнения таких уровней будет определяться тремя процессами (рис. 1):

- 1) захватом из валентной зоны инжектированной дырки на уровень с вероятностью, пропорциональной  $a_p \Delta P (M - m)$ ;
- 2) захватом из зоны проводимости электрона на уровень с вероятностью, пропорциональной  $a_n (N_n + \Delta P) m$ ;
- 3) термической ионизацией дырки в валентную зону, определяемой величиной  $\beta_i \sim N_v V_t s_p \exp(-E_i/kT)$ .

Здесь  $a_n(p) = s_{n(p)} V_t$ ,  $m$  — концентрация центров, заполненных дырками,  $M$  — полная концентрация центров,  $s_{n(p)}$  — сечение захвата электрона (дырки) на центр,  $N_n$  — равновесная концентрация электронов в базе,  $V_t$  — тепловая скорость носителей заряда,  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне,  $E_i$  — энергия ионизации центра,  $\Delta P$  — концентрация инжектируемых дырок. Скорость изменения концентрации центров, заполненных дырками, можно записать как

$$dm/dt = (M - m)a_p \Delta P - (N_n + \Delta P)a_n m - \beta_i m. \quad (1)$$

Решением этого уравнения при начальных условиях  $t = 0, m = 0$  будет

$$m = \frac{M[1 - \exp(-t_i/t_0)]}{1 + \frac{a_n(\Delta P + N_n) + \beta_i}{a_p \Delta P}}, \quad (2)$$

где  $t_0 = [(N_n + \Delta P)a_n + a_p \Delta P + \beta_i]^{-1}$ ,  $t_i$  — длительность импульса инжекции.

Будем рассматривать случай, когда  $t_i \gg t_0$  и величина  $m$  выходит на насыщение. После окончания импульса прямой полярности и переключения  $p$ - $n$ -структуры к начальному обратному напряжению происходит перезарядка глубоких центров, вызывающая релаксацию

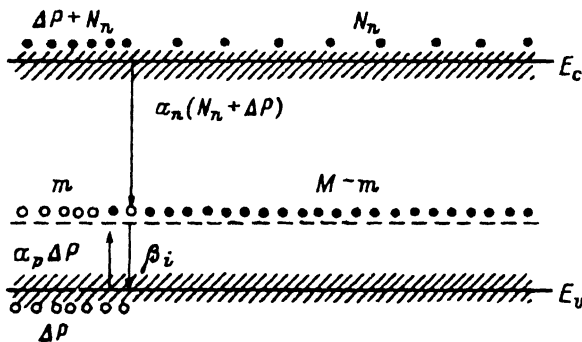


Рис. 1. Схема возможных электронных переходов при перезарядке инжектированными носителями глубокого центра, находящегося в нижней половине запрещенной зоны  $n$ -базы.

емкости  $\Delta C$ . При измерении методом DLTS в наших условиях регистрируется концентрация глубоких центров, равная  $m$ . Известно, что  $\Delta P = F(I_f, X)$ , где  $I_f$  — прямой ток;  $X$  — расстояние от  $p$ - $n$ -перехода. Если  $\Delta P > N_n$  (высокий уровень инжекции), то

$$m \equiv m_1 = a_p M / (a_p + a_n). \quad (3)$$

### Измерение диффузионных длин неосновных носителей тока

Данный метод основан на зависимости измеряемой концентрации перезаряжающихся глубоких центров (ГУ) в данном слое объемного заряда (т. е. измеряемой величины амплитуды DLTS пика  $\Delta C$ ) от концентрации инжектированных носителей. Кроме того, в общем случае, когда диффузионная длина носителей и толщина области объемного заряда при измерении одного порядка, максимальная возможная перезарядка ГУ в слое объемного заряда будет наблюдаться при высоком уровне инжекции, когда  $\Delta P > N_n$  (рис. 2). Признаком малого уровня инжекции служит зависимость  $\Delta C$  от величины прямого тока  $I_f$ . Признаком высокого уровня — независимость  $\Delta C$  от  $I_f$ .

При высоком уровне инжекции максимальная концентрация перезаряжающихся ГЦ  $m_1$  (рис. 2, уровень инжекции  $\Delta P_1$ ) определяется согласно выражению (3).

