

## РЕЛАКСАЦИЯ ЕМКОСТИ В $n$ - $\pi$ - $p$ -ПЕРЕХОДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ $n$ - И $p$ -ОБЛАСТЕЙ

Н. А. Урманов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана, 700084, Ташкент, Узбекистана

(Получена 11.03.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Представлены наглядная модель и теория, объясняющие необычное поведение емкости при изотермической релаксации, обнаруженное в арсенид-галлиевых  $p$ - $n$ -структурах. Эта аномальная релаксация является, как правило, немонотонной и не объясняется существующей теорией. Показано, что особенности релаксации обусловлены структурой перехода. Этот вывод следует из результатов теоретического рассмотрения поведения емкости в  $n$ - $\pi$ - $p$ -переходе с одним глубоким уровнем без каких-либо ограничений на степень легирования  $n$ - и  $p$ -областей. Путем модельных расчетов для такого перехода с концентрационным профилем ступенчатого и произвольного вида получены основные характерные типы кривых аномальной релаксации. Практически все они обнаружены экспериментально в двух температурных интервалах, в одном из которых имеет место перезарядка  $A$ -центров, в другом —  $B$ -центров. Эти центры хорошо известны в арсениде галлия, выращенном методом жидкофазной эпитаксии. Отмечаются литературные данные, в том числе для кремния, которые находят объяснение на основе предлагаемой модели.

В спектроскопии глубоких уровней изотермическая релаксация емкости (ИРЕ) [1, 2] используется в качестве самостоятельного метода и лежит в основе ряда обзорных методик [метод неравновесной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) [3] и его разновидности]. В  $p$ - $n$ -переходе с небольшим содержанием ловушек ИРЕ представляет собой экспоненциальный процесс. Хорошо известна монотонная неэкспоненциальная релаксация, связанная с большим содержанием ловушек [2]. Для барьера Шоттки релаксация такого типа при наличии концентрационного профиля основных примесей и ловушек рассмотрена недавно в [4].

Цель настоящей работы состоит в изучении неэкспоненциальной релаксации весьма необычного вида, о которой ранее сообщалось в нашей работе [5]. Там же для ее обозначения был предложен термин аномальная релаксация емкости (АРЕ). Наиболее интригующая особенность АРЕ заключается в том, что после увеличения обратного смещения на переходе емкость  $C$  ведет себя таким образом, что  $\Delta C(t) = C(t) - C(\infty) > 0$  на всем протяжении релаксации или ее значительной части. Для подобных условий измерений существующая теория дает  $\Delta C < 0$ . Положительные значения  $\Delta C$  возможны при низкой, меньше единицы, добротности [6]. Однако добротность переходов, в которых имеет место АРЕ, достаточно высока. Особенности изотермической релаксации должны порождать и аномалии в спектрах НЕСГУ. Поэтому понимание природы АРЕ имеет значение для емкостной спектроскопии в целом.

В работе приводятся теоретические и экспериментальные результаты. В основе теоретического рассмотрения лежит механизм АРЕ, предложенный нами в [5]. При этом в первоначальную модель  $p$ - $n$ -структуры, в которой этот механизм может реализоваться, введены координатные зависимости концентрационных параметров и другие дополнения, позволяющие полнее отразить в модели струк-

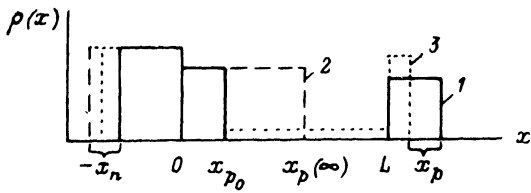


Рис. 1. Распределение объемного заряда  $\rho(x)$  в  $n-\pi-p$ -переходе в различные моменты времени  $t$ : 1 —  $0_+$ , 2 —  $\infty$ , 3 —  $0 < t < t_L$ . При  $x > 0$  заряд отрицательный.

туру реальных переходов. На основе развитой теории выполнено моделирование релаксационных процессов на ЭВМ. Некоторые результаты модельных расчетов будут представлены в виде характерных кривых релаксации. Они сопоставляются с экспериментальными данными, полученными для  $p-n$ -структур на основе GaAs.

