

# ВАХ ПРИ ПРИМЕСНОМ ПРОБОЕ В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $p - \text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

*А.Е.Беляев, С.М.Комиренко, Ю.Г.Семенов, Н.В.Шевченко*

*Институт полупроводников АН СССР  
252028, Киев*

Поступила в редакцию 8 января 1991 г.

Предложен механизм образования  $S$ -образной вольт-амперной характеристики, обнаруженной в  $p - \text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , связанный с возникновением неравновесного распределения носителей в примесной зоне при ударной ионизации.

Результаты исследований низкотемпературной проводимости компенсированных полупроводников в сильных электрических полях ( $E$ ) указывают на ее сильную зависимость от ряда параметров, характеризующих прыжковый перенос заряда - степени компенсации ( $K$ ), ширины примесной полосы ( $\Delta\epsilon$ ), энергии активации примеси ( $\epsilon_1$ ). В частности, при измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) в  $p - \text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \approx 0,1 - 0,2$ ) в сильных  $E$  при гелиевых температурах, нами было обнаружено, что ВАХ ряда образцов при ударной ионизации имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Для образцов этого типа характерным было сильное уширение примесной полосы ( $\Delta\epsilon \approx \epsilon_1$  при  $K \approx 0,4$ ). В то же время можно выделить группу образцов, для которых (при тех же  $K \approx 0,4$ , но при  $\Delta\epsilon \ll \epsilon_1$ ) ВАХ при пробое вертикальна (см. рис.1).

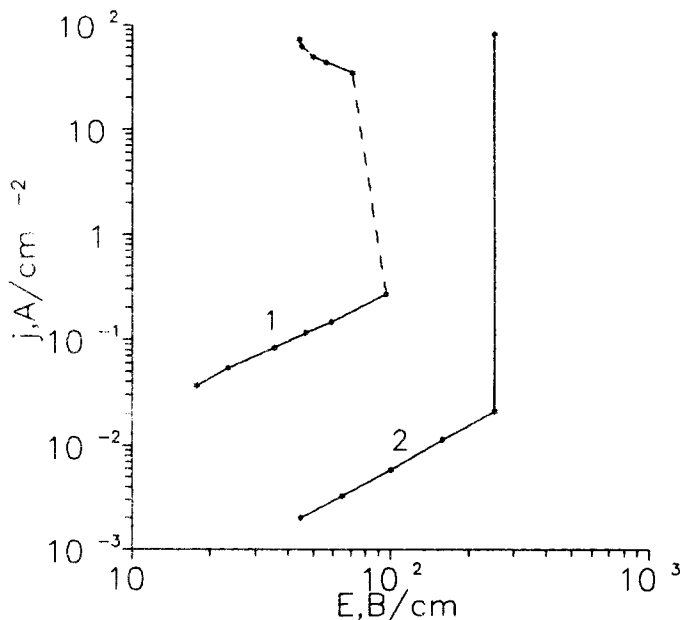


Рис. 1. ВАХ образцов  $p - \text{Mn}_{0,118}\text{Hg}_{0,882}\text{Te}$  (1) и  $p - \text{Mn}_{0,147}\text{Hg}_{0,853}\text{Te}$  (2)

Анализ существующих механизмов образования  $S$ -образных ВАХ <sup>1,2</sup> не позволяет исходя из установленных параметров образцов объяснить всю совокупность экспериментальных результатов. В связи с этим в настоящем сооб-

