

06

Неравновесные процессы в $n^+ - p$ -переходах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле

© И.С. Вирт

Драгобычский государственный педагогический институт им. И. Франко

Поступило в Редакцию 10 апреля 1997 г.

Приведены результаты импульсных и вольт-амперных характеристик $n^+ - p$ -переходов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле. Показано, что в магнитном поле происходит увеличение времени жизни неравновесных электронов в p -области, которое может быть связано с неоднородным распределением дефектов от границы перехода. На вольт-амперных характеристиках в магнитном поле наблюдается подавление диффузионной компоненты тока и увеличение вклада генерационно-рекомбинационной, а также появление шунтирующих каналов, связанных с влиянием поверхности.

Электрон-дырочные переходы на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ являются главным компонентом создания приборов инфракрасной техники [1,2]. Технологии получения легированных поверхностных слоев в данных кристаллах связаны с некоторыми трудностями, которые определяются сравнительно легким дефектообразованием [1]. В связи с этим структурное строение $n^+ - p$ -переходов довольно сложное [2,3]. Одним из методов изучения структуры $n - p$ -переходов является исследование их рекомбинационных характеристик [4].

В данной работе приведены результаты исследований импульсных характеристик $n^+ - p$ -переходов в магнитных полях. Переходы площадью $A = 50 \times 50 \mu\text{m}^2$ созданы имплантацией ионов B^+ в кристаллы $p - \text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ с $p \approx 2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$, с энергией 100 кэВ. Импульсы тока длительностью 1–2 μs подавались от генератора Г5-54 в прямом направлении в диапазоне температур 300–77 К. Магнитное поле создавалось постоянным магнитом величиной от 0.0 до 0.8 Т в направлении, перпендикулярном $n^+ - p$ -переходу. Кривые релаксации напряжения регистрировались с помощью запоминающего осциллографа С8-13. Контролировались также вольт-амперные характеристики.

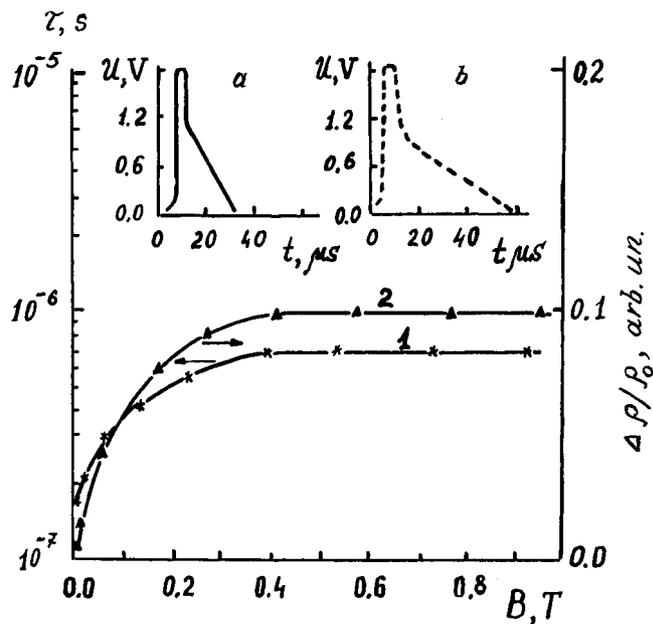


Рис. 1. Полевые зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда в p -области (1) и относительное изменение магнетосопротивления базы (2) $n^+ - p$ -перехода $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ при температуре 77 К. На вставке осциллограмма инжекционного напряжения в нулевом (а) и при $B = 0.3$ Т (b) магнитных полях.

Форма инжекционного импульса при температуре $T = 77$ К имеет вид, приведенный на рис. 1 (вставка), при напряжении импульса $U = 2.4$ В. Послеинжекционная кривая состоит из двух участков. Вначале происходит почти мгновенное омическое падение напряжения на базе $n^+ - p$ -перехода, которое переходит на второй участок, определяющийся рекомбинацией неравновесных носителей заряда по обеим сторонам $n^+ - p$ -перехода. Поскольку уровень легирования электронной области значительно выше дырочной, время релаксации импульса определяется большим из времен жизни неравновесных носителей заряда, что соответствует области с меньшим легированием, т. е. временем жизни электронов τ_n в p -области перехода. Время τ_n определялось

по линейному участку [5], на который выходит послеинжекционная зависимость напряжения

$$(\tau_n)^{-1} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta t}, \quad (1)$$

где $\frac{\Delta U}{\Delta t}$ — наклон участка, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана.

Величина τ_n (на зависимости $\tau_n(B)$) при температуре 77 К возрастает с увеличением магнитного поля (рис. 1) примерно в 3 раза при значении магнитного поля $B \approx 0.2$ Т и затем насыщается. Таким же образом ведет себя относительное изменение сопротивления базы $\frac{\Delta \rho}{\rho_0}(B)$, которое определялось по величине омической компоненты спадающего фронта импульса.