Указанный механизм не требует от глубоких центров каких-либо особых свойств. АРЕ возникает при наличии лишь одного глубокого уровня как следствие особенностей структуры  $p-n$ -перехода при выполнении следующих условий.

1. Наличие высокоомного слоя из перекомпенсированного материала, заключенного между  $n$ - и  $p$ -областями перехода. (Далее для определенности рассматривается  $n-\pi-p$ -переход).

2. Электропроводность этого слоя при температурах наблюдения АРЕ такова, что  $\omega \epsilon \epsilon_0 / \sigma \gg 1$  ( $\epsilon \epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $\omega$  — угловая частота измерительного сигнала).

3. Уровень легирования компоненты  $n$ -типа (или аналогично можно рассмотреть компоненту  $p$ -типа в  $n-v-p$ -переходе) не должен быть высоким — необходимо, чтобы толщина области пространственного заряда (ОПЗ) в  $n$ -области составляла заметную долю общей толщины ОПЗ.

Рис. 1 дает наглядное представление о механизме АРЕ в  $n-\pi-p$ -переходе. Под материалом  $\pi$ -типа здесь понимается материал, в котором мелкие доноры скомпенсированы полностью глубокими центрами акцепторного типа. С этими центрами связан глубокий уровень в нижней половине запрещенной зоны, который частично заполнен. На рис. 1 показано пространственное распределение объемного заряда  $\rho(x)$  до и после скачка обратного смещения при  $t = 0$ . Граница ОПЗ в  $n$ -области перехода  $x_n$  и противоположная ей правая граница  $x_p$  существенно изменяют свое положение в процессе релаксации. Положение правой границы при  $t = 0_-$  обозначено  $x_{p0}$ . Сразу после скачка ( $t = 0_+$ )  $x_p$  оказывается в  $p$ -области, так как объемный заряд, который практически мгновенно образуется за счет ухода свободных дырок из нейтральной части  $\pi$ -области ( $x_{p0} < x < L$ ,  $L$  — толщина  $\pi$ -области), слишком мал и не может поглотить скачок напряжения. Для этого необходим отрицательный заряд ионизованных мелких акцепторов в  $p$ -области. В результате термической эмиссии дырок на ловушках растет отрицательный заряд. По мере его роста обе границы движутся влево. Если  $x_p(\infty) < L$ , то граница  $x_p$  должна переместиться в  $\pi$ -область. Обозначим через  $t_L$  момент времени, когда  $x_p = L$ .

Пока  $x_p > L$  ( $t < t_L$ , первая стадия релаксации), емкость перехода единичной площади

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{x_n + x_p}. \quad (1)$$

При  $x_p < L$  ( $t > t_L$ , вторая стадия) в силу условия 2 емкость  $\pi$ -слоя определяется его толщиной и не зависит от положения  $x_p$ , поэтому

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{x_n + L}. \quad (2)$$

Поведение  $x_n(t)$  на рис. 1 и формула (2) объясняют причину того, что на второй стадии  $\Delta C > 0$ .

Изложенные соображения о механизме АРЕ положены в основу теории, которая представлена далее. Центральный вопрос теории — зависимости  $x_n(t)$  и  $x_p(t)$  в  $n-p$ -переходе. Поскольку на первой стадии релаксации обе границы ОПЗ лежат в низкоомных областях,  $x_n$  и  $x_p$  находятся из решения уравнения Пуассона при нулевых граничных условиях для поля  $E(x_n) = E(x_p) = 0$ . Интегрирование этого уравнения приводит тогда к системе уравнений относительно  $x_n$  и  $x_p$

$$\int_{-x_n}^{x_p} x \rho(x) dx = -(V_c + V), \quad (3)$$

$$\int_{-x_n}^{x_p} \rho(x) dx = 0, \quad (4)$$

где  $V_c$  — контактная разность потенциалов,  $V$  — обратное напряжение.