Уменьшая амплитуду прямого напряжения (уровень инжекции  $\Delta P_2$ , рис. 2), мы наблюдаем уменьшение амплитуды релаксации емкости. С учетом того, что

$$P_2 = \Delta P \exp(-X/L_p), \quad (4)$$

где  $X$  — расстояние от металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода;  $L_p$  — диффузионная длина неосновных носителей;  $t_p$  — время жизни неосновных носителей;  $\Delta P$  — концентрация инжектированных носителей в точке  $X = 0$ , получаем новое значение концентрации перезаряжающихся центров  $m_2$ :

$$m_2 = \frac{M}{1 + \frac{a_n}{a_p} + \frac{a_n N_n + \beta_i}{a_p \Delta P} \exp\left(\frac{X}{L_p}\right)}.$$

Очевидно, что (см. рис. 2) величина  $m$  не будет постоянна во всем объеме слоя объемного заряда (СОЗ) даже при одном уровне инжекции, т. е.  $m = F(X)$ . При выводе выражения для  $m_2$  мы полагали эту величину постоянной внутри достаточно узкой области СОЗ:  $X_1 - X_2 = \Delta X$ . При практическом применении данной методики необходимо чтобы с одной стороны,  $\Delta X$  была много меньше измеряемой величины  $L_p$ , а с другой — величины  $m_1$  и  $m_2$  измерялись в одной и той же области СОЗ, т. е. величины  $X_1$  и  $X_2$  были постоянны.

Сопоставляя выражения для  $m_1$  и  $m_2$  имеем

$$\ln\left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right) = \frac{X}{L_p} + \ln\left[\frac{\beta_i + N_n a_n}{(a_n + a_p) \Delta P}\right]. \quad (5)$$

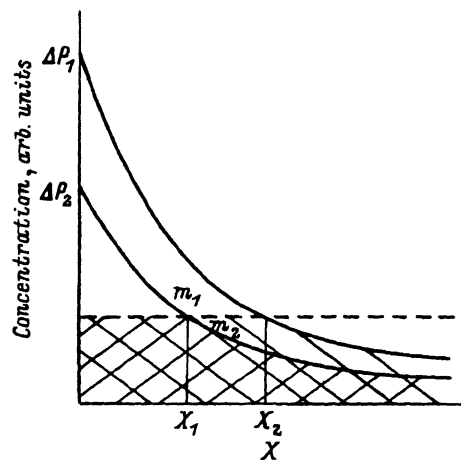


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая перезарядку глубоких центров инжектированными носителями при двух уровнях инжекции  $\Delta P_1$  и  $\Delta P_2$ . Штриховой линией указан уровень  $a_p/(a_n + a_p)M$ .

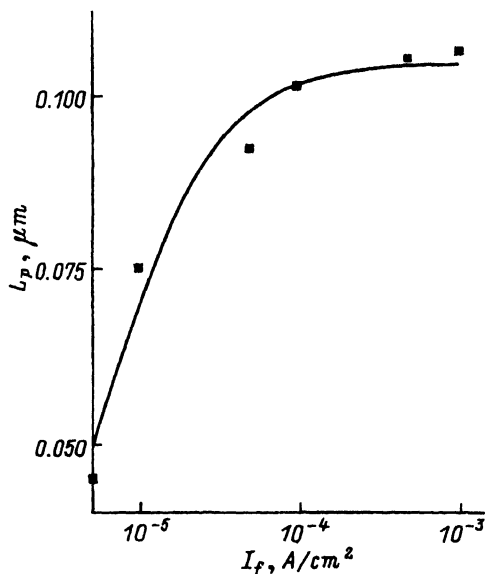


Рис. 3. Экспериментальная зависимость величины диффузионной длины дырок  $L_p$  от плотности прямого тока  $I_f$  через  $p$ - $n$ -переход в эпитаксиальной структуре  $6H$ -SiC.

Таким образом, построив зависимость вида

$$\ln(m_1/m_2 - 1) = F(X), \quad (6)$$

мы можем определить  $L_p$  в данном объеме СОЗ. Очевидно, что применение данной методики будет оптимальным для  $p$ - $n$ -структур, в которых  $L_{p(n)} < W_{\max}$ , где  $W_{\max}$  — толщина слоя объемного заряда при максимально допустимом обратном напряжении. В противном случае, если  $L_{p(n)} > W_{\max}$  использование этой методики может привести к ошибкам при определении  $L_{p(n)}$ . Отметим, что полное изменение емкости  $p$ - $n$ -структуры при неравномерном распределении заряженных центров не будет экспоненциальным, что может привести к ошибкам в измерении  $L_p$ . Поэтому до начала измерений необходимо определить профиль распределения глубоких и мелких центров в исследуемом диоде. Метод измерения распределения перезаряжающихся при инжекции глубоких центров был рассмотрен в работе [5].

