

Тип $r_0(x)$	$E, \text{эВ}$	$r(L_1, T_m), 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$\frac{r_1}{r_2}$	$L_1, \text{мкм}$	$\frac{L-L_1}{d}$	$D_{\min}$
1	0.454	13.3	5.9	2.88	3.45	0.096
2	0.402	2.89	8.5	5.32	—	0.309
3	0.389	8.56	—	0	1.85	0.55
4	0.368	4.05	—	0	—	0.65

Примечание. В расчетах использованы значения:  $\epsilon_0 = 1.17 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$ ,  $L = 47.12 \text{ мкм}$ ,  $S = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $C_{HT} = 31 \text{ пФ}$ ,  $C_{LT} = 7.5 \text{ пФ}$ .

значительно лучше соответствуют тем, которые можно было ожидать в случае А-центров, чем  $E = 0.25 \text{ эВ}$ , которое дает метод работы [2] для тех же экспериментальных точек. Значение 0.454 эВ представляется несколько завышенным, что, по-видимому, связано с влиянием слоя, перекомпенсированного В-центрами ( $E_V + 0.7 \text{ эВ}$  [3, 4]). Из величины удельного сопротивления в таблице можно оценить уровень Ферми. Оценки показывают, что он лежит вблизи уровня А-центров.

Профиль  $r_0(x)$ , найденный для зависимости типа 1, по-видимому, уже близок к реальному. Изложенный метод, таким образом, позволяет неразрушающим способом получить количественные оценки для профиля удельного сопротивления в тонких слоях высокоомных полупроводников.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [2] Л. С. Берман, С. И. Власов. ФТП, 12, 559 (1978).
- [3] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [4] D. V. Lang, R. A. Logan. J. Electron. Mater., 4, 1053 (1975).
- [5] M. Kleverman, P. Omling, L.-A. Ledebro, H. G. Grimmeiss. J. Appl. Phys., 54, 814 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

## НЕМОНОТОННАЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ТОКА В $n-p$ -СТРУКТУРЕ, СВЯЗАННАЯ С ИНВЕРСИЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н. А. Урманов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана, 700084, Ташкент, Узбекистан  
(Получено 6.05.1992. Принято к печати 7.05.1992)

При изучении изотермической релаксации тока в  $p-n$ -структурах на основе GaAs мы обнаружили новое в спектроскопии глубоких уровней (ГУ) явление. Сообщение о нем было сделано в [1], где это явление названо аномальной релаксацией тока (АРТ). По существующим представлениям [2], ток в процессе релаксации должен уменьшаться. В случае АРТ релаксация является немонотонной — на ее начальной стадии имеет место рост тока (рис. 1, кривая 1). Такое поведение не является измерительным (схемным) эффектом. Об этом, в частности, свидетельствует то обстоятельство, что оно весьма характерным обра-