Рассмотрим решение для второй стадии. На этой стадии восстанавливается нейтральность  $\pi$ -слоя, нарушенная на первой стадии, и от того, как протекает этот процесс, зависит распределение поля и заряда вблизи правого края ОПЗ. Нейтрализация объемного заряда происходит в результате захвата на ионизованные ловушки некоторой части дырок, которые термически возбуждаются с ловушек внутри ОПЗ и полем выносятся к его границе. В принципе возможны две крайние ситуации: а) захват происходит в узком слое вблизи  $x_p$ , и толщина нейтральной области растет со временем; б) процесс нейтрализации растянут в пространстве, сама граница  $x_p$  малоподвижна и остается в  $p$ -области, но левее  $x=L$  растет толщина слоя, в котором нейтральность восстановлена частично. Будем полагать, что реализуется первая ситуация.

Ионизация ловушек приводит к появлению тока в переходе. Ток проводимости  $I_\pi$ , протекающий через нейтральную часть  $\pi$ -слоя, создает на ней падение напряжения  $\Delta V$ . Электрическое поле  $E_\pi = \Delta V / (L - x_p)$  индуцирует в  $p$ -области отрицательный заряд  $-\varepsilon \varepsilon_0 E_\pi$ , с которым связан набег потенциала  $\delta V$ . Разность потенциалов между  $x_n$  и  $x_p$  будет теперь меньше на  $\Delta V + \delta V$ . Поэтому в (3)  $V$  следует заменить на  $V - E_\pi L - \delta V$ . В уравнении нейтральности (4) нужно учесть заряд, индуцированный полем  $E_\pi$ , добавив слева член  $-\varepsilon \varepsilon_0 E_\pi$ . Кроме того, должно удовлетворяться уравнение

$$I_\pi \equiv I_r - \varepsilon \varepsilon_0 \left( \frac{\partial E_\pi}{\partial t} \right) = q \mu p E_\pi, \quad (5)$$

где  $I_r$  — плотность тока релаксации, протекающего через внешнюю цепь;  $q$  — заряд электрона;  $p$  и  $\mu$  — концентрация и подвижность дырок в нейтральной части  $\pi$ -слоя. Если выполняются условия

$$\gamma \equiv \frac{\Delta V}{V} \ll 1, \quad \beta \equiv \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_\pi}{|Q|} \ll 1 \quad (6)$$

( $Q$  — отрицательный заряд на ловушках в области  $x_{p0} < x < x_p$ ), то для второй стадии будет справедливо решение (3), (4). Для этого параметры  $\pi$ -слоя должны

удовлетворяют определенным требованиям, которые можно получить следующим образом. Поскольку  $E_\pi$  должно быть мало, током смещения  $\epsilon\epsilon_0 (\partial E_\pi/\partial t)$  в (5) пренебрежем. Пусть  $x_{p0} = 0$ . Тогда  $Q = qx_p (p_i - p_{i0})$  и, как можно показать,  $I_\pi = I_r = qp_i e_p x_p^2 / 2 (x_n + x_p)$ , где  $p_i$  — концентрация дырок на ловушках при  $x < x_p$ ,  $p_{i0}$  — их концентрация в  $\pi$ -области в условиях нейтральности,  $e_p = N_v v \sigma_p \times \exp(-E_i/kT)$  — скорость термической эмиссии,  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне,  $v$  — тепловая скорость,  $\sigma_p$  — сечение захвата,  $E_i$  — энергия ионизации ловушек. Учтем, что в нейтральной части из-за баланса захвата и термической эмиссии  $p = p_i e_p \tau \{ \tau = 1 / [v \sigma_p (N_{i\pi} - p_i)]$  — время захвата,  $N_{i\pi}$  — концентрация ловушек в  $\pi$ -области}. Подставляя выражение для  $I_\pi$  в (5) и используя (6), находим

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{x_p^2 (L - x_p)}{(x_n + x_p) \mu \tau V} < \frac{L^2}{8 \tau \mu V}. \quad (7)$$

Для  $\beta$  имеем

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{\epsilon\epsilon_0 x_p}{q (x_p + x_n) (p_{i0} - p_i) \mu \tau} < \frac{\epsilon\epsilon_0}{q p_{i0} \mu \tau}. \quad (8)$$

При получении неравенств в (7) и (8) учтено, что максимальное значение  $x_p (L - x_p)$  есть  $L^2/4$  и что для второй стадии типично  $p_i/p_{i0} < 1/2$ . При  $L = 20$  мкм,  $\mu\tau = 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/В,  $p_{i0} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $V = 10$  В из (7) и (8) имеем  $\gamma < 5 \cdot 10^{-3}$  и  $\beta < 6 \cdot 10^{-3}$ , т. е. условия (6) выполняются. Подобные оценки показывают, что во многих экспериментальных ситуациях решение (3), (4) можно использовать и для второй стадии без указанной выше модификации.

