

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ И ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ТОКА И ЕМКОСТИ В СЛАБО АСИММЕТРИЧНОМ p — n -ПЕРЕХОДЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ПРОФИЛЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ n - И p -ОБЛАСТЕЙ

Н. А. Урманов, М. Н. Степанова¹

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

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Российской академии наук, 194021,
Санкт-Петербург, Россия

(Получена 18 марта 1993 г. Принята к печати 8 апреля 1993 г.)

Представлена теория изотермической и термостимулированной релаксации тока и емкости в p — n -переходе. На концентрации мелких примесей и ловушек в n - и p -областях не накладывається ограничений и допускается наличие концентрационных профилей. В однородном случае решена задача о положении пика термостимулированного тока и точки перегиба на кривой термостимулированной емкости в зависимости от указанных концентраций. Выполнены модельные расчеты релаксации, связанной с перезарядкой одного типа глубоких центров на обеих сторонах перехода, и обнаружен ряд особенностей. В их числе немонотонная релаксация емкости, обусловленная неоднородным распределением примесей. Ей соответствуют сложный спектр нестационарной емкостной спектроскопии. Приводятся экспериментальные результаты для слабо асимметричного p — n -перехода из GaAs, которые количественно описываются развитой теорией. При интерпретации результатов рассматривается захват из дебаевских хвостов и эффект Пула—Френкеля.

Введение. Термостимулированный ток (ТСТ) [1–5] и термостимулированная емкость (ТСЕ) [3, 4, 6] в p — n -переходе являются полезными обзорными методиками в релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ГУ). Спектры ТСТ и ТСЕ представляют запись тока и емкости как функции температуры обратного смещенного перехода при ее монотонном, обычно линейном, повышении. При получении спектров достаточно однократно возбудить неравновесное заполнение ГУ внутри области пространственного заряда (ОПЗ) перехода. Это стимулировало применение ТСЕ при изучении центров, имеющих метастабильные состояния [7].

По теории для резкого асимметричного перехода с небольшим содержанием глубоких центров (простой переход) температура максимума тока T_M и температура T_s , при которой производная dC/dT (C — емкость перехода) максимальна, совпадают; при $T = T_M$ справедливо соотношение [2, 6]

$$e(T_M) = \beta E / kT_M^2, \quad (1)$$

которое отвечает зависимости скорости термической эмиссии e от температуры

$$e(T) = e_0 \exp(-E/kT). \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) β — скорость нагрева, k — постоянная Больцмана, E — энергия активации. В теории используется и зависимость $e(T) = e'_0 \times \times T^2 \exp(-E'/kT)$, при которой получается менее простое выражение $e(T_M) = = \beta (E' + 2kT_M) / kT_M^2$ [3, 4]. Оба выражения эквивалентны, так как при $E = E' +$

+ $2kT_M$ одна зависимость $e(T)$ наилучшим образом аппроксимируется другой. На практике выражение (1) применяется в форме трансцендентного уравнения

$$\exp(-E/kT_M) = \beta E / e_0 k T_M^2, \quad (3)$$

которое решается относительно E при экспериментальных β и T_M . Значения e_0 берутся при этом из независимых экспериментов [6], либо получаются на основе оценок [1]. В соответствии с (3), наклон прямой $\ln(T_M^2/\beta) = f(1/T_M)$ дает E . Для многих центров $e(T)$ известны. Для них полезно вычислить T_M . Это облегчает интерпретацию спектров [4, 5].

Формула (1) применяется и для определения скорости эмиссии из спектров ТСТ и ТСЕ [5]. В этом смысле она аналогична соотношению в нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ или DLTS) [8]

$$e(T_M) = [\ln(t_2/t_1)] / (t_2 - t_1) \quad (4)$$

(здесь T_M относится к пику НЕСГУ, t_2 и t_1 — параметры «окна» скорости эмиссии). При таком подходе в правую сторону (1) представляется значение E , которое нужно сначала найти одним из известных способов: методом начального наклона [9], из полуширин пика ТСТ [10] или из скоростных зависимостей $T_M(\beta)$. В методе НЕСГУ порядок обратный — сначала находят значения e , а затем E .

Термостимулированная релаксация со свойствами (1) и (3) соответствует в изотермических условиях экспоненциальной релаксации. При большой концентрации ловушек имеет место изменение толщины ОПЗ в процессе релаксации, которое в асимметричном переходе приводит к монотонной неэкспоненциальной релаксации емкости [11–13], влияет на спектры НЕСГУ [14], ТСТ и ТСЕ [3, 4, 15]. Уравнение (3) в этом случае несправедливо. Для однородных профилей получено более общее уравнение, в которое входят дополнительные величины — значения толщины ОПЗ в определенные моменты релаксации [3].

В экспериментальной практике часто встречаются p – n -переходы, в которых необходимо учитывать ОПЗ в обеих сторонах перехода, так как p и n одного порядка величины. Подобные переходы возникают в результате диффузионных процессов, а также при выращивании методом жидкофазной эпитаксии. Теория релаксации для них отсутствует.

Цель настоящей работы — рассмотрение изотермической и термостимулированной релаксации емкости и тока в довольно общей модели перехода без каких-либо ограничений на уровень и профиль легирования p - и n -областей, а также на содержание глубоких центров. Слабо асимметричный переход является частным случаем этой модели. Полученные результаты используются для анализа экспериментальных данных для диода из GaAs, которые с точки зрения теории для асимметричного перехода содержали ряд существенных противоречий.

В введении изложен метод расчета изотермической и термостимулированной релаксации тока и емкости при наличии однородных и неоднородных профилей мелких примесей и глубоких центров. Для однородной модели перехода будет получено уравнение типа уравнения (3), из решения которого найдены значения T_M и T_s в зависимости от уровня легирования n - и p -областей и концентрации ловушек.

Вывод уравнения дается в *Приложении*.