Зависимость τ_n от магнитного поля связана с тем, что рекомбинация неравновесных носителей заряда происходит на различных участках p -области, а именно с увеличением поля область рекомбинации продвигается ближе к границе $n^+ - p$ -перехода. Эффективная длина диффузии неравновесных электронов $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ (D_n — коэффициент диффузии) в магнитном поле следует выражению

$$L_n(B) = \sqrt{\frac{D_n \cdot \tau_n}{1 + \mu_n^2 \cdot B^2}}, \quad (2)$$

(μ_n — подвижность электронов). Таким образом, если в материале p -типа проводимости $L_n(0) \approx 250 \mu\text{m}$ [6], то при $B \approx 0.8$ Т диффузионная длина уменьшится примерно до $L_n(B) \approx 30 \mu\text{m}$. При этом возрастание τ_n свидетельствует о том, что рекомбинационные свойства данных областей различны.

Температурные зависимости $\tau_n(T)$ (рис. 2) имеют характер Оже-механизма рекомбинации неравновесных носителей заряда, и в магнитном поле тип механизма не изменяется. Увеличение значения τ_n происходит во всем температурном диапазоне примесной проводимости. При Оже-механизме рекомбинации это может быть связано с уменьшением концентрации акцепторов (N_A) при приближении к границе перехода. Судя по зависимости $\tau_n(B)$, на расстоянии от $n^+ - p$ -перехода до $30 \mu\text{m}$ координатное распределение примерно постоянное. Оценка концентрации равновесных дырок в p -области из выражения $\tau_n = \frac{b}{p^2}$ (b — константа Оже-рекомбинации [6]) дает, что на расстоянии

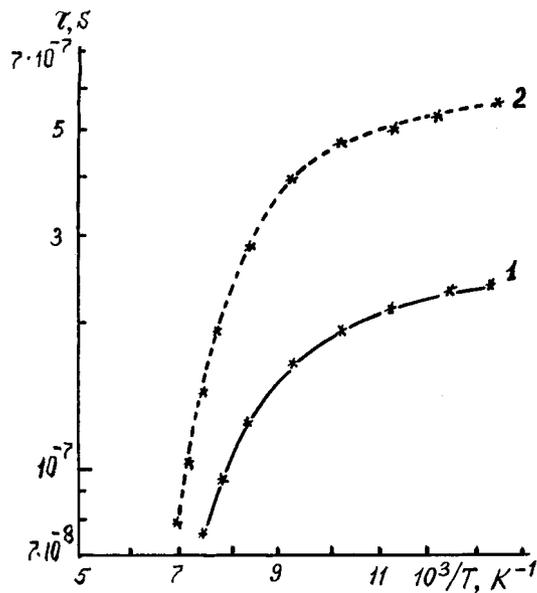


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда в p -области при нулевом (1) и при $B = 0.3$ Т (2) магнитных полях $n^+ - p$ -перехода $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$.

$250 \mu\text{m} \gtrsim d \gtrsim 30 \mu\text{m}$ градиент концентрации акцепторов составляет $\text{grad}(P) \approx 10^{17} \text{cm}^{-4}$. В процессе имплантирования в приповерхностных слоях кристалла могут образовываться дефекты по Френкелю в ртутной подрешетке при миграции межузельных атомов ртути в p -область, с последующей их частичной рекомбинацией с вакансиями ртути, определяющими концентрацию акцепторов.

В магнитном поле изменяется также и вид вольт-амперных характеристик (рис. 3). На прямых ветвях вольт-амперных характеристик ($J(U) = J_s \exp(\frac{eU}{\beta kT})$) параметр неидеальности увеличивается от $\beta \approx 1.1$ ($B = 0$) до $\beta \approx 1.7$ ($B = 0.3$ Т). На обратной ветви ток уменьшается и появляется незначительная его зависимость от напряжения. Дифференциальное сопротивление при нулевом смещении $R_0 = (\frac{\partial U}{\partial J})_{U=0}$ увеличивается в два раза. Эти данные свидетельствуют об увеличении вклада