Рассмотрим ступенчатое распределение  $\rho(x)$  в  $n$ — $\pi$ — $p$ -переходе:

$$\frac{\rho(x)}{q} = \begin{cases} N_d, & -x_n < x < 0, & (9a) \\ -p_{i0}, & 0 < x < x_{p0}, & (9б) \\ -p_{i0}F(t), & x_{p0} < x < L, & (9в) \\ -[N_a + N_i F(t)], & L < x < x_p & (9г) \end{cases}$$

[на второй стадии в (9в)  $x_{p0} < x < x_p$ , а (9г) выпадает], где  $N_d$ ,  $N_a$  — концентрации доноров и акцепторов в  $n$ - и  $p$ -областях;  $N_i$  — концентрация глубоких ловушек в  $p$ -области, которая может отличаться от их концентрации в  $\pi$ -области. Функция  $F(t)$  описывает накопление отрицательного заряда на ловушках и находится из решения уравнения Шокли—Рида внутри ОПЗ. При отсутствии перезахвата  $F(t) = 1 - \exp(-te_p)$ . Концентрация ловушек в  $\pi$ -области  $N_{i\pi}$  не входит в (9), ее влияние проявляется косвенно через время захвата. Распределение (9) получено в предположении резких границ ОПЗ. В аналогичном распределении для  $n$ — $p$ — $p$ -перехода в (9б), (9в) нужно добавить отрицательный заряд мелких акцепторов и заменить  $p_{i0}$  на концентрацию ловушек. Для ступенчатой функции  $\rho(x)$  решение системы (3), (4) можно получить в аналитической форме. Для функции (9) оно приведено в *Приложении*.

При наличии концентрационных профилей в формулах (9а)—(9г) появляются координатные зависимости  $N(x)$ . Для таких переходов нужно использовать численный метод решения системы (3), (4). Численными методами решается и задача для второй стадии релаксации с учетом  $\Delta V$  и  $E_\pi$ .

При моделировании релаксации емкости находились  $x_n$  и  $x_p$  и использовались формулы (1) и (2). Параметры модели перехода, включая профили  $N(x)$  и величины, характеризующие условия эксперимента ( $x_{p0}$ ,  $V$  и др.), варьировались в широких пределах. Было установлено, что есть несколько характерных типов кривых АРЕ. Основные из них представлены на рис. 2 и 3 на примере перехода,

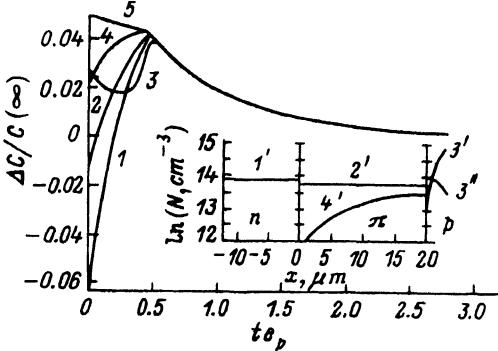


Рис. 2. Релаксация емкости после скачка обратного смещения в  $n-p-p$ -переходе с различными концентрациями мелких акцепторов  $N_a$  и ловушек  $N_f$  в  $p$ -области.  $N_a, 10^{14} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0.5, 2 — 0.8, 4 — 1.2, 5 — 2.  $N_f, 10^{14} \text{ см}^{-3}$ : 1, 2, 5 — 1, 4 — 2. На вставке — профили концентрации: 3' —  $N_a$  и  $N_f$  для кривой 3; 1', 2' — соответственно  $N_d$  и  $p_{i0}$ , одинаковые для всех кривых; 4' — см. далее, в подписи к рис. 3.  $V + V_c = 10 \text{ В}$ ,  $x_{p0} = -4 \text{ мкм}$ ,  $L = 20 \text{ мкм}$ .  $\epsilon\epsilon_0 = 1.17 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$ .