В разделе 1 приводятся результаты измерений ТСТ и ТСЕ. Они количественно анализируются в рамках развитой теории с учетом возможного несовпадения величины скорости эмиссии в p - и n -сторонах перехода, связанного с влиянием на эмиссию электрического поля и захвата из дебаевских хвостов. Одна из основных задач этого анализа — объяснение немонотонной релаксации емкости, обнаруженной в эксперименте. Рассмотрены ошибки метода НЕСГУ при немо-

нотонной релаксации. Здесь же затрагивается вопрос об эффекте Пула—Френкеля на А-центрах в GaAs.

Раздел 2 содержит итоги работы.

1. Теория

Поместим границу между n - и p -областями перехода при $x = 0$, а границы ОПЗ при $x = -x_n$ и $x = x_p$. Решение уравнения Пуассона при нулевых граничных условиях для электрического поля $F(-x_n) = 0$, $F(x_p) = 0$ дает систему уравнений относительно x_n и x_p [16]

$$\int_{-x_n}^{x_p} x \rho(x, t) dx = -\epsilon \epsilon_0 V, \quad (5)$$

$$\int_{-x_p}^{-x_n} \rho(x, t) dx = 0, \quad (6)$$

где $\rho(x, t)$ — объемный заряд, $\epsilon \epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая постоянная, $V = V_R + V_C$, V_R — обратное напряжение, V_C — контактная разность потенциалов, t — время.

Полный ток, протекающий через p — n -переход в процессе релаксации объемного заряда является суммой тока проводимости I_c , который возникает в результате дрейфа термически генерированных носителей в электрическом поле перехода, и тока смещения $I_d = \epsilon \epsilon_0 \partial F / \partial t$: $I = I_c(x) + I_d(x) = \text{const}(x)$. Найдем токи смещения на левой и правой границах ОПЗ. Для этого внутри ОПЗ выберем плоскость $x = x_1$ вблизи, например, границы x_p . По теореме Остроградского—Га-

усса имеем $\int_{x_1}^{x_p} \rho(x) dx = -\epsilon \epsilon_0 E(x_1)$. Дифференцируя это равенство по времени,

получаем $\int_{x_1}^{x_p} (\partial \rho / \partial t) dx + \rho(x_p) dx_p / dt = -I_d(x_1)$, что в пределе $x_1 \rightarrow x_p$ дает

$I_d(x_p) = -\rho(x_p) dx_p / dt$. Аналогичным образом имеем $I_d(-x_n) = \rho(-x_n) dx_n / dt$. В случае эмиссии дырок с глубоких уровней поле выносит дырки за пределы ОПЗ через границу x_p . В этом случае $I_c(-x_n) = 0$, так что $I = I_d(-x_n)$. Аналогичным образом находим, что в случае эмиссии электронов $I = I_d(x_p)$. Далее продифференцируем уравнения (5) и (6) по времени, считая $V = \text{const}(t)$. Второе из полученных уравнений умножим на $-x_p$ (либо на x_n) и сложим с первым. В результате находим ток релаксации

$$I = -\rho(-x_n) \frac{d(-x_n)}{dt} = \frac{1}{x_n + x_p} \int_{-x_n}^{x_p} (x - x_p) \frac{\partial \rho}{\partial t} dx \quad (\text{эмиссия дырок}), \quad (7a)$$

$$I = -\rho(-x_p) \frac{dx_p}{dt} = \frac{1}{x_n + x_p} \int_{-x_n}^{x_p} (x + x_n) \frac{\partial \rho}{\partial t} dx \quad (\text{эмиссия электронов}). \quad (7b)$$

Распределение $\rho(x, t)$ определяется структурой перехода и начальным заполнением глубоких уровней. Пусть N_d , N_a — концентрации мелких некомпенсированных доноров и акцепторов в n - и p -областях, N_t — концентрация глубоких центров акцепторного типа в p -области, имеющих уровень энергии в нижней половине запрещенной зоны. Будем предполагать следующее. Скорость

термической эмиссии электронов с этого уровня e_n и дырок e_p таковы, что $e_n \ll \ll e_p$; в нейтральном материале глубокий уровень заполнен дырками (уровень Ферми лежит ниже глубокого уровня); стартовые условия перед подачей обратного напряжения соответствуют условиям плоских зон. Тогда под обратным смещением распределение объемного заряда будет: qN_d при $-x_n < x < 0$, $-q(N_a + N_t - p_t)$ при $0 < x < x_p$ (q — заряд электрона, p_t — концентрация дырок на глубоком уровне, $p_t = N_t$ в момент подачи V_R). Из (5), (6) получим

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V N_{tt}}{q N_d (N_d + N_{tt})}}, \quad x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V N_d}{q N_{tt} (N_d + N_{tt})}}, \quad (8)$$

где обозначено $N_{tt} = N_a + N_t - p_t$. Если повторный захват дырок в ОПЗ отсутствует, то в соответствии с кинетикой Шокли—Рида

$$dp_t/dt = -p_t e_p. \quad (9)$$

Из (9) при $T = \text{const} (t)$

$$p_t(t) = N_t \exp(-e_p T), \quad (10)$$

а при $T = T_0 + \beta t$

$$p_t(T) = N_t \exp\left[(-1/\beta) \int_{T_0}^T e_p dT'\right]. \quad (11)$$

Взяв интеграл в (7а) с учетом (9) для указанного распределения объемного заряда, имеем

$$I = \frac{1}{2} q p_t e_p x_p^2 / (x_n + x_p), \quad (12)$$

где x_n и x_p определяются формулами (8). Такой же результат получается из выражения в центре (7а) и (8). Выражение (12) описывает изотермическую релаксацию тока (ИРТ) при использовании формулы (10) и ТСТ при использовании (11). Таким же образом получается емкость $C = e^2 / (x_n + x_p)$ в зависимости от времени (ИРЕ) или температуры (ТСЕ).

