

## ТЕРМИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК ЧЕРЕЗ ГЛУБОКИЙ УРОВЕНЬ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОБЕДНЕНИЯ

Е. И. Гольдман, А. Г. Ждан, А. М. Сумарока

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120, Фрязино, Россия  
(Получена 12.05.1992. Принята к печати 19.05.1992)

Рассчитаны временные и температурные зависимости высокочастотной емкости и тока разряда МДП структуры, связанные с термической генерацией неосновных носителей заряда через глубокий объемный уровень в процессе релаксации образца от состояния неравновесного обеднения к состоянию глубокой инверсии. Приняты во внимание набег потенциала на слое инверсии, пиннинг (закрепление) квазиуровня Ферми неосновных носителей заряда у поверхности полупроводника, определяющий ближайший к границе раздела край зоны генерации, а также вклад опустошения объемного уровня в изменение изгиба зон и ток разряда МДП структуры. Развита методика экспериментов и алгоритмы обработки опытных данных, позволяющие идентифицировать эффекты генерации неосновных носителей заряда в релаксационных сигналах и определять характеристики центров генерации.

В термоактивационном режиме экспериментально исследована термическая генерация дырок в структурах металл—окисел—полупроводник на *n*-Si. На основании хорошего согласия между теорией и экспериментом сделан вывод, что центрами генерации являются глубокие доноры с энергией активации  $0.79 \pm 0.01$  эВ, концентрация которых резко спадает в глубь полупроводника.

Релаксационная спектроскопия (РС) локализованных электронных состояний — эффективный инструмент физики поверхности раздела полупроводник—диэлектрик и технологического контроля широкой гаммы приборов МДП электроники [1–3]. Методы РС успешно работают в отношении локализованных электронных состояний, скорость термического опустошения которых превышает скорость генерации неосновных носителей заряда (ННЗ).<sup>1</sup> В противоположном случае, в особенности при образовании канала инверсии, вкладом генерации ННЗ в процесс перезарядки локализованных состояний пренебрегать нельзя, и возникают принципиальные задачи идентификации и выделения сигналов РС, обусловленных появлением ННЗ, выяснения влияния ННЗ на кинетику опустошения локализованных состояний и определения характеристик центров генерации. Анализу этих проблем с учетом генерации ННЗ как через пограничные, так и через объемные локализованные электронные состояния, присутствующие в полупроводнике у границы его раздела с диэлектриком, посвящен ряд работ [4–9]. Из них, в частности, следует, что при прочих равных условиях темп генерации в первом случае существенно ниже, чем во втором,<sup>2</sup> т. е. в наиболее общей ситуации

<sup>1</sup> Для *n*-полупроводника это фактически локализованные электронные состояния, расположенные в верхней половине запрещенной зоны.

<sup>2</sup> Качественное различие этих процессов состоит в том, что при объемной генерации имеет место пространственное разделение рождающихся электронов и дырок электрическим полем слоя обеднения и генерация ННЗ через объемные уровни происходит в отсутствие равновесия между локализованными электронными состояниями и зоной ННЗ. Наоборот, при поверхностной генерации такое равновесие устанавливается. Поэтому энергия активации первого процесса увеличивается с ростом концентрации ННЗ и определяется расстоянием между квазиуровнем Ферми ННЗ и краем зоны основных носителей заряда на границе раздела, тогда как во втором процессе энергия активации постоянна и равна максимальному из расстояний между объемным уровнем и краями разрешенных зон. При возникновении инверсии практически всегда первая величина будет превосходить вторую.

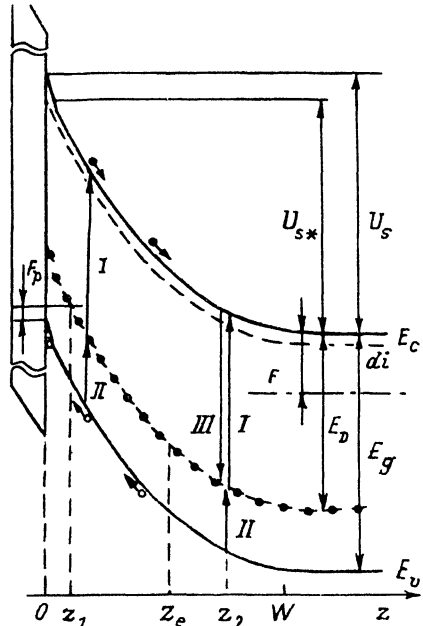


Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры в состоянии неравновесного обеднения на стадии образования инверсионного канала.  $z_1, z_2$  — границы зоны генерации,  $z_e$  — ширина области пространственной локализации глубокого донора;  $di$  — мелкая легирующая примесь.