При измерении величины  $L_p$  в  $6H$ -SiC были использованы эпитаксиальные  $p$ - $n$ -структуры. Концентрация нескомпенсированных доноров в базовой области диодов составляла примерно  $(1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Глубокие акцепторные уровни ( $I$ - и  $D$ -центры) были равномерны распределены по  $n$ -базе, а их суммарная концентрация составляла порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  [8]. Таким образом исследовавшиеся  $p$ - $n$ -структуры полностью соответствовали условиям применимости рассмотренной методики измерения  $L_p$ . Было обнаружено, что диффузионная длина дырок при комнатной температуре в эпитаксиальных  $p$ - $n$ -структурах на основе  $6H$ -SiC составляет  $L_p \approx 0.1-0.3 \text{ мкм}$ . Полученные емкостными

методами результаты хорошо согласуются с литературными данными, полученными для карбида кремния другими методиками [9,10].

Как известно, из исследований  $p-n$ -структур, сформированных на основе других полупроводниковых материалов, величина  $L_p$  может зависеть от условий эксперимента, в том числе от уровня возбуждения. На эпитаксиальной  $p-n$ -структуре (в базе  $N_d - N_a \simeq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) было проведено исследование зависимости величины  $L_p$  от плотности прямого тока  $I_f$  в течение импульса возбуждения. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость  $L_p = F(I_f)$ . Величина  $L_p$  измерялась вблизи металлургической границы  $p-n$ -перехода. Как видно из рисунка, при увеличении плотности тока на 1.5 порядка (до  $10^{-4} \text{ А/см}^2$ ) измеряемая величина  $L_p$  увеличилась более чем вдвое. Дальнейшее увеличение величины  $I_f$  не приводит к заметному росту  $L_p$ . Полученные результаты показывают, что степень модуляции базы  $p-n$ -структур на основе SiC возрастает с увеличением плотности прямого тока.

### Метод измерения коэффициента инжекции $p-n$ -перехода

При наличии в базовой области  $p-n$ -перехода ГЦ, перезаряжающихся при инжекции неосновных носителей заряда (ННЗ), можно также проводить измерение концентрации инжектированных ННЗ  $\Delta P$  и коэффициента инжекции  $\gamma$ .

Согласно определению, коэффициент инжекции есть отношение тока инжектированных неосновных носителей заряда в базу  $I_{p(n)}$  к общему току через  $p-n$ -переход  $I_f$ :

$$\gamma = I_{p(n)}/I_f. \quad (7)$$

В широкозонных полупроводниках (GaAs, SiC, GaP) значительной является составляющая тока  $I_w$ , обусловленная рекомбинацией носителей в слое объемного заряда

$$I_f = I_p + I_n + I_w. \quad (8)$$

Таким образом, возникает задача разработки метода измерения коэффициента инжекции  $\gamma$  в  $p-n$ -структурах на основе широкозонных полупроводников. Поскольку ток  $I_f$  легко измерить, задача сводится к определению инжекционной составляющей тока  $I_{n,p}$ . Зная концентрацию инжектированных носителей  $\Delta P$  или  $\Delta N$ , инжекционную составляющую тока в случае линейной рекомбинации,  $L_{p(n)}$  можно рассчитать по формулам [11]

$$\begin{aligned} I_p &= qD_p\Delta P/L_p, \\ I_n &= qD_n\Delta N/L_n, \end{aligned} \quad (9)$$

здесь  $D_{p(n)}$  — коэффициент диффузии дырок (электронов),  $L_{p(n)}$  — диффузионная длина дырок (электронов). При наличии в базовой области диода перезаряжающихся при инжекции ГЦ величины  $\Delta P$ ,  $\Delta N$  можно определить следующим образом. Согласно (2), в случае, когда  $t \gg t_0$ ,

$$m_{\max} = M \left\{ 1 + [a_n(\Delta P + N_n) + \beta_i]/a_p\Delta P \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Поскольку величина  $m$  пропорциональна определяемой во время эксперимента амплитуде емкостной релаксации, выражение (2) можно переписать в виде

$$\Delta C = \Delta C_{\max} \left\{ 1 - \exp(-t_i [(N_n + \Delta P)a_n + a_p \Delta P + \beta_i]) \right\}. \quad (11)$$

Как видно из (11), уменьшение продолжительности импульса инжекции (уменьшение  $t_i$ ) приводит к уменьшению амплитуды релаксации  $\Delta C$ . Величины  $\Delta P$ ,  $\Delta N$  можно теперь найти как тангенс угла наклона зависимости  $\Delta C = F(t_i)$ :

$$\Delta P = \frac{1}{(a_n + a_p)} \left[ \frac{1}{\Delta t} \ln \left( 1 - \frac{\Delta C}{\Delta C_{\max}} \right) - (\beta_i + a_n N_n) \right]. \quad (12)$$