В рассматриваемом случае n -сторона перехода является пассивной, так как зона генерации носителей находится в p -области. Из (12) видно, что толщина пассивной области (x_n) существенно влияет на ток. В Приложении показано, что учет пассивной области при произвольном отношении N_a/N_t в активной p -области дает

$$e_p(T_m) = \beta^* E / k T_m^2, \quad (13)$$

где

$$\beta^* = \beta \left[1 + \frac{1}{2} \frac{p_t [N_d + 4N_{tt}]}{N_{tt} [N_d + N_{tt}]} \right]^{-1}. \quad (14)$$

В (14) значения p_t и $N_{tt} = N_0 + N_t - p_t$ соответствуют $T = T_m$. При $N_t \ll N_a$ множитель p_t/N_{tt} в (14) мал и $\beta^* = \beta$. В этом случае (13) переходит в (3), и, следовательно, положение пика ТСТ не изменяется по сравнению с $n^+ - p$ -переходом. Если это неравенство не выполняется, пик смещается к низким температурам и тем сильнее, чем меньше N_d/N_t . Это видно из рис. 1, где показан сдвиг $\Delta T_m = T_m(\beta^* \neq \beta) - T_m(\beta^* = \beta)$ в зависимости от N_a/N_t и N_d/N_t . Данные

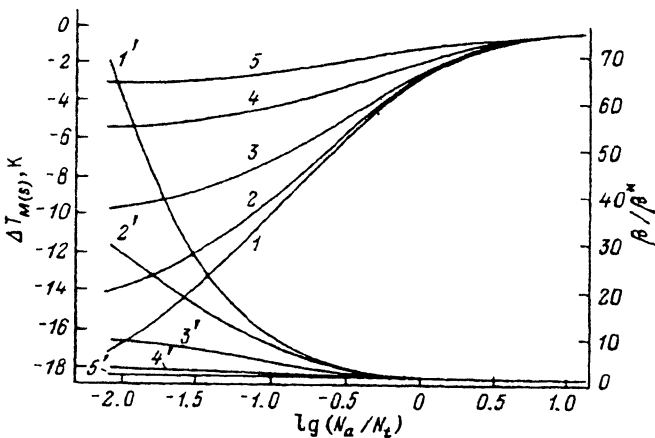


Рис. 1. Смещение пика ТСТ (ступеньки емкости ТСЕ) в p - n -переходе $\Delta T_M(s)$ относительно положения в простом переходе (1—5) и отношение β/β^* (1'—5') в зависимости от концентрации мелких доноров N_d , мелких акцепторов N_a и глубоких акцепторов в p -области N_t . Глубокие акцепторы в начальный момент заполнены дырками. $\Delta T_M(s) = T_M(s) (\beta^* \neq \beta) - T_M(s) (\beta^* = \beta)$, $T_M(s) (\beta^* = \beta) = 153.43$ К; $e_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ с $^{-1}$, $E = 0.42$ эВ, $\beta = 0.39$ К/с. N_d/N_t : 1, 1' — $1.1 \cdot 10^{-2}$; 2, 2' — $4.94 \cdot 10^{-2}$; 3, 3' — $2.22 \cdot 10^{-1}$; 4, 4' — 1.0; 5, 5' — 4.5

на рисунке получены из решения уравнения (13) методом итераций. Для этого оно записывалось с учетом (2) в виде

$$T_M^{n+1} = \frac{E}{k} \left\{ \ln \left[\frac{e_0 k (T_M^n)^2}{\beta^* E} \right] \right\}^{-1} \quad (15)$$

(индекс n означает номер итерации), причем в (14) интеграл из (11) заменялся приближенным значением $^{[10]}$

$$\int_{T_0}^T e_p dT' = \frac{kT^2 e^p(T)}{E \left(1 + \frac{2kT}{E} \right)}. \quad (16)$$

Расчеты показали, что наклон зависимости $\ln(T_M^2/\beta)$ от $1/T_M$ по-прежнему дает E . Сдвиг пика, однако, сопровождается его уширением. Поэтому расчет E на основе полуширин пика по формулам для простого перехода $^{[10]}$ дает значение меньше истинного. На рис. 1 показана также величина β/β^* . Значение правой стороны (13), вычисленное при экспериментальном β , превышает истинное значение $e_p(T_M)$ в β/β^* раз. Такова ошибка, которую дает применение формулы (3) вместо (13).

Степень заполнения глубокого уровня дырками p_t/N_t при $T = T_m$ найдем из (11), используя (13) и (16):

$$p_t(T_m)/N_t = \exp(-\beta^*/\beta). \quad (17)$$

При $\beta^* = \beta p_t(T_m)/N_t \approx 0.38$ (фигурирующее в $^{[2, 11]}$ значение 0.5 является менее точным). Из рис. 1 и формулы (17) следует, что степень заполнения растет по мере сдвига пика к низким температурам.

В Приложении показано, что (13) и (14) справедливы и для T_s . Приведенный анализ в равной мере относится к ТСЕ.

При усложнении модели перехода, которое оставляет распределение $\rho(x)$ ступенчатым, x_n и x_p из системы (5), (6) можно получить алгебраически.