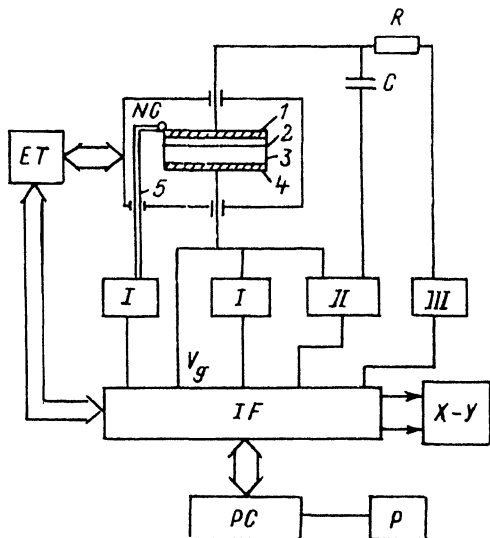


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки: *NC* — криостат, *1-4* — МДП структура; *5* — термопара; *ET* — электронный терморегулятор, *I* — электронные цифровые вольтметры ШЗ1, *II* — измеритель *L, C, R* цифровой E7-12, *III* — вольтметр-электрометр универсальный В7-30, *IF* — универсальный интерфейс, *X-Y* — прибор самopiшущий двухкоординатный Н-307, *PC* — персональная ЭВМ «Электроника МС 0513», *P* — печатающее устройство. МДП структура: *1* — полевой электрод, *2* — SiO<sub>2</sub>, *3* — Si, *4* — Al.

сигналы PC должны определяться процессами генерации ННЗ через объемные электронные состояния. Постановка соответствующей экспериментальной задачи связана, однако, с определенными трудностями, связанными прежде всего с отсутствием адекватной теории явления, поскольку в известных подходах не учтен ряд важных факторов, которые должны существенно влиять на характеристики релаксационных сигналов. Например, не принимались во внимание набег потенциала на слое инверсии, пиннинг (закрепление) квазиуровня Ферми ННЗ у поверхности полупроводника, определяющий ближайший к границе раздела край зоны генерации, а также вклад перезарядки объемного уровня в изменение профиля потенциала области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника и во внешний ток.

В связи с этим с учетом указанных факторов (в данной последовательности) для изотермического и термоактивационного режимов релаксации неравновесного состояния МДП структуры рассчитываются релаксационные сигналы, обусловленные термической генерацией ННЗ через глубокий объемный уровень, временные и температурные зависимости высокочастотной емкости  $C_{HF}$  и протекающего во внешней цепи тока. Развиваются методика экспериментов и алгоритмы обработки экспериментальных данных, позволяющие идентифицировать составляющие сигналов PC, обусловленные генерацией ННЗ и опустошением объемного уровня, а также определять характеристики центров генерации. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментом, выполненным на кремниевых структурах металл—окисел—полупроводник (МОП).

Рассмотрим для определенности полупроводник, содержащий (помимо полностью ионизированной легирующей примеси с концентрацией  $N_d$ ) глубокий донор с энергией ионизации  $E_D > E_g/2$ <sup>3</sup> и концентрацией  $N_D$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны). Зонная диаграмма МДП структуры в состоянии неравновесного обеднения приведена на рис. 1. В результате переходов (показаны вертикальными стрелками) электронов с глубокого донора в зону проводимости полупроводника ( $I$ ) и из валентной зоны на освобождающиеся при этом на уровне места ( $II$ ) в валентной зоне у границы раздела полупроводник—диэлектрик начнут накапливаться дырки, и во внешней цепи возникает ток, обусловленный уходом электронов на полевой электрод и изменением емкости МДП структуры вследствие сокращения ширины  $W$  ОПЗ полупроводника. Важно отметить, что глубокий донор при  $z > z_1$  (рис. 1) остается предельно заполненным, поскольку вероятность перехода  $II$  гораздо больше вероятности перехода  $I$  ( $z_1$  — координата пересечения глубокого донора с квазиуровнем Ферми для дырок); при  $z < z_1$  имеет место квазиравновесие между глубоким донором и валентной зоной. Если энергия Ферми дырок на поверхности  $F_p < E_g - E_D$ , то  $z_1 = 0$ .

