

Таким образом, согласно (19)—(21), основные характеристики аннигиляции позитронов в связанных состояниях на примесях с глубокими уровнями в полупроводниках имеют аномально долгие времена жизни и достаточно малую полуширину кривых УРАФ Г, что и позволило наблюдать канал аннигиляции позитронов на глубоких центрах в кремнии и полупроводниках $A^{III}B^V$ [2^{-5}]. Полученные результаты несомненно способствуют правильной интерпретации и пониманию экспериментальных позитронных аннигиляционных спектров полупроводников, содержащих примеси с глубокими уровнями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Е. П. Прокопьев. ФТТ, 16, 730 (1974).
- [2] П. У. Арифов, Н. Ю. Арутюнов, А. З. Ильясов, Е. П. Прокопьев, Ю. Н. Кузнецов, Л. А. Иванютин. ФТП, 12, 891 (1978).
- [3] П. У. Арифов, Н. Ю. Арутюнов, А. З. Ильясов, Е. П. Прокопьев, Ю. Н. Кузнецов, Л. А. Иванютин, В. В. Батавин, А. Г. Литош, С. Э. Бочкарев. Электронная техника, сер. 6. Материалы, вып. 7, 46 (1978).
- [4] Е. П. Прокопьев. Деп. в ЦНИИ «Электроника», Р-2837, 384. М. (1979).
- [5] Е. П. Прокопьев, Ю. Н. Кузнецов, Ф. Р. Хашимов. Деп. в ЦНИИ «Электроника», Р-2073, 343. М. (1976).
- [6] В. К. Ridley. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 13, 2015 (1980).
- [7] М. А. Amato, В. К. Ridley. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 13, 2027 (1980).
- [8] Ю. Н. Демков, В. Н. Островский. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике, 240. М. (1975).
- [9] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, 1100. М. (1963).
- [10] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. Специальные функции, 344. М. (1968).
- [11] Е. П. Прокопьев. Деп. в ЦНИИ «Электроника», Р-3973, 14. М. (1984).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 9, 1993

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ НА ПОЛОЖЕНИЕ ПИКА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО ТОКА В $n^+ - p$ -ПЕРЕХОДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ОТНОШЕНИЕМ КОНЦЕНТРАЦИЙ МЕЛКИХ И ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

Н. А. Урманов, М. В. Гафурова

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

(Получена 13 марта 1993 г. Принята к печати 13 апреля 1993 г.)

Температура T_m , при которой расположен максимум пика термостимулированного тока (ТСТ), является важной характеристикой спектра ТСТ. Если переход является асимметричным ($p^+ - n$ - или $n^+ - p$ -типа) и в слабо легированной стороне перехода концентрация глубоких центров N_d существенно меньше концентрации нескомпенсированных мелких примесей N_a , то имеет место соотношение $e(T_m) = \beta E / kT^2$ [1], в котором $e(T_m)$ — величина скорости термической эмиссии $e = e_0 \exp(-E/kT)$ при $T = T_m$, E — энергия активации, β — скорость нагрева при линейном повышении температуры $T = T_0 + \beta t$. Соотношение относится к случаю, когда при $T = T_0$ объемный заряд на глубоких центрах (начальная поляризация перехода) отсутствует, оно позволяет определить значение $e(T_m)$ (см. [2]). Однако на практике условие отсутствия начальной поляризации не всегда выполняется.

Например, даже при охлаждении образца до T_0 при нулевом смещении имеется начальная поляризация, связанная с контактной разностью потенциалов V_C . Преднамеренно поляризация может создаваться при изучении координатной зависимости N_t .

В настоящем сообщении рассматривается метод вычисления T_m в асимметричном переходе при произвольном отношении N/N_t с учетом начальной поляризации и анализируются ошибки, возникающие при интерпретации спектров ТСТ без учета этого фактора. Задача о ТСТ в подобном переходе с учетом начальной поляризации рассматривалась в работе [3]. Из формулы 16 (а) этой работы мы получили для $n^+ - p$ -перехода с глубоким акцепторным уровнем

$$e(T_m) = \beta^* E / kT_m^2, \quad (1)$$

где

$$\beta^* = \beta \{1 + (1/2) [1 + (W_0/W_m)]^2 p_t / (N + N_t - p_t)\}^{-1}. \quad (2)$$