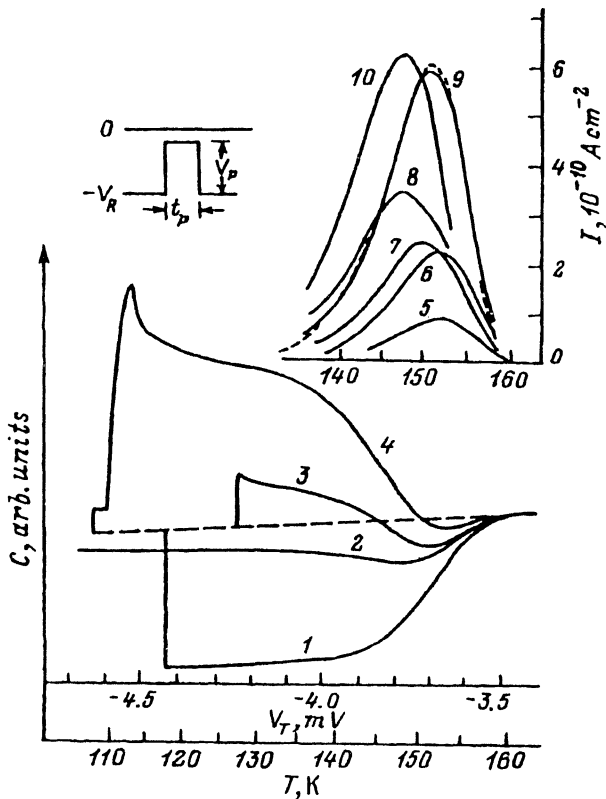


Рис. 2. Спектры термостимулированной релаксации емкости (1—4) и тока (5—10) в $p-n$ -переходе из GaAs. На вставке — возбуждающий импульс напряжения. 1—6 — возбуждение импульсом напряжения, 4 — серией импульсов (ступеньки в левой части кривой соответствуют импульсам серии). V_R, V_p, V : 1—10, 10; 2—4—9.8, 11; 5—10.3, 10.3; 6—8.8, 10.3. t_p , мкс: 1—4—0.15, 5—7 $\times 10^3$, 6—7 $\cdot 10^3$, 7—10 — охлаждение от 220 К при нулевом смещении и подача смещения V , В: 7, 9—75, 8, 10—150. При измерениях 9, 10, по-видимому, имело место прохождение случайного импульса прямого тока. Штриховая линия около кривой 9 — расчет. $\beta = 0.39$ К/с. Здесь и на рис. 5 V_{\perp} — ЭДС термопары.

(Аналитические выражения для x_n и x_p в $n-p-p$ -структуре с произвольным уровнем легирования n - и p -областей приведены в [16]). Выражение для тока получается из (7) с помощью несложного интегрирования. При наличии концентрационных профилей $N(x)$ система (5), (6) решается численными методами, а ток релаксации вычисляется непосредственно из найденных зависимостей $x_n(t)$ и $x_p(t)$ в соответствии с левыми равенствами в (7). В настоящей работе в расчетах на ЭВМ использовались численные методы.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследовался образец, который представлял $p-n$ -переход площадью 7.5×10^{-3} см² и имел конфигурацию меза-структуры. Переход был получен при выращивании на p^+ -подложке слоя GaAs толщиной около 200 мкм методом жидкофазной эпитаксии без специального легирования. Измерения емкости производились на частоте 80 кГц.

Спектры ТСТ и ТСЕ представлены на рис. 2. Начальное заполнение глубоких центров создавалось импульсом напряжения с амплитудой V_p (показан на вставке) или серией импульсов. В режиме $V_R = V_p$ величина $\Delta C(T) = C(T) - C_0(T) < 0$

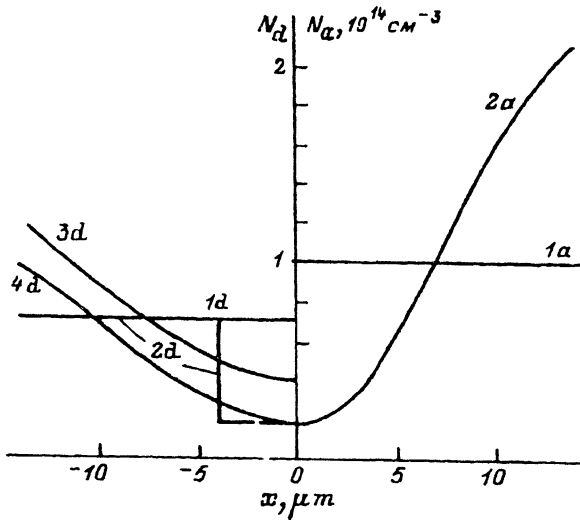


Рис. 3. Варианты профилей распределения мелких примесей N_d и N_a в p - n -переходе.

(C_0 — емкость, измеренная после окончания релаксации); из кривых 1 и 5 видно, что $T_m = T_s = 152$ К. Отсюда следует, что в p -области имеет место перезарядка А-центров (акцепторный уровень $E_v + 0.40$ эВ), которые обычно присутствуют в GaAs, выращенном жидкофазной эпитаксией [5, 8, 17]. Действительно, решение уравнения (3) относительно T_m при зависимости $e_p(T)$ для дырок из работы [17] для материала p -типа дает величину 152.4 К. В хорошем согласии с этой же зависимостью из экспериментальной зависимости $T_s(\beta)$ было получено $E \approx 0.42$ эВ.

В режиме $V_p > V_R$ пик ТСТ увеличивается почти в 3 раза, а кривые ТСЕ являются немонотонными — в конце релаксации на них появляется минимум. При этом начальный скачок емкости $\Delta C(T_0) = C(T_0) - C_0(T_0)$ может иметь как отрицательный, так и положительный знак. На рисунке хорошо видно (кривые 4, б), что низкотемпературная точка перегиба на кривой ТСЕ смещена к низким температурам по отношению к T_m , т. е. $T_s < T_m$. Положительный скачок в этом режиме и отрицательный в режиме $V_R = V_p$ были такими, что отношение $|\Delta C(T_0)/C_0(T_0)|$ достигало 0.1 и более. В принципе такое поведение ТСЕ возможно в n^+ - p -переходе, p -область которого содержит кроме А-центров электронные ловушки с уровнем вблизи энергии $E_c - 0.40$ эВ. Однако в рассматриваемом материале такие ловушки отсутствуют [18].

Далее мы покажем, что всю совокупность данных можно количественно описать в рамках модели слабо асимметричного перехода с неоднородным профилем мелких примесей. Такой переход мог возникнуть только внутри эпитаксиального слоя. Поэтому полагалось, что А-центры присутствуют в обеих сторонах перехода. Необходимо было учесть также и В-центры (уровень $E_v + 0.70$ эВ), так как они обычно присутствуют в рассматриваемом материале вместе с А-центрами в равной концентрации [8, 17] и проявлялись в релаксации емкости образца в районе 300 К. При низких температурах В-центры перезаряжаются за счет процессов захвата и влияют на толщину ОПЗ. Задача решалась путем модельных расчетов. Часть исследованных профилей мелких примесей показана на рис. 3.