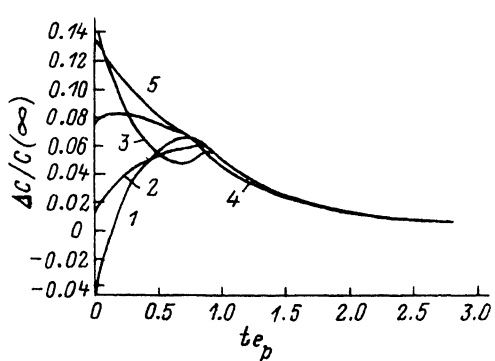


Рис. 3. Релаксация емкости в тех же переходах, что и на рис. 2, при наличии положительного заряда в  $\pi$ -области перед началом релаксации. Заряд связан с избыточной концентрацией дырок на ловушках (см. вставку на рис. 2, кривая 4').  $x_{p0} = 0$ ,  $V + V_c = 10 \text{ В}$ .

в котором варьировались параметры  $p$ -области. Релаксация имеет обе стадии. Предполагается, что условие (6) выполняется. На рис. 2 показана релаксация после скачка обратного смещения, на рис. 3 — после переключения смещения с прямого на обратное. Стартовые условия для плотности заряда на ловушках приняты такие: наличие заряда  $-qp_{i0}$  в области  $0 < x < x_{p0}$  (рис. 2) и положительного в области  $0 < x < L$  (рис. 3). На рисунках хорошо видна характерная особенность АРЕ — наличие максимума или излома при  $t = t_L$  (на рис. 2  $t_L \approx 0.5/e_p$ ). Видно также, что независимо от хода кривых на первой стадии на второй стадии  $\Delta C > 0$ .

Зависимость  $\Delta C(t)$  при  $t < t_L$  является наиболее изменяющейся частью в процессе релаксации, особенно чувствительной к соотношению уровней легирования  $n$ - и  $p$ -областей (рис. 2, 3). В модельных расчетах было установлено также следующее. Провал, подобный тому, что на кривой 3 рис. 2, может опускаться до отрицательных значений  $\Delta C$ . При прочих равных условиях величина  $\Delta C(t_L)$  тем больше, чем больше  $p_{i0}$ . При большой концентрации  $p_{i0}$  величина  $t_L$  стремится к нулю. При учете  $\Delta V$  и  $E_x$  на второй стадии расчеты дают меньшие значения  $\Delta C$  (рис. 4). В этих расчетах задавалась электропроводность, которая не сильно, но все же зависела от  $x$ . Значения  $\mu t$ , соответствующие усредненной ее величине, указаны в подписи к рисунку.

Изменение во времени  $\Delta C/C(\infty)$  и положение границ ОПЗ ( $x_n$  и  $x_p$ ) в  $n-p-p$ -переходе после скачка обратного смещения для случаев  $x_p(\infty) < L$  и  $x_p(\infty) > L$  показаны на рис. 5, а, б.

Подчеркнем, что в случае  $x_p(\infty) > L$ , когда вторая стадия отсутствует, положительный знак  $\Delta C$  не обязателен, но возможен при благоприятном ходе обеих зависимостей  $x_n(t)$  и  $x_p(t)$  (рис. 5, б). При этом вместо  $\pi$ -слоя переход может содержать слой  $p$ -типа. Результаты на рисунке практически точно соответствуют такому  $n-p-p$ -переходу с концентрацией  $p^- \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Многие особенности поведения емкости, вытекающие из представленной теории, наблюдались нами в эксперименте. Эксперимент выполнен на образцах арсенид-галлиевых  $p-n$ -структур, выращенных методом жидкофазной эпитаксии по технологии, используемой при изготовлении высоковольтных диодов. Измерения производились с помощью мостовой схемы в интервале частот  $f = 20-80$