Темп генерации дырок в этой ситуации определяется выражением

$$\frac{dps}{dt} = (z_2 - z_1) \frac{N_D}{\tau_c} \left[ 1 - \exp \frac{E_g - F_p - F - U_s}{T} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $p_s$  — поверхностная («двумерная») концентрация дырок,

$$z_2 = W - \left( \frac{\kappa_s}{2\pi q^2 N_d} \right)^{1/2} \left[ E_g - F - E_D + T \ln \frac{\tau_{v0}}{\tau_c} \right] \quad (2)$$

(при  $z > z_2$  поток электронов из зоны проводимости на глубокий донор, стрелкой  $III$  на рис. 1, превышает поток  $II$ ; фактическое заполнение глубоких доноров в данной области — результат баланса всех трех потоков);  $\tau_c = \tau_{c0} \exp(E_D/T)$ ,  $\tau_v = \tau_{v0} \exp[E_g - E_D/T]$  — времена жизни электронов и дырок на глубоком доноре соответственно;  $T$  — температура в энергетических ед.;  $F - T \ln(N_c/N_d)$  — энергия Ферми в объеме полупроводника;  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $U_s$  — поверхностный изгиб зон;  $\kappa_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $q$  — элементарный заряд. Соотношение (1) вытекает из уравнений Шокли—Рида. Сомножитель в квадратных скобках описывает переход к равновесию. Выражение для  $dp_s/dt$  без этого сомножителя получено в [4, 5].

Будем считать, что в процессе релаксации потенциал полевого электрода  $V_g$  поддерживается постоянным, ибо в другом распространенном варианте РС, когда  $C_{HF} = \text{const}$  [7, 8], наблюдать переход от начального состояния к конечному (равновесному) состоянию глубокой инверсии невозможно.<sup>4</sup> Тогда

$$qV_g = U_s + \frac{4\pi q^2 h}{\kappa_i} (p_s + N_D z_1 + N_d W) = \frac{2\pi q^2 N_d W_0^2}{\kappa_s} + \frac{4\pi q^2 N_d W_0 h}{\kappa_i}, \quad (3)$$

<sup>3</sup> При  $E_D < E_g/2$  уровень сначала полностью опустошается, как и при обычной РС [3, 10, 11], и лишь потом становится центром генерации ННЗ. Эти процессы разделены по времени (или по температуре) [5].

<sup>4</sup> Очевидно, что если стабилизируемое начальное значение  $C_{HF}^0$  меньше, чем  $C_{HF}^{\text{inv}}$ , отвечающее конечному состоянию сильной инверсии, то при переходе к равновесию величина  $V_g$ , требующаяся для поддержания  $C_{HF} = \text{const} = C_{HF}^0$ , будет непрерывно увеличиваться вплоть до пробоя структуры.

где  $h$  — толщина диэлектрика,  $\kappa_i$  — его диэлектрическая проницаемость,  $W_0$  — ширина ОПЗ полупроводника в момент времени  $t=0$ . Второе равенство в (3) остается справедливым и при наличии в диэлектрике встроенного заряда:

$$U_s = U_{s^*} + T \ln \left[ \frac{\gamma p}{N_d U_{s^*} / T + N_D \ln (N_D / p_1) + 1} \right], \quad (4)$$

$$U_{s^*} = \frac{2\pi q^2}{\kappa_s} (N_D z_1^2 + N_d W^2),$$

где  $U_{s^*}$  — изгиб зон в полупроводнике в пренебрежении набегом потенциала на слое инверсии;  $\gamma = \text{const}$ ;  $p$  — «трехмерная» концентрация дырок при  $z=0$ ;  $p_1 = N_v \exp [(E_z - E_g)/T]$  — концентрация дырок при  $z = z_1$ ;  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Соотношение (4) является эмпирической аппроксимацией выражаемого в квадратурах решения уравнения Пуассона. Можно убедиться в том, что (4) при  $p \gg$  (или  $\ll$ )  $N_d (V_{s^*}/T) + N_D \ln (N_D/p_1)$  переходит в асимптотические формулы для  $U_s$ , получаемые из квадратур разложением по малому параметру. При  $\gamma = 0.1-0.4$  (4) соответствует точному решению вплоть до вырождения дырочного газа с погрешностью, не превышающей 1.7%.