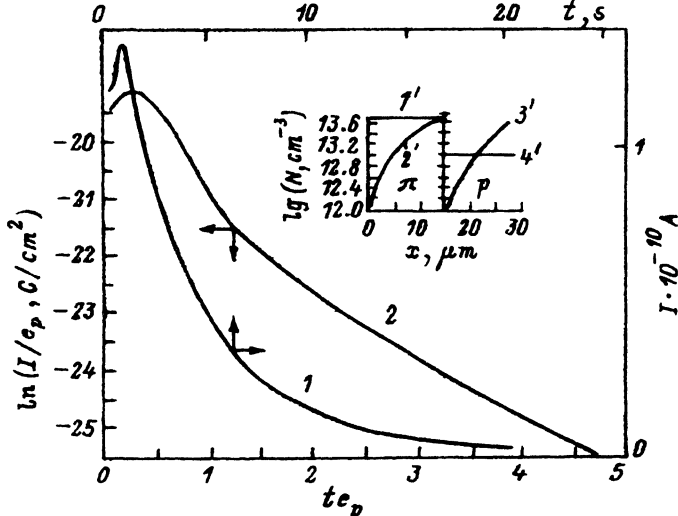


Рис. 1. Изотермическая релаксация тока в  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуре. 1 — эксперимент, структура из GaAs,  $T = 153.5$  К. 2 — теоретическая зависимость для модельной структуры; на вставке — концентрационные профили. 1' —  $p_{r0}$ , 2' —  $p_{ri}$ , 3' —  $N_d$ , 4' —  $N_{ip}$ ;  $N_d = 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $L = 15$   $\mu\text{м}$ ,  $L_1 = 7.46$   $\mu\text{м}$ ,  $V = 3$  В, площадь структуры 1  $\text{см}^2$ ; объемный заряд на ГУ при  $t = 0$ :  $-q(p_{r0} - p_{ri})$  при  $0 < x < L_1$ ,  $+q p_{ri}$  при  $L_1 < x < L$ .

зом проявляется в термостимулированном токе (ТСТ). На начальном участке пика ТСТ имеет место зависимость тока от температуры  $I(T)$  с энергией активации, которая, как было обнаружено нами, может значительно превышать энергию ионизации глубоких центров, ответственных за ток релаксации.

Предлагаемое объяснение АРТ основано на том, что при возбуждении релаксации в  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуре возможна инверсия электрического поля в некоторой части области пространственного заряда (ОПЗ) обратно смещенной структуры. За счет инверсии поля возникает «мертвый» слой ОПЗ, который не дает вклада в ток релаксации, так как все носители, термически возбужденные с ГУ внутри этого слоя, повторно захватываются глубокими центрами. Со временем размер слоя начинает сокращаться, а зона генерации тока расти. Если влияние этого фактора превышает влияние уменьшения концентрации заполненных глубоких центров, то имеет место рост тока.

Рассмотрим  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуру,  $\pi$ -область которой представляет собой переконденсированный материал с одним частично заполненным глубоким акцепторным уровнем, лежащим в нижней половине запрещенной зоны. Глубокие акцепторы будем характеризовать скоростью термической эмиссии дырок  $e_p$ . Пусть  $N_d$ ,  $N_a$  — концентрации мелких доноров в  $n$ -области и мелких акцепторов в  $p$ -области,  $p_{r0}$  — концентрация дырок на ГУ в материале  $\pi$ -области, равная концентрации заполненных глубоких центров,  $N_{ip}$  — концентрация тех же центров в  $p$ -области. Границу между  $n$ - и  $\pi$ -областями поместим при  $x = 0$ , а между  $\pi$ - и  $p$ -областями — при  $x = L$ . Предположим следующее. Структура при обратном смещении  $V$  охлаждена до температуры наблюдения релаксации, и пропущен импульс прямого тока. В результате такого воздействия после восстановления  $V$  распределение объемного заряда  $\rho$ , связанного на ГУ в  $\pi$ -области, таково, что  $\rho < 0$  при  $0 < x < L_1$  и  $\rho > 0$  при  $L_1 < x < L$ . Это означает, что в первой из этих областей произошла неполная нейтрализация отрицательного заряда, а во второй — полная и дополнительно захвачены дырки (их концентрацию обозначим  $p_{ri}$ ). Наличие положительно заряженного слоя внутри  $\pi$ -области и приводит к инверсии поля.