Сначала моделировался случай однородного распределения примесей. Выяснилось, что эта модель неполно описывает эксперимент. Несмотря на это, она позволила получить полезные оценки. Было найдено, что концентрации неском-

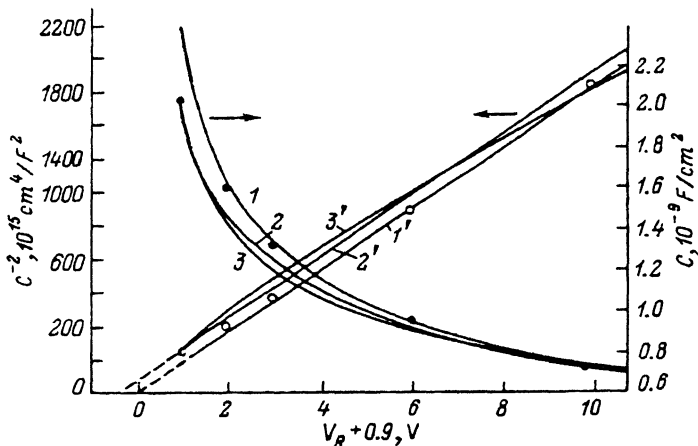


Рис. 4. Характеристика емкость—напряжение. Точки — эксперимент при 300 К, сплошные линии — расчет для профилей на рис. 3: 1, 1' — 1d, 2a; 2, 2' — 2d, 2a; 3, 3' — 3d, 2a. В расчетах предполагается полная ионизация А- и В-центров в *p*-области. $N_A^p = N_B^p, 10^{14} \text{ см}^{-3}$: 1, 2 — 1.5 3 — 1.0.

пенсированных мелких примесей и глубоких центров несильно различаются. С учетом этого из наклона $C^{-2}(V)$ -характеристики при 300 К (рис. 4) получена оценка $N_d = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Действительно, при измерениях характеристики по точкам А- и В-центры ионизованы внутри ОПЗ в *p*-области. По абсолютной величине объемный заряд в *n*-области qN_d меньше, чем в *p*-области на $q(N_A^p + N_B^p)$, примерно в 3 раза, и наклон поэтому близок к N_d (N_A^p, N_B^p — концентрации центров, индексы указывают тип центров и сторону перехода). Далее было найдено, что $N_a \approx 1.4 N_d$. При таком соотношении и при $N_A = (1-1.5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ удастся получить нужную величину как максимальных начальных скачков емкости $\Delta C(T_0)$, так и тока. При $N_d \geq N_a$ положительный скачок емкости отсутствует. В однородной модели, однако, особенности ТСЕ в виде сдвига кривой $C(T)$ и минимум на этой кривой описываются только в том случае, если скорость эмиссии дырок с А-центров в *n*-области e_{pn} больше, чем эта скорость в *p*-области e_{pp} , примерно в 1.5 раза. В [17] из измерений в n^+p - и p^+n -переходах получено, что в районе 150 К $e_{pn}/e_{pp} \approx 1.8$. Эту величину можно связать с влиянием электрического поля, так как концентрации примесей в слабо легированных областях переходов соотносились как $n/p = 10$. В нашем случае $p = n$. Поэтому роль поля в формировании асимметрии e_p потребовала специального анализа. Расчеты показали, что к указанным особенностям приводит и наличие неоднородных профилей $N_d(x)$ и (или) $N_a(x)$.

На рис. 5 представлены результаты модельных расчетов ТСЕ. Они соответствуют различным комбинациям однородных и неоднородных профилей на рис. 3. Ступенчатая зависимость $2d$ на этом рисунке рассматривалась в связи с тем, что она позволила описать $C(V)$ -характеристику образца (рис. 4). При $N_a = N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ контактная разность потенциалов $V_c = 0.9 \text{ В}$ при 300 К, что на 0.4 В меньше, чем получается при стандартной экстраполяции экспериментальной зависимости $C^{-2}(V)$ на рис. 4. Противоречие устраняется при ступенчатом профиле, как это видно из кривых 1' и 2' на рис. 4, рассчитанных для однородного и ступенчатого профилей $N_d(x)$. [В расчетах объемный заряд в *p*-области принимался равным $-q(2N_A^p + N_d)$. Здесь и далее полагалось $N_A = N_B$].

При моделировании релаксации учитывались следующие процессы. Полагают [17], что А- и В-уровни соответствуют разным зарядовым состояниям одного центра. Согласно схеме переходов для этих уровней [17], захват дырки должен происходить сначала на В-уровень, захват второй дырки на центр соответствует

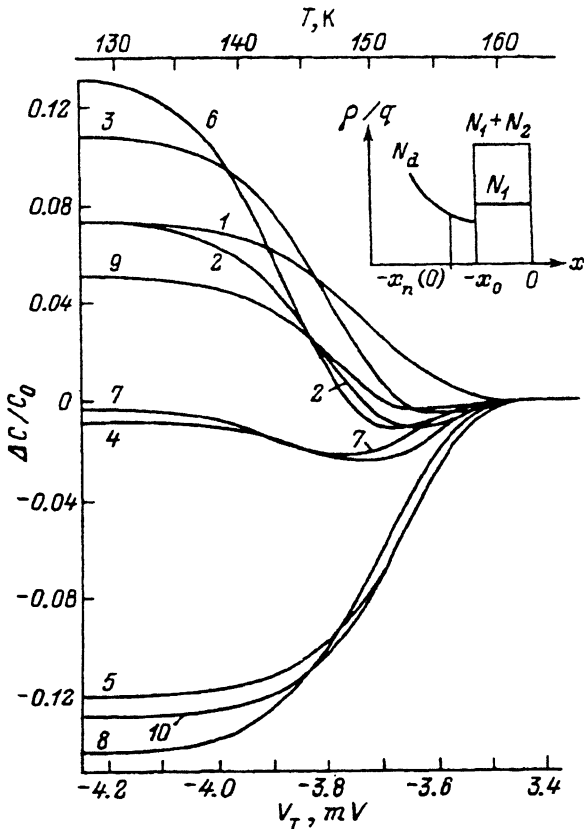


Рис. 5. Теоретические кривые ТСЕ для профилей на рис. 3 и различных стартовых условий. На вставке — начальное распределение объемного заряда ρ/q в n -стороне перехода. Параметры распределения (см. текст), профили и концентрация А-центров в p -области указаны в таблице. Скорости эмиссии дырок одинаковы в обеих сторонах перехода ($e_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E = 0.42 \text{ эВ}$) за исключением 2. Для нее $E = 0.412 \text{ эВ}$ в n -области. $V = 11 \text{ В}$, $\beta = 0.39 \text{ К/с}$.