Из первого интеграла уравнения Пуассона вытекает, что

$$p + (N_D + N_d) \ln \left( \frac{p}{p_1} + 1 \right) = \frac{2\pi q^2}{\kappa_s T} [(p_s + N_D z_1 + N_d W)^2 - N_d^2 (W - z_1)^2]. \quad (5)$$

По определению величины  $z_1$  имеем

$$\frac{2\pi q^2 (W - z_1)^2 N_d}{\kappa_s} + T \ln \left( \frac{p}{p_1} + 1 \right) = U_{s^*}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в (6) — набег потенциала на слое ( $z_1, W$ ), а второе — разность потенциалов  $\Delta U_s$  между поверхностью полупроводника и плоскостью  $z = z_1$ . Это слагаемое хорошо аппроксимирует более строгое соотношение

$$\Delta U_s = \begin{cases} T \ln (p/p_1) & \text{при } p > p_1, \\ 0 & \text{при } p < p_1. \end{cases}$$

Из (4) и (6) находим в явном виде

$$z_1 = \frac{1}{N_z - N_d} \left\{ -N_d W + \left[ N_d^2 W^2 + \frac{\kappa_s T}{2\pi q^2} (N_D - N_d) \ln \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \frac{(p/p_1 + 1)}{\frac{p\gamma}{N_d U_{s^*} + N_D \ln (N_D/p_1) + 1}} \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (7)$$

Полагая  $p = p_1 \exp [(U_s + F - E_g)/T]$ , из (4)—(6) получаем соотношение, связывающее ширину ОПЗ  $W_\infty$  в равновесии с концентрацией глубоких доноров  $N_D$ :

$$W_{\infty} = \left( \frac{\kappa_s T}{2\pi q^2 N_d} \right)^{1/2} \left( \frac{N_D}{N_D + N_d} \right) \left[ \left( \frac{E_D - F}{T} \right) + \left\{ \frac{(N_D + N_d) N_d}{N_D^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \left[ \frac{N_d \left[ \frac{N_d E_g}{T} + N_D \ln \left( \frac{N_d}{p_1} \right) \right] \exp(E_g / T)}{\gamma N_c N_v} - \frac{N_d}{N_D} \left( \frac{E_D - F}{T} \right) \right] \right\}^{1/2} \right]. \quad (8)$$

Таким образом, система уравнений (1)–(5), (7) описывает вплоть до равновесия релаксацию МДП структуры (включая образование канала инверсии) при генерации ННЗ через глубокий объемный уровень. В результате ее решения могут быть рассчитаны временные и температурные зависимости суммарного тока генерации дырок и перезарядки глубоких доноров:

$$I_s = qA \left( \frac{dp_s}{dt} + N_D \frac{dz_1}{dt} \right), \quad (9)$$

а также ширины ОПЗ  $W$  ( $A$  — площадь МДП структуры).

Непосредственно можно измерять только полный ток разряда МДП конденсатора  $I$  и емкость  $C_{HF}$ . Связь между  $C_{HF}$ ,  $W$  и  $I$ ,  $I_s$  определяется соотношениями

$$\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_j} + \frac{4\pi W}{\kappa_s A}, \quad (10)$$

$$I_s = I - \frac{q\kappa_s N_d A^2}{4\pi} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_{HF}} \right), \quad (11)$$

где  $C_j$  — емкость диэлектрического промежутка МДП структуры. Второе слагаемое в (11) — ток, обусловленный изменением в процессе релаксации ширины ОПЗ полупроводника [12]. Следовательно, на опыте принципиально необходимы синхронные измерения зависимостей  $I(t)$  и  $C_{HF}(t)$ .