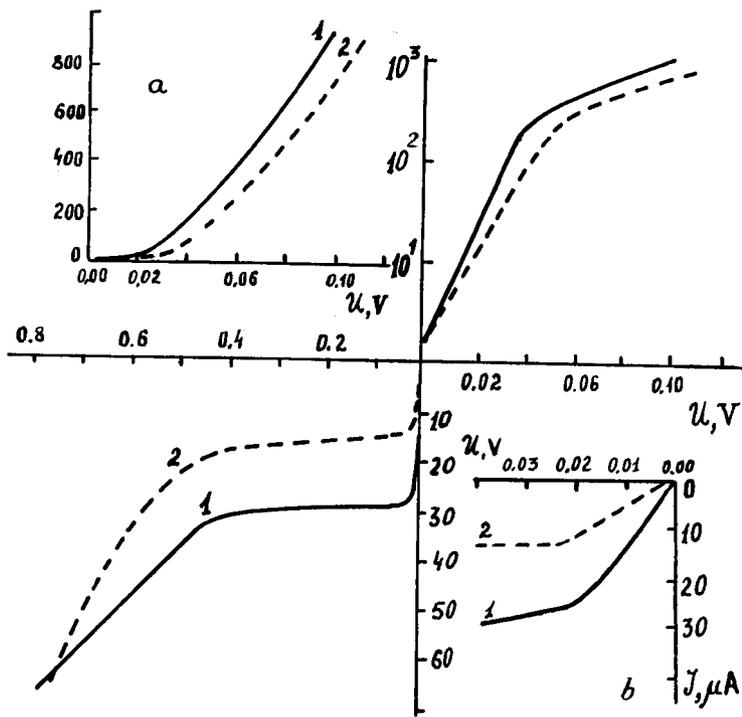


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика $n^+ - p$ -перехода в нулевом (1) и при $B = 0.3$ Т (2) магнитных полях. На вставке: *a* — прямая ветвь вольт-амперной характеристики в линейных координатах; *b* — линейный участок обратной ветви вольт-амперной характеристики в увеличенном масштабе.

генерационно-рекомбинационной (J_{GR}) компоненты в токопротекании. Подавление диффузионной компоненты (J_D) происходит в связи с тем, что она зависит от магнитного поля [7]:

$$J_D = \sqrt{\frac{D_n}{(1 + \mu_n^2 B^2) \tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A}, \quad (3)$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда. При $\mu_n^2 B^2 \gg 1$ J_D уменьшается с полем как $J_D \sim (B)^{-1}$. Изменяется также и туннельная

компонента, которая проявляется при обратном смещении в диапазоне $0.20 \div 0.55$ В. В этом диапазоне вольт-амперные характеристики описываются выражением [8]:

$$J_T \sim U(U + U_k) \exp \left[-\frac{C}{(U + U_k)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

где U_k — контактная разница потенциалов, C — некоторая постоянная, зависящая от уровня легирования n - и p -областей. Менее крутая зависимость туннельной ветви вольт-амперной характеристики в магнитном поле указывает на изменение зонного спектра в окрестности барьера $n^+ - p$ -перехода. В частности, параметр C :

$$C \sim E_g^{3/2} \sqrt{\frac{m_e^*}{N_A}}, \quad (5)$$

где m_e^* — эффективная масса электрона, E_g — ширина запрещенной зоны. Можно предположить, что уменьшение J_T связано с увеличением m_e^* за счет их лоренцовского закручивания магнитным полем.

При обратных напряжениях $U > | - 0.55 |$ В в токопротекание подключаются шунтирующие каналы с омическим сопротивлением $R_{sh} \approx 10^4 \Omega$. В магнитном поле величина параллельного сопротивления уменьшается до $R_{sh} \approx 5 \cdot 10^3 \Omega$. Скорее всего, отклонение электронов к поверхности способствует их прохождению по омическим каналам в приповерхностных слоях.

Из приведенных экспериментальных данных следует, что в $n^+ - p$ -переходах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$, созданных ионной имплантацией ионов B^+ , вместе с резкими градиентами концентраций легирующей примеси и собственных дефектов на достаточной глубине существует незначительный градиент концентрации акцепторов. В магнитном поле в токопротекании увеличивается вклад поверхности, в частности за счет увеличения генерационно-рекомбинационной компоненты.

Список литературы

- [1] Shen S.C. // Semicond. Sci. and Technol. 1993. V. 8. N 1S. P. 443–446.
- [2] Белотелов С.В., Иванов-Омский В.И., Ижнин А.И., Смирнов В.А. // ФТП. 1991. Т. 25. № 6. С. 1058–1064.
- [3] Shaake H.F. // J. Vac. Sci. Technol. 1984. A4. N 4. P.2174–2176.

- [4] Андрухив М.Г., Белотелов С.В., Вирт И.С. // ФТП. 1993. Т. 27. № 11/12. С. 1863–1865.
- [5] Носов Ю.Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М.: Наука, 1968. 264 с.
- [6] Любченко А.В., Сальков Е.А., Сизов Ф.Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. Киев: Наук. думка, 1984. 254 с.
- [7] Schachat S.E., Finkman E. // J.Vac. Sci. Technol. 1989. A 7. N 2. P. 387–390.
- [8] Баженев Н.Л., Гасанов С.И., Иванов-Омский В.И., Миронов К.Е., Мынбаев К.Д. // ФТП. 1991. Т. 25. № 12. С. 2196–2200.