ее захвату на А-уровень. Сечения захвата дырок и электронов на уровне составляют при 110 К $\sigma_{pA} = 6 \cdot 10^{-15}$, $\sigma_{pB} = 2 \cdot 10^{-15}$, $\sigma_{nA} = 3 \cdot 10^{-18}$, $\sigma_{nB} = 8 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$. В результате инжекции дырок в n -область заряд появляется на обоих уровнях. Степень заполнения глубокого уровня дырками в конце инжектирующего импульса длительностью t_p зависит от координаты $f(x) = 1 - \exp[-\sigma_p v_p p(x) t_p]$, где $p(x) = p(0) \exp(x/L_p)$ — концентрация инжектированных дырок, L_p — их диффузионная длина, v_p — тепловая скорость. Захватом электронов, эмиссией дырок в кинетике заполнения можно здесь пренебречь. После восстановления V_R заполнение $f(x)$ сохраняется только в слое, который попадает внутрь ОПЗ. За короткое время на расстоянии в несколько длин Дебая $L_D = (\epsilon \epsilon_0 kT/q^2 N_d)$ от края ОПЗ уровни заполняются электронами ($L = 0.27 \text{ мкм}$ при $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и 110 К. Этот момент условно принят за момент $t = 0$. Распределение заряда для него показано на рис. 5. При $x > -x_0$ принято однородное заполнение уровней, так как параметр x_0 составлял 3—6 мкм, что меньше $L_p \approx 30 \text{ мкм}$. Эта оценка L_p была получена следующим образом. Из кривых 3 и 4 на рис. 2 следует, что $1/\sigma_p v_p p$ составляет соответственно около 10^{-6} и $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Отсюда $p \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Следуя [19], мы оценили L_p , используя это значение p и значения других необходимых величин, приведенные выше. N_1 , N_2 , x_0 в расчетах задавались как параметры, причем так, чтобы граница ОПЗ $x_n(0)$, полученная из решения

уравнения Пуассона, располагалась левее x_0 (см. таблицу). Смысл величин N_1 и N_2 определяется равенствами $N_1 = N_B^2 f_B + N_d$, $N_2 = N_A^2 f_A$. Меньшим значениям N_1 и N_2 соответствуют меньшие значения t_p в эксперименте. Распределение заряда при $t > 0$ принималось таким: $\rho/q = N_1 + N_2 \exp(-e_{pn}t)$ при $-x_0 < x < 0$ и $\rho/q = N_d$ при $-x_n < x < -x_0$ в режиме с инжекцией дырок в n -область, без инжекции $-x_0 = 0$; в p -области $\rho/q = -[N_a + N_A^p [1 - \exp(-e_{pp}t)]]$.

№	N_d	N_a	N_1	N_2	N_A^p	x_0	$x_n(0)$	$x_n(\infty)$	T_M	I_M
1	1d	1a	1.7	1.3	1.5	3.5	4.18	11.61	151.0	2.33
2	1d	1a	1.7	1.3	1.5	3.5	4.18	11.61	149.5	2.41
3	3d	2a	1.25	0.8	1.0	4.0	4.77	10.61	151.5	2.76
4	3d	2a	0.9	0.3	1.0	6.0	7.03	10.85	151.5	2.19
5	3d	2a	0.0	0.0	1.0	0.0	10.87	12.25	151.5	0.79
6	4d	1a	1.5	1.2	1.5	4.0	4.13	12.54	150.0	3.08
7	4d	1a	1.0	0.6	1.5	6.0	6.79	12.57	150.5	2.66
8	4d	1a	0.0	0.0	1.5	0.0	13.50	14.32	150.5	0.41
9	2d	2a	0.9	0.6	1.5	5.0	5.98	12.22	151.0	2.01
10	2d	2a	0.0	0.0	1.5	0.0	11.59	13.88	150.5	0.74

Примечание. Номера строк соответствуют номерам кривых на рис. 5. Обозначения колонок: N_d и N_a — обозначения профилей на рис. 3. Концентрации N_1 , N_2 , N_A^p указаны в единицах 10^{14} см^{-3} , x_0 , $x_n(0)$, $x_n(\infty)$ — в мкм; T_M — в Кельвинах, I_M — в 10^{-10} А/см^2 . I_M и T_M соответствуют условиям для кривых ТСЕ на рис. 5. Шаг изменения температуры 0.5 К.

Из рис. 5 видно, что величина начальных скачков емкости и поведение $C(T)$ соответствуют экспериментальным. Исключение составляет случай $e_{pn} = e_{pp}$ при однородном распределении примесей (кривая 1, ей соответствует ступенчатый профиль 2d; здесь это распределение названо однородным, так как x_n не заходит при релаксации в область с низкой концентрацией). На этой кривой минимум отсутствует. Он появляется, если $e_{pn} > e_{pp}$ (кривая 2). Если одна из концентраций мелких примесей или обе растут с расстоянием от $x=0$, то релаксация в режиме с инжекцией является немонотонной при $e_{pn} = e_{pp}$.