В (2) W_0 — толщина поляризованного слоя, примыкающего к металлургической границе перехода; W_m — полная толщина области пространственного заряда перехода при $T = T_m$; p_t — концентрация дырок на глубоком акцепторном уровне при той же температуре. Считается, что глубокий уровень в материале p -типа расположен в нижней половине запрещенной зоны выше равновесного уровня Ферми. В нейтральном материале уровень заполнен дырками. В поляризованном слое он заполнен электронами. Из решения уравнения Пуассона следует

$$W_m^2 = W_0^2 + 2\epsilon\epsilon_0 (V_2 - V_1)/q [N + N_t - p_t(T_m)], \quad (3)$$

$$W_0^2 = 2\epsilon\epsilon_0 (V_1 + V_C)/q (N + N_t), \quad (4)$$

где q — заряд электрона, V_1 — напряжение обратного смещения, под которым охлажден образец (напряжение поляризации), V_2 — обратное смещение, после подачи которого наблюдается релаксация. При линейном нагреве $p_t(T_m) = N_t$

$$\exp \left[(-1/\beta) \int_{T_0}^{T_m} edt' \right].$$

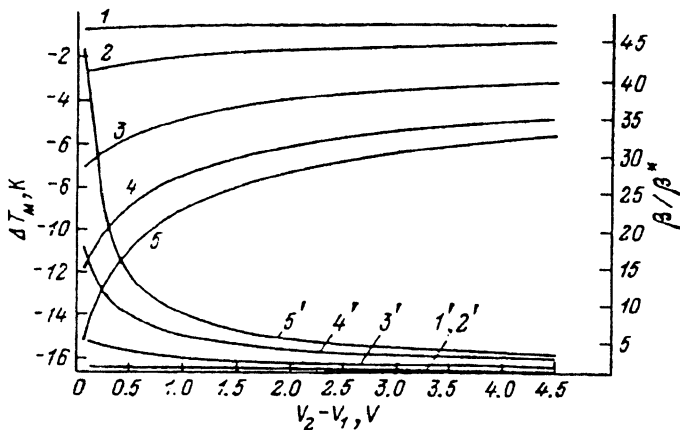
Выражения (1), (2) отвечают току релаксации

$$I = qp_t e (W - W_0)^2 / 2W. \quad (5)$$

Уравнение (1) при известных e_0 , E , N , N_t , V_1 , V_2 можно решить относительно T_m методом итераций подобно тому, как это сделано в [2] для иной модели перехода. Результаты, соответствующие (3) и (4), представлены на рисунке. На нем показан сдвиг пика $\Delta T_m = T_m(\beta^* \neq \beta) - T_m(\beta^* = \beta)$ к низким температурам в зависимости от $(V_2 - V_1)$ при различных значениях N/N_t . Сдвиг тем сильнее, чем меньше N/N_t и $(V_2 - V_1)$. На рисунке показана также величина β/β^* . Значение правой стороны (1), вычисленное при экспериментальном значении β , превышает истинное значение $e(T_m)$ в β/β^* . Следовательно, если находить значение $e(T_m)$ из формулы (1), полагая $\beta^* = \beta$, то ошибка составит β/β^* . Как показано в [2], степень заполнения глубокого уровня дырками p_t/N_t при $T = T_m$

$$p_t(T_m)/N_t = \exp(-\beta^*/\beta). \quad (6)$$

Из рисунка и формулы (6) следует, что степень заполнения растет по мере сдвига пика к низким температурам. Это надо учитывать при определении N_t из величины тока в максимуме. Отметим также, что рассматриваемый сдвиг



Смещение пика ТСТ в $n^+ - p$ -переходе ΔT_M относительно температуры максимума при $\beta^* = \beta$ (1-5) и величина β/β^* (1'-5') в зависимости от $(V_2 - V_1)$ и отношения концентраций мелких и глубоких акцепторов N/N_I .

$\Delta T = T_M(\beta^* \neq \beta) - T_M(\beta^* = \beta)$, $\Delta T_M(\beta^* = \beta) = 151.5$ К; $\epsilon_0 = 7.69 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E = 0.42$ эВ, $\beta = 0.39$ К/с. N/N_I : 1, 1' - 5, 2, 2' - 1, 3, 3' - 0.2, 4, 4' - 0.04, 5, 5' - 0.008. $V_1 + V_C = 1.5$ В, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

при уменьшении V_2 при фиксированной величине V_1 может быть ошибочно приписан проявлению зависимости скорости эмиссии от электрического поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Т. Sah, W. W. Chan, H. S. Fu, J. W. Walker. Appl. Phys. Lett., 20, 193 (1972).
- [2] Н. А. Урманов, М. Н. Степанова. ФТП, 27 (1993).
- [3] M. G. Buechler. Sol. St. Electron., 15, 69 (1972).

Редактор Т. А. Полянская

ФТП, том 27, вып. 9, 1993

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСИ В ОБЛАСТИ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-GaAlAsSb}$

А. Б. Богословская, Н. М. Колчанова, Ф. И. Маняхин, А. А. Попов,
Г. А. Сукач

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

(Получено 11 декабря 1992 г. Принято к печати 23 апреля 1993 г.)

В последние годы на основе гетеропереходов $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$, изопериодных GaSb , были созданы высокоэффективные светодиоды и исследована природа излучательной рекомбинации в них [1]. Определяющее влияние на эффективность светодиодов оказывает распределение примесей в активной области (АО) и взаимное расположение $p-n$ -перехода и гетерограниц [2-4].

Настоящая работа посвящена исследованию профиля распределения примеси в области гетероперехода, образованного четырехкомпонентными растворами $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$, изопериодными к GaSb , и определению его характеристик.