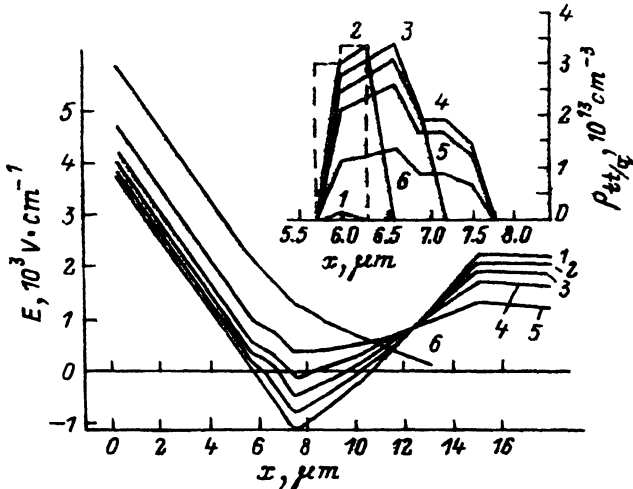


Рис. 2. Теоретическое распределение поля для модельной структуры, показанной на рис. 1.  $t\tau_p$ : 1 —  $1.85 \cdot 10^{-3}$ , 2 —  $5.77 \cdot 10^{-2}$ , 3 — 0.125, 4 — 0.205, 5 — 0.33, 6 — 0.84. На вставке — объемный заряд  $\rho_{ii}$ , возникший в результате повторного захвата, для тех же моментов времени; для лучшего восприятия кривые несколько изменены подобно тому, как показано для кривой 2 (штриховая линия — неизменная величина).

На рис. 1 и 2 показаны результаты расчета АРТ и поля для структуры, концентрационный профиль которой изображен на вставке к рис. 1. Решалось уравнение Пуассона. Из распределения поля вдоль структуры видно, что на значительной части релаксации имеются две плоскости нулевого поля, положение которых обозначим  $x = x_r$  (правая) и  $x = x_l$  (левая). Дырки, термически возбужденные с ГУ в области  $x > x_r$ , выносятся полем правильного (неинвертированного) направления из образца и создают ток релаксации. Однако дырки, возбужденные при  $0 < x < x_r$ , дрейфуют к плоскости  $x_l$ , теряют здесь скорость и повторно захватываются глубокими центрами вблизи этой плоскости. Динамика распределения дополнительного объемного заряда, возникшего в результате сбора и повторного захвата дырок, показана на вставке к рис. 2. Эти процессы и учитывались в расчете. Расчет выполнялся на ЭВМ по следующей схеме. На первом шаге находились  $x_l$  и  $x_r$  при  $t = 0$ . На втором шаге задавалось приращение времени  $\Delta t$ , подсчитывалось количество дырок  $N_{ii}$ , ушедших с ГУ в области  $0 < x < x_r$  за время  $\Delta t$ , и находился заряд  $\rho_{ii} = qN_{ii}/\Delta x$  ( $\Delta x$  — размер слоя вблизи  $x_l$ , в котором захватываются эти дырки; бралось  $\Delta x = L/50$ ). Новые значения  $x_l$  и  $x_r$  находились уже с учетом  $\rho_{ii}$ . Далее эта процедура повторялась. Уход дырок с ГУ описывался уравнением  $dp_i/dt = -p_i e_p$ . Границы ОПЗ  $x_n$  (располагается в  $n$ -области) и  $x_p$  (располагается сначала в  $p$ -, затем в  $n$ -области) вычислялись на каждом шаге. Ток релаксации во внешней цепи вычислялся по формуле  $I = qN_d dx_n/dt$  ( $q$  — заряд электрона). Метод определения  $x_n$  и  $x_p$  описан в [3]. Расчет дает кривую релаксации с максимумом (рис. 1). Эта особенность появляется, как легко убедиться из рисунков, при  $x_p(t) > L$ . Поэтому при решении задачи можно было использовать нулевые граничные условия для поля  $E(x_n) = E(x_p) = 0$ . (Анализ граничных условий в рассматриваемой структуре дан в [3]).

Экспериментальная кривая на рис. 1 относится к структуре из GaAs, выращенной из раствора-расплава в Ga. Релаксация емкости в ней имела особенности, характерные для переходов рассматриваемого типа (см. [3]). Условия возбуждения АРТ были аналогичны описанным выше. Релаксация связана с перезарядкой А-центров [4, 5].

Таким образом, объяснение немонотонной релаксации тока удается дать на основе механизма с инверсией поля в ОПЗ  $n-\pi-p$ -структуры. Действие этого механизма сводится по существу к образованию гигантской подвижной ловушки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Н. А. Урманов. В кн.: Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников, ч. 2, 152. Киев (1990).
- [2] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [3] Н. А. Урманов. ФТП, 26, 1669 (1992).
- [4] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [5] M. Kleverman, P. Omling, L-A. Ledebø, H. G. Grimmeiss. J. Appl. Phys., 54, 814 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

---