На рис. 2 приведена блок-схема автоматизированной на базе персональной ЭВМ «Электроника МС 0513» установки, позволяющей регистрировать обе зависимости в режиме термостимулированной релаксации при нагреве образца с постоянной скоростью  $\beta = dT/dt = \text{const}$ .<sup>5</sup> Эксперименты выполнялись на МОП структурах, полученных по стандартной промышленной технологии окислением  $n$ -Si, КЭФ-4.5,<sup>6</sup> ориентации (100) при 850 °C в присутствии HCl. Толщина окисла  $h = 50$  нм, площадь полевого электрода  $A = 5.6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>. Исследуемый образец размещался в вакуумной камере газопроточного азотного криостата  $NC$  с электронным терморегулятором  $ET$  [13, 14]. Температура объекта, определявшаяся с помощью микротермопары медь-константан 5, одновременно являющейся датчиком системы регулирования, в интервале 80—350 К составляла 0.17 град/с и поддерживалась постоянной в пределах  $\pm 3\%$ . RC-фильтр ( $R = 10^9$  Ом,  $C = 436$  пФ) обеспечивал развязку по переменному сигналу цепей измерения разрядного тока (В7-30) и малосигнальной ВЧ емкости (Е7-12). Универсальный интерфейс  $IF$  [15] выполнял функции согласования ЭВМ со всеми измерительными приборами, исполнительными устройствами и системами ввода—вывода. Начальная температура опыта  $T_0 \approx 80$  К. Стартовое состояние МДП структуры — глубокое обогащение. Изменением  $V_g$  структура переводится в долгоживущее состояние неравновесного обеднения, релаксация которого при заданном  $V_g = \text{const}$

<sup>5</sup> Теоретическое описание этого режима требует замены всех производных по времени, фигурирующих в уравнениях, на производные по температуре ( $d/dt$ )  $\rightarrow \beta (d/dT)$ .

<sup>6</sup> Концентрация легирующей примеси  $N_d$ , найденная по низкотемпературным измерениям высокочастотных вольт-фарадных характеристик, составляет  $6.7 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

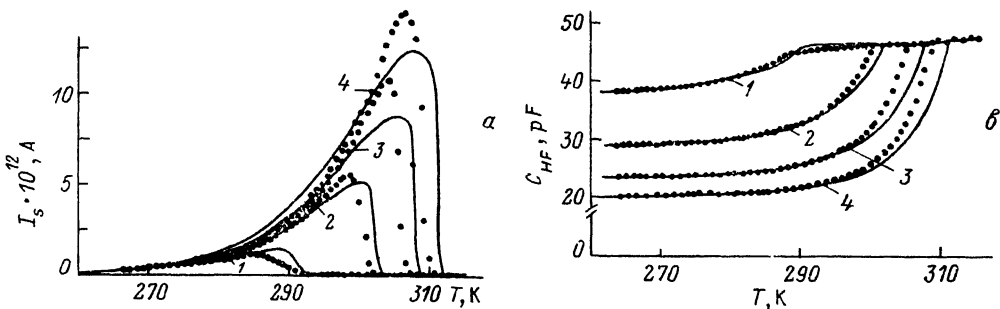


Рис. 3. Температурные зависимости «очищенного» тока  $I_s$  (а) и высокочастотной емкости  $C_{HF}$  (б). Точки — эксперимент; напряжение начального обеднения  $V_g$ , В: 1 — (—1.6), 2 — (—3), 3 — (—4), 4 — (—5). Сплошные кривые — численный расчет по уравнениям (1) — (5), (7), (9), (10) с  $\gamma = 0.4$  и с найденными по рис. 4 и по квазиравновесным значениям емкости  $C_{HF}^{lgr}$  параметрами глубокого донора:  $E_D = 0.79$  эВ;  $\tau_{c0} = (3.6 \div 4.8) \cdot 10^{-12}$  с;  $N_D = 6.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