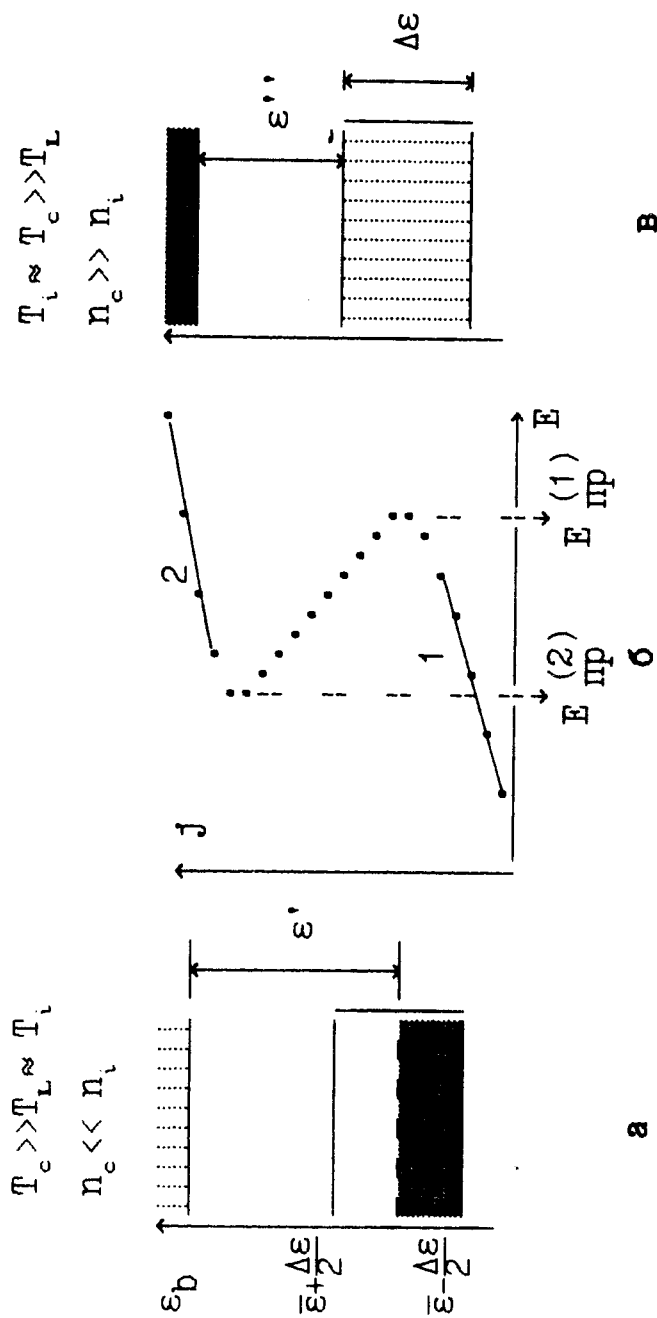


Рис. 2. Схема заполнения примесных и зонных состояний в случае а -  $T_i \approx T_L \ll T_c$  и в -  $T_i \approx T_c \gg T_L$ . б - ВАХ, на которой участки 1 и 2 соответствуют случаям а и в

щении предлагается к рассмотрению новая модель, основанная на возможности разогрева внешним электрическим полем не только свободных, но и локализованных на примесях носителей.

Для ее количественного описания введем следующие упрощающие предположения. Аппроксимируем функцию плотности примесных состояний  $g(\epsilon_i)$  постоянной  $g = N_i/\Delta\epsilon$  в интервале энергий  $\bar{\epsilon} - \Delta\epsilon/2 < \epsilon_i < \bar{\epsilon} + \Delta\epsilon/2$  и нулем за пределами этого интервала ( $\bar{\epsilon}$  - средняя энергия примесных уровней) (см. рис.2). Неравновесное распределение свободных и локализованных на примесях носителей будем описывать стандартными функциями с температурами  $T_c$  и  $T_i$  соответственно. В области предпробойных напряжений ( $n_c/n_i \rightarrow 0$ , где  $n_c$  и  $n_i$  - концентрации свободных и локализованных носителей) температура  $T_i$  локализованных носителей, которые частично заполняют примесную зону до энергии  $\epsilon_F < \bar{\epsilon} + \Delta\epsilon/2$ , близка к температуре решетки  $T_L$  ( $T_L \ll \Delta\epsilon$ ). В результате ударная ионизация определяется энергетическим порогом  $\epsilon' = \epsilon_b - \epsilon_F$  ( $\epsilon_b$  - дно зоны проводимости или потолок валентной зоны), которому отвечает напряжение пробоя  $E_{np}^{(1)}$ . В случае  $n_c/n_i \rightarrow \infty$  температура  $T_i$ , отвечающая распределению носителей по примесным состояниям стремится к  $T_m$ , температуре, которая может даже превосходить температуру разогретых носителей  $T_c$ . При этом минимальная энергия ионизации стремится к  $\epsilon'' = \epsilon_b - (\bar{\epsilon} + \Delta\epsilon/2) < \epsilon'$ , которой отвечает поле пробоя  $E_{np}^{(2)} < E_{np}^{(1)}$ .

Простейшей функцией для  $T_i$ , удовлетворяющей упомянутым выше требованиям, является линейная комбинация  $T_c$  и  $T_L$  (уточнение этой аппроксимации, как показал анализ, не сказывается существенно на полученных результатах):

$$T_i = \frac{rn_c T_c + [(1-r)n_c + n_i]T_L}{n_c + n_i} \quad (1)$$

где  $r = T_m/T_c \approx 1$  (свободный параметр модели).

Уравнение для химического потенциала примесной подсистемы  $\mu_i$  в принятом приближении для функции плотности примесных состояний имеет аналитическое решение:

$$\exp\left(\frac{\bar{\epsilon} - \mu_i}{T_i}\right) = \frac{\exp\left(\frac{\Delta\epsilon(1-n_i/N_i)}{T_i}\right) - 1}{\exp(\Delta\epsilon/2T_i) - \exp\left(\frac{\Delta\epsilon(1/2-n_i/N_i)}{T_i}\right)} \quad (2)$$

Искомую зависимость, в неявном виде связывающую  $n_c$  и  $T_c$ , получим после подстановки (1), (2) в уравнение баланса для процессов ударного возбуждения (с сечением  $\sigma_i$ )  $n_i$  локализованных носителей и процессов захвата (с сечением  $\sigma_t$ ) на  $N_i - n_i$  ионизированных примесей ( $N_i$  - их полная концентрация). Для стационарного случая ( $\dot{n}_c = 0$ ) уравнение принимает вид

$$\int g(\epsilon_i) \frac{n_c \bar{v} \sigma_i(\epsilon_i)}{\exp\left(\frac{(\epsilon_i - \mu_i)}{T_i}\right) + 1} \exp\left(-\frac{\epsilon_c - \epsilon_i}{T_c}\right) d\epsilon_i - n_c (N_i - n_i) \bar{v} \sigma_t = 0 \quad (3)$$

Для учета процессов термической активации в левую часть уравнения (3) следует ввести соответствующий интеграл столкновений  $I_{ph}$ . Результаты решения (3) приведены на рис.3а. При расчетах мы принимали  $k_B = 1$ , кроме того все энергетические параметры нормированы на  $\epsilon_1$ .