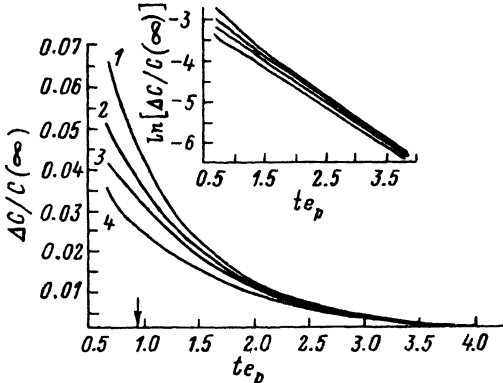


Рис. 4. Релаксация емкости на второй стадии, рассчитанная для тех же переходов, что и на рис. 2, с учетом поля  $E_{\pi}$  и падения напряжения  $\Delta V$ .  $\epsilon_{\pi}$  и  $\beta$  максимальны в начале стадии и уменьшаются в  $\sim 100$  раз к концу. В начале стадии значения  $E_{\pi}$ , В/см, и  $\beta$  соответственно: 1 — 0, 0; 2 — 744, 0.1; 3 — 1190, 0.16; 4 — 1520, 0.21. Максимальные значения  $\Delta V$ , В: 2 — 0.19, 3 — 0.33, 4 — 0.64; они соответствуют моменту, отмеченному стрелкой. Усредненные значения  $\mu\tau$ ,  $10^{-7}$  см<sup>2</sup>/В: 2 — 6, 3 — 4, 4 — 2,  $\delta V = 0$ ,  $x_{p0} = 0$ ,  $V + V_c = 10$  В. На вставке — те же зависимости в логарифмическом масштабе.

кГц. Сигнал разбаланса моста после синхронного детектирования регистрировался двухкоординатным самописцем. Наблюдалась релаксация, связанная с перезарядкой А- и В-центров [3, 7]. Эти центры являются глубокими акцепторами, им соответствуют уровни  $E_v + 0.40$  и  $E_v + 0.70$  эВ.

На рис. 6, 7 показаны зависимости  $C(t)$  для одного из образцов, снятые при возбуждении релаксации импульсом напряжения. Кривые относятся к одному из

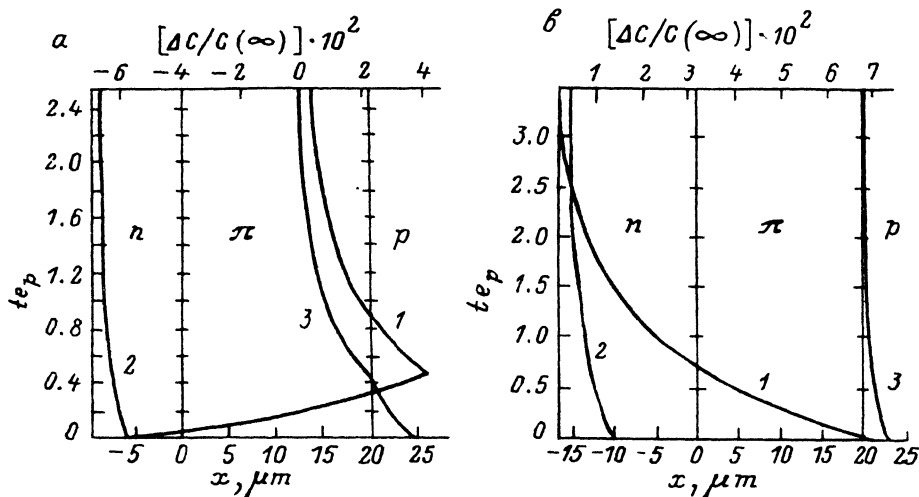


Рис. 5. Зависимости  $\Delta C/C(\infty)$  (1), положения границ ОПЗ  $x_n$  (2) и  $x_p$  (3) от времени в  $n$ - $\pi$ - $p$ -переходе после скачка обратного смещения в случаях  $x_p(\infty) < L$  (а) и  $x_p(\infty) > L$  (б). а — соответствует условиям, указанным для кривой 1 на рис. 2, б — тем же условиям, но при  $V + V_c = 30$  В,  $x_{p0} = 6$  мкм,  $N_a = 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $N_r = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