$\Delta N$  находится согласно (12) с заменой  $\Delta P \rightarrow \Delta N$  и  $\Delta N \rightarrow P_p$ , где  $P_p$  — равновесная концентрация дырок в базе. Это позволяет расчетным путем найти искомую величину  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} \gamma &= qD_p \Delta P / L_p I_s, \\ \gamma &= qD_n \Delta N / L_n I_s, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $D_p = m_p kT/q$ ,  $D_n = m_n kT/q$  и  $q$  — заряд электрона.

На рис. 4 представлена зависимость величины  $\gamma$  от плотности прямого тока через  $p$ - $n$ -переход в эпитаксиальной структуре. Для расчета величины  $\gamma$  на основе экспериментально определенной величины  $\Delta P$  использовались средние значения подвижности дырок  $\mu = 30 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и диффузионной длины дырок  $L_p = 0.2 \text{ мкм}$ . Как видно из рисунка, с увеличением  $I_f$  от  $3 \cdot 10^{-2}$  до  $30 \text{ А/см}^2$  наблюдается рост  $\gamma$  до значения порядка  $0.1$ – $0.2$ . Это объясняется постепенным насыщением канала рекомбинации в слое объемного заряда. Малые значения  $\gamma$  согласуются с ранее полученным выводом, что основная рекомбинация в SiC при таких плотностях прямого тока происходит в слое объемного заряда [6].

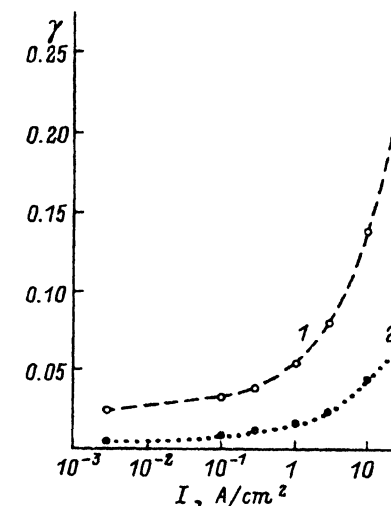


Рис. 4. Зависимость величины коэффициента инжекции дырок  $\gamma$  от плотности прямого тока  $I_f$  через  $p$ - $n$ -переход. Структуры изготовлены на основе 4H-SiC методами: 1 — ионной имплантации, 2 — эпитаксиальным.

Полученные результаты, а также их согласие с данными других авторов показывают применимость рассмотренных методик для исследования диффузионных длин  $L_{p(n)}$  и коэффициента инжекции  $\gamma$  в SiC.

Часть работы была выполнена при поддержке Министерства обороны США.

### Список литературы

- [1] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).
- [2] А.А. Лебедев, А.А. Лебедев, И.В. Попов. А.с. № 1402203, приоритет от 18.07.86.
- [3] А.А. Лебедев. А.с. № 1625286, приоритет от 10.07.89.
- [4] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. *ФТП*, **19**, 114 (1985).
- [5] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. *ФТП*, **20**, 2169 (1986).
- [6] М.М. Anikin, P.A. Ivanov, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, A.M. Strel'chuk, A.L. Syrkin. In: *Semiconductor Interfaces and Microstructures*, ed. by Z.C. Feng (World Scientific, Singapore, 1992) p. 280.
- [7] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, В.Е. Челноков. *ФТП*, **22**, 298 (1988).
- [8] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.Е. Севастьянов, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, В.Е. Челноков, Г.П. Шпынев. *ЖТФ*, **10**, 1053 (1984).
- [9] В.И. Санкин, Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, М.Г. Рамм, А.Д. Роенков. *ФТП*, **16**, 1325 (1982).
- [10] М.М. Anikin, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, V.A. Soloviev, A.M. Strelchuk. *Springer Proc. Phys.*, **56**, 269 (1992).
- [11] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley and Sons., N.Y. 1981).

Редактор Т.А. Полянская

## Use of the deep level transient spectroscopy for investigation of SiC $p-n$ -structure parameters

*A.A. Lebedev*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

It has been shown that application of the deep level transient spectroscopy to diodes, in which deep centers recharging under injection of minority charge carriers are present, makes it possible to determine the injection ratio and the diffusion length of minority charge carriers. These methods were used for investigation of 6H- and 4H-SiC  $p-n$  structures. The results agree well with published data obtained by other methods.