стимулируется нагревом. В процессе нагрева регистрируются  $\beta$ ,  $T$  и температурные зависимости  $I$  и  $C_{HF}$  как функции от степени начального обеднения, т. е. от величины  $V_g$ . На рис. 3 приведены результаты типичной серии экспериментов. «Очищенный» согласно (11) ток  $I_s(T)$  для каждого из  $V_g$  описывает характерный пик, правый склон которого существенно круче левого. Температура  $T_m$  максимума тока и его амплитуда возрастают с увеличением  $|V_g|$ . Для всех кривых  $I_s(T)$  на начальных участках нарастания тока ( $T < T_m$ ) хорошо выполняется закон Аррениуса  $\lg I_s \sim T^{-1}$  с единой энергией активации  $E = (0.79 \pm 0.01)$  эВ (рис. 4). Монотонно возрастающая зависимость  $C_{HF}(T)$  после резкого излома в окрестности  $T \approx T_m$  переходит в единую для всех кривых прямую линию. Эти закономерности отвечают представлениям о генерации ННЗ [4-6, 9] и более того позволяют заключить, что центром генерации является глубокий объемный уровень, поскольку при поверхностной генерации энергия активации должна возрастать с ростом концентрации дырок и при глубокой инверсии достигать величины  $\approx E_g$ , заметно превышающей экспериментальную (см. сноску 2). Энергию активации уровня  $E_D$ , отсчитываемую от дна зоны проводимости, следует отождествить с  $E$ , так как в противном случае ( $E_D \neq E_g - E$ ) на кривой  $I_s(T)$  должен будет наблюдаться некий пик тока, обусловленный опустошением этого мелкого уровня [5].

На начальной стадии процесса генерации  $z_1 = 0$  и согласно (1), (9)

$$I_s = q\beta A \frac{dp_s}{dT} = q\beta A z_2 \frac{N_D}{\tau_{c0}} \exp\left(-\frac{E_D}{T}\right), \quad (12)$$

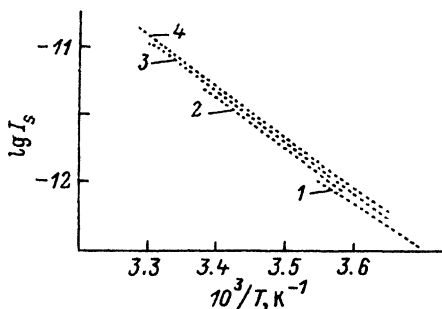


Рис. 4. Экспериментальные зависимости  $I_s(T)$  в координатах Аррениуса.  $V_g$ , В: 1 — (—1.6), 2 — (—3), 3 — (—4), 4 — (—5).

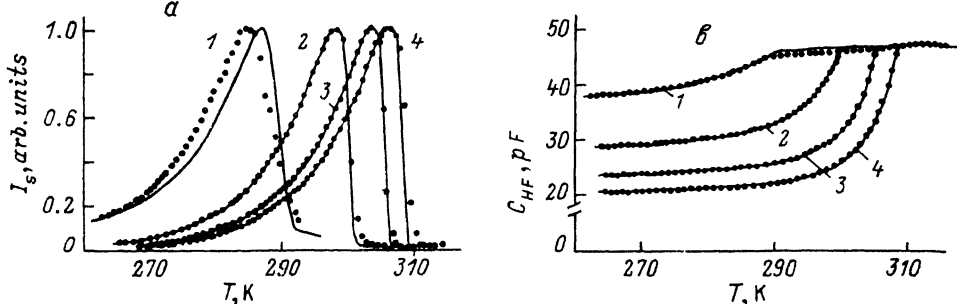


Рис. 5. Температурные зависимости  $I_s$  (а) и  $C_{HF}$  (б). Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет, учитывающий ступенчатое пространственное распределение глубоких доноров.  $V_{g,12}$  В: 1 — (-1.6), 2 — (-3), 3 — (-4), 4 — (-5). Параметры расчета:  $E_D = 0.79$  эВ;  $\tau_{c0} = 3.1 \cdot 10^{-12}$  с;  $z_0$  мкм: 1.02 ( $V_g = -1.6$ , 3 В), 1.1 ( $V_g = 4$  В), 1.27 ( $V_g = -5$  В).

т. е. прямые Аррениуса должны отсекают на оси  $T^{-1} = 0$  величину  $\lg(q\beta A X \times z_2 N_D / \tau_{c0})$ , позволяющую определить отношение  $N_D / \tau_{c0}$ . При этом  $z_2$  вычисляется по (2) в пренебрежении последним слагаемым в квадратных скобках со стартовыми значениями  $W = W_0$ , которые находятся из (10). Концентрация глубоких доноров  $N_D$  определяет участок прямой  $C_{HF} - T$  (рис. 3, б), следующий за изломом и отвечающий квазиравновесному состоянию МДП структуры [соотношения (8) и (10)].