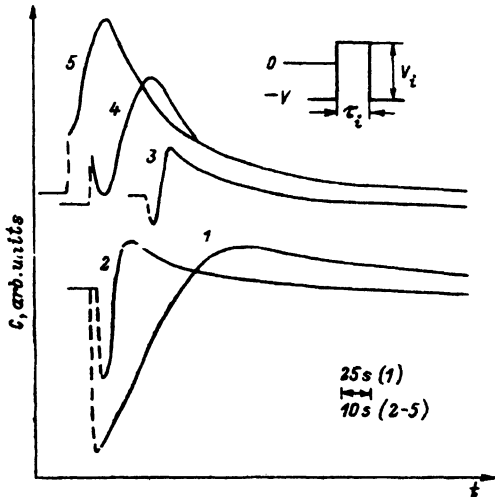


Рис. 6. Релаксация емкости в  $n-p-p$ -структуре на основе GaAs при возбуждении импульсом напряжения (см. вставку).  $T$ , К: 1—137.5, 2—5—147.4.  $V$ ,  $V_i$ , В: 1, 2—11,9; 3—5—7,9.  $t_i$ , мкс: 3—1, 1, 2—10, 5—40, 4— $10^4$ .

Для прямой 1 цена деления по оси времени 25 с.

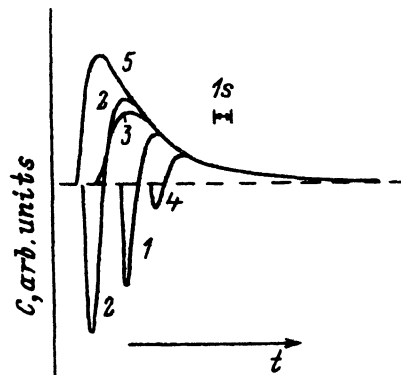


Рис. 7. Релаксация емкости в том же образце, что на рис. 6, при 282.5 К.  $V$ ,  $V_i$ , В: 1, 2—9, 9; 3—5—9, 10.8.  $t_i$ , мкс: 1, 4—7, 3—70, 2, 5—700. Чувствительность по оси ординат для 1, 2 в 3 раза выше, чем для остальных.

типов зависимостей, полученных в теории АРЕ при наличии обеих стадий релаксации (рис. 2, 3). В области монотонного спада после максимума экспериментальные кривые можно описать экспонентой. Значения постоянной спада, найденные из измерений при 135—165 и 255—285 К, оказались близкими к  $1/e_p$  соответственно для А- и В-центров при этих температурах. Теория предсказывает, как это видно из рис. 2, 3, что временная координата  $t_x$  любой точки кривой АРЕ связана с температурой соотношением  $t_x e_p(T) = \text{const}$  при условии, что исходное распределение заряда на ловушках при изменении температуры сохраняется. Это условие выполнялось при измерениях в режиме  $V > V_i$ . Взяв на кривой 1 (147 К) и кривой 2 (137 К) рис. 6 такие характерные точки, как максимум, и точку, где  $\Delta C(t)$  проходила бы через нуль, легко убедиться в том, что ожидаемая зависимость  $t_x(T)$  хорошо выполняется [для А-центров  $e_{pA}(147 \text{ К})/e_{pA}(137 \text{ К}) = 10.8$ ]. Модель, таким образом, хорошо объясняет экспериментальные данные.

Возможность в одном образце наблюдать АРЕ, связанную с А- и В-центрами, говорит о том, что  $\pi$ -область неоднородна и состоит как бы из двух слоев. В материале первого слоя, примыкающего к  $p$ -области, частично заполнен уровень А-центров ( $\pi_A$ -слой), в материале второго — уровень В-центров ( $\pi_B$ -слой). Такая структура  $\pi$ -области проявлялась в зависимостях  $C(T)$  и  $G(T)$  ( $G$  — проводимость) в виде особенностей, характерных для перехода с базой из перекомпенсированного материала [2]. Ниже 200 К ( $f = 80$  кГц) емкость образца слабо зависела от температуры и составляла около 43 пФ при 9 В. В интервале 200—280 К она возрастала до 80 пФ, а  $G(T)$  имела максимум при 240 К. При уменьшении  $f$  упомянутые интервал и максимум сдвигались к низким температурам. Сдвиг соответствовал энергии ионизации А-центров. Эти данные указывают на наличие  $\pi_A$ -слоя. Аналогичные особенности, указывающие на наличие  $\pi_B$ -слоя, наблюдались при  $T > 380$  К ( $f = 80$  кГц). Из  $C(T)$  следует, что на этой частоте при температурах выше 280 К в  $\pi_A$ -слое уже доминирует активная проводимость. Анализируя данные в интервале 280—380 К в рамках обсуждаемой модели, образец можно рассматривать как  $n-\pi_B-p$ -переход, в котором роль  $p$ -области играет  $\pi_A$ -слой. После скачка напряжения  $x_p$  сначала попадает в  $p$ -область. За время  $1/e_{pA}$  (порядка