В экспериментальном образце фактор неоднородности и фактор асимметрии e_p действуют совместно. Асимметрия e_p может быть связана с асимметричным влиянием захвата на глубокий уровень носителей из дебаевских хвостов. (При обсуждении асимметрии под e_{pn} и e_{pp} понимается величина $|dp_i/p_i dt|$, усредненная по соответствующей ОПЗ.) Захват дырок из хвоста вблизи x_p замедляет [20] эмиссию дырок с уровня, захват электронов вблизи другого края ОПЗ, напротив, эквивалентен ускорению этого процесса [21]. Уменьшение емкости от начала релаксации и до 120 К на экспериментальной кривой 4 рис. 2 связано с захватом электронов. Подобное поведение не наблюдается в режиме $V_R = V_p$. Выше захват был учтен только частично. При наличии захвата $p_i \sim \exp[-(\sigma_n v_n n + e_p) t]$, $n = N_d \exp[-(x_n + x)^2 / 2L_D^2]$ — концентрация электронов в хвосте [21]. При $(x_n + x) = 5L_D$ и $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $n = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Тогда для А-центров $1/\sigma_n v_n n = 10$ с. Это значит, что за первые 10 с эти центры будут заполнены электронами на расстоянии $5L_D \approx 1$ мкм от x_p . Вклад эмиссии в релаксацию заряда пренебрежимо мал, так как $1/e_p$ (110 К) = $3 \cdot 10^6$ с. Начальный спад на рассматриваемой кривой занимает по времени 12 с. Аналогичные процессы для В-центров протекают медленней из-за малости σ_{nB} и проявляются на кривой при более высоких температурах. В процессе релаксации x_n значительно смещается в сторону нейтральной области (см. значения x_n в таблице), и этот захват не должен вносить вклада в асимметрию e_p в области немонотонности $C(T)$.

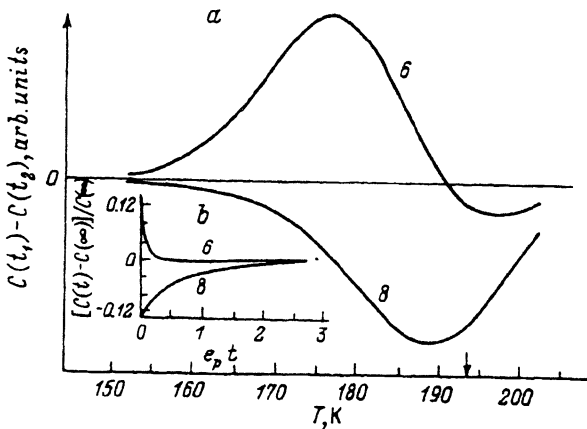


Рис. 6. Спектры НЕСГУ (а) и изотермическая релаксация (b), соответствующие термостимулированной релаксации, показанной кривыми 6 и 8 на рис. 3 (6 — случай $e_{pa} = e_{pp}$). $t_2/t_1 = 3 \cdot 10^{-2}/10^{-2}$ с. Стрелкой отмечено положение пика НЕСГУ при экспоненциальной релаксации.

В рассматриваемой модели неравенство $e_{pa} > e_{pp}$ может возникнуть и как следствие зависимости e_p от электрического поля F . Среднее поле $[F(0) + F(-x_0)]/2$ в n -стороне перехода больше, чем аналогичная величина в p -области $F(0)/2$, так как в области немонотонности $F(-x_0) > 0$. Далее мы найдем зависимость $e_p(F)$. Используя ее и расчетные значения поля, мы получили, что рассматриваемый фактор может дать в области немонотонности $e_{pa}/e_{pp} \approx 1.1$. Эта небольшая величина указывает на наличие концентрационных профилей. [При ступенчатом профиле мелких примесей требуется $e_{pa}/e_{pp} \approx 1.5$ (рис. 5)].

Из профилей на рис. 3 в качестве комбинации, которая лучше других соответствует экспериментальным данным, следует выбрать неоднородный профиль $N_a(x)$ 2a и ступенчатый профиль $N_d(x)$ 2d (с учетом сказанного о $C-V$ -характеристике образца). Отметим, что расчетная величина I_M пиков ТСТ для этой комбинации (см. таблицу) и экспериментальная (рис. 2, кривые 5, 6) различаются примерно в 1.2 раза.

Затронем вопрос о том, каким образом особенности релаксации, связанные с неоднородным легированием в слабо асимметричном переходе, проявляются в изотермических условиях. Для примера на рис. 6 приведены ИРЕ и спектры НЕСГУ, соответствующие кривой 6 (случай $e_{pa} = e_{pp}$) и кривой 8 на рис. 5. Немонотонной релаксации (кривая 6) соответствуют два пика при 176.8 и 196.8 К, монотонной (кривая 8) — один пик при 188.9 К. При экспоненциальной релаксации пик должен располагаться при 193.1 К. По отношению к нему все три пика смещены (один из них в сторону высоких температур). Смещение пиков порождает ошибку при определении «измеряемого» значения e_p по формуле (4). Отношение этого значения к истинной величине e_p составляет для указанных пиков 10.2, 0.6, 1.7. Отметим, что в $n-p$ -структуре немонотонная релаксация возникает и при однородных профилях [16].

Оценим теперь зависимость $e_p(F)$ для A -центров по сдвигу пиков ТСТ на рис. 2 к низким температурам с ростом V_R . Оценку проведем для температуры пика при $V_R = 10$ В на основе значений T_M при других V_R . Обозначим $T_1 = T_M(10 \text{ В})$ и $T_2 = T_M(V_R)$. Полагая, что E и β^* слабо зависят от напряжения, с помощью (13) находим отношение $e_p(V_R)/e_p(10 \text{ В}) = (T_1/T_2)^2 \exp[(E/k)(1/T_2 - 1/T_1)]$ [экспонента появляется в результате приведения значения $e_p(V_R)$ к температуре T_1]. Величина отношения, найденная при $E = 0.42$ эВ, показана на рис. 7 точками в зависимости от среднего поля F . Последнее находилось делением

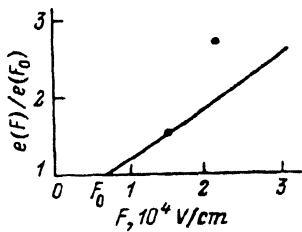


Рис. 7. Зависимость скорости термической эмиссии дырок для А-центров от электрического поля при 152 К, полученная из спектров ТСТ на рис. 2 и по теории трехмерного эффекта Пула—Френкеля (линия). В расчетах $\epsilon\epsilon_0 = 1.17 \cdot 10^{-12}$ Ф/см.