Выполнив вычисления для каждого из  $V_g$  (рис. 3, 4) с использованием ранее приведенных характеристик МДП структуры, находим  $N_D = 6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\tau_{c0} \approx 4.0 \cdot 10^{-12}$  с. Рассчитанные численно по уравнениям (1) — (5), (7), (9), (10) с  $\gamma = 0.4$  и с найденными значениями параметров глубокого донора  $E_D$ ,  $N_D$  и  $\tau_{c0}$  зависимости  $I_s(T)$  и  $C_{HF}(T)$  приведены на рис. 3 сплошными линиями. Видно, что в целом с помощью теории неплохо описывается вся совокупность экспериментальных данных. Согласие несколько нарушается вблизи максимумов тока, где экспериментальные кривые идут круче теоретических. Это расхождение естественно объясняется, если предположить, что в эксперименте граница зоны генерации  $z_2$  слабо сдвигается при уменьшении  $W$  вплоть до  $T = T_m$ . Такая ситуация будет иметь место, если распределение глубоких доноров по координате неоднородно:  $N_D$  спадает в глубь полупроводника. Представим для простоты распределения  $N_D(z)$  в форме ступеньки, круто обрывающейся при  $z = z_e$ ; величина  $z_e$  должна быть меньше величины  $z_2$ , отвечающей  $W_0$ . Тогда в формулах (1) и (12)  $z_2$  следует заменить на  $z_e$  при  $z_2 > z_e$ . Полагая  $z_e$  и  $\tau_{c0}$  свободными параметрами, осуществив подгонку теории под экспериментальные кривые  $I_s(T)$ ,  $C_{HF}(T)$ . Кривые  $I_s(T)$ , нормированные для наглядности на амплитуду максимума, вместе с зависимостями  $C_{HF}(T)$  показаны на рис. 5. Наблюдается полное согласие теории и эксперимента для всех кривых с  $z_2 |_{W=W_0} > z_e$  при  $\tau_{c0} = \text{const} = 3.1 \cdot 10^{-12}$  с и практически неизменных значениях  $z_e = 1.02 \div 1.27$  мкм, что свидетельствует о резком спаде концентрации глубоких доноров в глубь полупроводника. Расхождение, как и следовало ожидать, наблюдается только тогда, когда начальное значение  $z_2 = 1 \text{ мкм} \approx z_e$  (рис. 5,  $V_g = -1.6$  В) попадает в область края ступеньки  $N_D(z)$ .

На рис. 6 показана принципиальная роль указанных ранее факторов в теории термической генерации ННЗ: видно, что без их учета нельзя адекватно описать ни форму кривых генерации, ни величины параметров. С другой стороны, учет в теории эффектов перезарядки объемного уровня позволяет, используя (9), выделить соответствующую компоненту тока. Как явствует из рис. 6 (кривая 5),

<sup>7</sup> Эти параметры характерны для термодоноров в кремниевых МОП структурах [16].

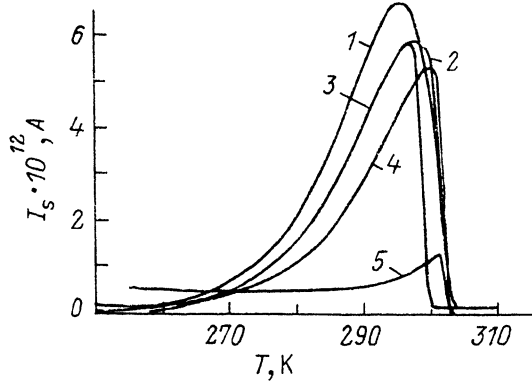


Рис. 6. Влияние на пик термической генерации неосновных носителей заряда в  $I_S(T)$  отдельных физических факторов: реальной ширины зоны генерации  $z_2 - z_1$  (в теории [3] в качестве ширины зоны генерации фигурировал размер области пространственного заряда  $W > z_2 - z_1$ ) (а); обращения в нуль темпа генерации ННЗ в равновесии [см. (1)] (б); набега потенциала на слое инверсии, приводящего, в частности, к пиннингу квазиуровня Ферми для дырок у поверхности полупроводника (в); ионизации глубокого донора, обуславливающей появление дополнительной компоненты разрядного тока и изменение профиля потенциала в области объемного заряда полупроводника (г). 1 — расчет без учета факторов (а)—(г) (теория Симмонса [3]); 2 — учтены факторы (а), (б); 3 — учтены факторы (а)—(в); 4 — учтены все факторы (а)—(г). 5 — составляющая тока, связанная с опустошением глубокого донора (масштаб тока для этой кривой увеличен в 5 раз). Параметры расчета:  $V_g = -3$  В,  $E_D = 0.79$  эВ,  $\tau_{co} = 4.3 \cdot 10^{-12}$  с,  $N_D = 6.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . Прочие параметры МДП структуры отвечают параметрам экспериментальных образцов.