микросекунд в районе 300 К)  $A$ -центры ионизируются и  $x_p$  смещается в  $\pi_A$ -область. С этого момента движение границ ОПЗ связано с ионизацией  $B$ -центров. Релаксация протекает аналогично тому, как это описано выше, и также может иметь две стадии. Используемый в модели АРЕ параметр  $N_i$  означает теперь концентрацию  $B$ -центров в  $\pi_A$ -области, а в качестве  $N_a$  выступает величина, которая близка или равна концентрации дырок  $p_{r0}$  на  $A$ -центрах в этой области. Равенство имеет место при температурах, где  $\omega e_{pA} < 1$ . При этих температурах заряд на  $A$ -центрах у границы  $x_p$  успевает изменяться синхронно с переменным сигналом. Оценки показывают, что проводимость нейтрального  $\pi_A$ -слоя даже при неполной ионизации  $A$ -центров уже достаточно высока, так что на первой стадии  $E(x_p) = 0$ .

Проявления АРЕ можно встретить и среди литературных данных. Так, в работе [8] в кремнии с золотом наблюдалась, но оставлена без внимания, особенность на кривой термостимулированного тока, связанная, по нашему мнению, с АРЕ. Кривая релаксации емкости, восстановленная по этой кривой, аналогична кривым 1, 2 на рис. 2. Аномальный знак  $\Delta C$  в некоторых образцах арсенид-галлиевых  $p$ - $n$ -структур отмечали авторы работы [9]. Приведенная ими зависимость  $\Delta C(t)$  схожа с кривой 3 на рис. 3. Авторы, однако, истолковали ее на основе традиционного подхода, приписав наличию двух значений скорости эмиссии.

В заключение автор выражает благодарность М. Н. Степановой за полезные дискуссии и предоставление образцов, а также М. Юнусову и М. В. Гафуровой за помощь в работе.

## Приложение

На первой стадии релаксации ( $x_p > L$ )

$$x_p = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (\text{П.1})$$

$$x_n = x_p n + M, \quad (\text{П.2})$$

где  $a = n + n^2$ ,  $b = 2nM$ ,  $c = M^2 + x_{p0}^2 (m - mF) + L^2 (mF - n) - W$ ,  $n = (N_a + p_{r0}F) / N_{cb}$ ,  $M = x_{p0} (m - mF) + L (mF - n)$ ,  $m = p_{r0} / N_{cb}$ ,  $F = 1 - \exp(-te_p)$ ,  $W = 2e\epsilon_0 (V + V_c) / qN_{cb}$ .

На второй стадии ( $x_p < L$ ) выражение для  $x_p$  дается формулой (П.1) при  $a = mF (1 + mF)$ ,  $b = 2x_{p0}F (1 - F) m^2$ ,  $c = x_{p0}^2 [(1 - F)^2 m^2 + m (1 - F)] - W$ . Для  $x_n$  имеем

$$x_n = x_{p0} (1 - F) m + x_p mF. \quad (\text{П.3})$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Т. Sah, L. Forbes, L. L. Rosier, A. F. Tasch. Sol. St. Electron., 13, 759 (1970).
- [2] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [3] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [4] A. Scharf, C. A. Lee. J. Appl. Phys., 67, 200 (1990).
- [5] М. Н. Степанова, Н. А. Урманов, М. Юнусов. Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников, 1, 89. Кишинев (1988).
- [6] A. Broniatowski, A. Bosse, P. C. Srivastava, I. C. Bourgoin. J. Appl. Phys., 54, 2907 (1983).
- [7] Z.-G. Wang, L.-A. Ledebro, H. G. Grimmeiss. J. Phys. C, 17, 259 (1984).
- [8] M. G. Buehler. Sol. St. Electron., 15, 69 (1972).
- [9] Г. А. Ашкинази, Л. Я. Золотаревский, В. А. Иванюкович, Т. И. Кольченко, В. М. Ломако, А. Л. Падьюс. ФТП, 18, 1995 (1984).