перимента удовлетворительное. Уменьшение E с полем невелико. На рис. 2 показана расчетная кривая 9, согласованная с экспериментальной при $E = 0.4104$ эВ, $e_0 = 5 \cdot 10^{12}$ c^{-1} .

Заключение. В результате рассмотрения релаксации емкости и тока в p - n -переходе с учетом ОПЗ в обеих сторонах перехода установлено, что при большой концентрации ловушек имеет место существенное влияние уровня легирования пассивной стороны перехода на положение пика ТСТ и ступеньки емкости ТСЕ. Без учета этого фактора при анализе спектров ТСТ и ТСЕ возможны большие ошибки в величине скорости эмиссии. Вместе с тем зависимости T_M и T_S от скорости нагрева дают правильную величину энергии активации E .

Наличие профилей мелких примесей может являться причиной немонотонной релаксации емкости, при которой спектр НЕСГУ содержит два разнополярных пика, смещенных в разные стороны от температуры, которая отвечает пику при экспоненциальной релаксации.

Развитая теория позволила количественно описать экспериментальные результаты для диода из GaAs, которые содержали ряд особенностей, включая и немонотонную релаксацию емкости. Влияние электрического поля на скорость эмиссии дырок для А-центров в GaAs в области полей 10^4 В/см согласуется по величине с трехмерной моделью эффекта Пула—Френкеля.

Авторы благодарны А. А. Лебедеву за ценные советы, С. С. Джунаидову и М. В. Гафуровой за помощь в работе.

Приложение

При линейном нагреве $dT = \beta dt$, поэтому условие максимума тока $dI/dT = 0$ можно записать как $dI/\beta dt|_{T=T_M} = 0$. Из (12) с помощью (8) имеем

$$I \sim p_t e_p x_p / (N_d + N_{tt}). \quad (\text{П.1})$$

Производная по времени от логарифма правой стороны (П.1) при $T = T_M$ также должна равняться нулю

$$(\ln' e_p) = -(\ln' p_t) + (\ln' x_p) - [\ln (N_d + N_{tt})]. \quad (\text{П.2})$$

Здесь точка сверху выражения означает производную от него по времени при $T = T_M$. Логарифмируя правую сторону выражения для e (2) и выполняя дифференцирование, находим левую сторону (П.2). Из (9) $(\ln' p_t) = -e_p(T_M)$. Легко найти и остальные члены. В результате из (П.2) имеем

$$\frac{\beta E}{kT_M^2} = e_p(T_M) \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{p_t(T_M) \cdot [N_d + 4N_{tt}(T_M)]}{N_{tt}(T_M) \cdot [N_d + N_{tt}(T_M)]} \right], \quad (\text{П.3})$$

где $p_t(T_M) = N_t \exp\left(-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^{T_M} e_p dT\right)$, $N_{it}(T_M) = N_a + N_t - p_t(T_M)$.

Для получения аналога этой формулы для температуры T_S , при которой производная dC/dT имеет максимум, нужно положить $dC/dt|_{T=T_S} = 0$. Раскрывая это равенство, с учетом того что

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{x_n + x_p} \sim \left(\frac{N_{it}}{N_d + N_{it}}\right)^{1/2}, \quad (\text{П.4})$$

приходим к формуле (П.3), в которой вместо T_M фигурирует T_S . Таким образом, $T_M = T_S$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] H. Schade, D. Herrick. Sol. St. Electron., 12, 857 (1969).
- [2] L. Forbes, C. T. Sah. Sol. St. Electron., 14, 182 (1971).
- [3] M. G. Buechler. Sol. St. Electron., 15, 69 (1972).
- [4] M. G. Buechler, M. G. Phillips. Sol. St. Electron., 19, 777 (1976).
- [5] С. С. Джунаидов, И. Е. Марончук, Н. А. Урманов. Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук, 4, 70 (1981).
- [6] C. T. Sah, W. W. Chan, H. S. Fu, J. W. Walker. Appl. Phys. Lett., 20, 193 (1972).
- [7] M. Levinson, M. Stavola, P. Besomi, W. A. Bonner. Phys. Rev. B., 30, 5817 (1984).
- [8] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [9] G. F. J. Garlik, A. F. Gibson. Proc. Phys. Soc., 60, 574 (1948).
- [10] R. Chen. J. Appl. Phys., 40, 570 (1970).
- [11] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [12] A. C. Wang, C. T. Sah. J. Appl. Phys., 55, 565 (1984).
- [13] A. Schary, C. A. Lee. J. Appl. Phys., 67, 200 (1990).
- [14] D. Stievenard, M. Lannoo. J. C. Bourgoin. Sol. St. Electron., 28, 485, (1985).
- [15] В. Г. Воеводин, А. И. Грибенюков, М. А. Кривов. ФТП, 7, 741 (1973).
- [16] Н. А. Урманов. ФТП, 26, 1635 (1992).
- [17] Z.-G. Wang, L. A. Ledebro, H. G. Grimmeiss. J. Phys. C, 17, 259 (1984).
- [18] D. V. Lang, R. A. Logan. J. Electron. Mater., 4, 1053 (1975).
- [19] D. L. Partin, J. W. Chen, A. G. Milnes, L. F. Vassamillet. J. Appl. Phys., 50, 5845 (1979).
- [20] I. M. Noras. Sol. St. Commun., 39, 1225 (1981).
- [21] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3014 (1974).
- [22] J. L. Hartke. J. Appl. Phys., 39, 4871 (1968).

Редактор Т. А. Полянская