кинетика термостимулированного опустошения глубоких доноров в условиях генерации ННЗ существенно отличается от общеизвестной: вместо характерного пика тока наблюдается широкое плато, которое ошибочно можно приписать пограничным состояниям с непрерывным распределением по энергии.

В рассмотренном варианте, строго говоря, с помощью теории описывается генерация ННЗ только через достаточно глубокий объемный уровень ( $E_D > E_g/2$ ). Однако эту теорию нетрудно распространить и на случай  $E_D < E_g/2$ , осуществив достаточно очевидные физические замены в исходной системе уравнений.

Реализованный подход к изучению процессов генерации ННЗ на стадиях глубокой инверсии предпочтителен из-за того, что вследствие экранирования свободными носителями заряда практически могут быть исключены из рассмотрения эффекты электрической неоднородности границы раздела, играющие важную роль на начальных этапах генерации ННЗ и в условиях слабой инверсии [7, 8]. Это позволяет ставить задачу о пространственном распределении глубоких уровней, расположенных у зоны ННЗ вдали от границы раздела полупроводник—диэлектрик, где такие уровни в принципе невозможно перезарядить изменением поверхностного изгиба зон, а значит, и исследовать традиционными методами. Перспективы решения этой задачи вытекают из чувствительности наблюдавшихся релаксационных сигналов к пространственному распределению глубокого донора.

Авторы признательны С. Г. Дмитриеву и Ю. В. Маркину за ценные дискуссии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. Н. Вертопрахов, Е. Г. Сальман. Термостимулированные токи в неорганических веществах. Новосибирск (1979).
- [2] N. M. Johnson. J. Vac. Sci. Techn., 21, 303 (1982).
- [3] E. I. Goldman, A. G. Zhdan. Semicond. Sci. Techn., 5, 675 (1990).
- [4] P. U. Calzolari, S. Graffi, C. Morandi. Sol. St. Electron., 17, 1001 (1974).
- [5] J. G. Simmons, H. A. Mar. Phys. Rev. B, 8, 3865 (1973).
- [6] H. A. Mar, J. G. Simmons. Phys. Rev. B, 11, 775 (1975).
- [7] А. А. Лебедев, В. Экке, В. С. Юфреву. ФТП, 19, 1791 (1985).



- [8] А. А. Лебедев, В. Экке. ФТП, 19, 1971 (1985).
- [9] D. Vuillaume, M. Lappo, J. C. Bourgoin, E. Rosencher. J. Appl. Phys., 66, 5920 (1989).
- [10] В. И. Антоненко, А. Г. Ждан, А. И. Минченко, П. С. Сульженко. ФТП, 20, 208 (1986).
- [11] В. И. Антоненко, А. Г. Ждан, П. С. Сульженко. ФТП, 22, 758 (1988).
- [12] Е. И. Гольдман. ФТП, 26, 766 (1992).
- [13] В. И. Бугаев, А. С. Веденеев, А. Г. Ждан, А. М. Клочкова, Р. В. Панченко. ПТЭ, 250 (1986).
- [14] А. С. Веденеев, А. Г. Ждан, А. М. Клочкова, Ю. В. Маркин, А. В. Митрохин, А. Н. Пономарев. ПТЭ, 242 (1991).
- [15] А. Л. Александров, Е. М. Базарный, И. Б. Гуляев, А. Г. Ждан, А. М. Клочкова, Н. А. Смирнова. ПТЭ. 198 (1983).
- [16] В. В. Ткачѐв, А. Ф. Макаренко, В. Г. Маркевич, Л. И. Мурин. ФТП, 18, 526 (1984).

Редактор Л. В. Шаронова

---