Если  $T_c$  однозначно определяется внешним электрическим полем  $E$  так, что в сравнительно узкой околопробойной области полей такая зависимость

допускает линейную аппроксимацию, то найденная зависимость  $n_c = n_c(T_c)$  по существу будет отражать ВАХ рассматриваемой системы. Существенная особенность полученных решений состоит в появлении многозначной зависимости  $n_c = n_c(T_c)$  только в случае достаточно больших флуктуаций ( $\sim \Delta\epsilon$ )

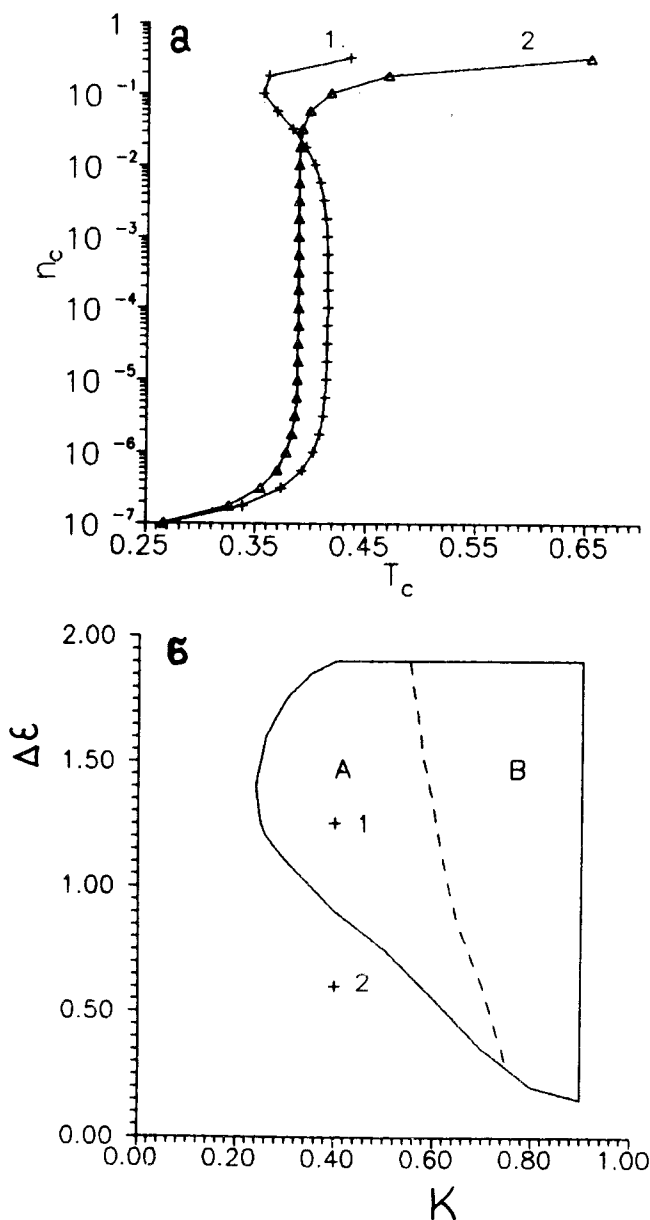


Рис. 3. а - Зависимости  $n_c(T_c)$ , рассчитанные для: 1 -  $\Delta\epsilon = 1,25$ ,  $K = 0,4$ ; 2 -  $\Delta\epsilon = 0,6$ ,  $K = 0,4$ . б - Диаграмма, ограничивающая область существования S-образности при  $T_c < 1$  (область А) и  $T_c > 1$  (область В); + - координаты образцов 1 и 2

и достаточно сильной компенсации (рис.3б), т.е. только в этом случае ток управляет темпом генерации.

Таким образом, усиление флуктуаций энергии мелких примесных центров связанных, например, с флуктуациями состава твердого раствора полупровод-

ника (как это имеет место в рассмотренном нами случае  $p - \text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ) способствует образованию  $S$ -образной ВАХ.

В заключение отметим, что рассмотренная модель применима к широкому классу полупроводников, в которых флуктуации энергии примесных уровней (связанные с флуктуациями концентрации магнитной компоненты в полумагнитных полупроводниках, кулоновским взаимодействием между примесными центрами и др.) описываются функцией распределения  $g(\epsilon_i)$  с шириной  $\Delta\epsilon$  сравнимой с энергией ионизации  $\epsilon_1$ .

Авторы благодарны В.В.Владимирову за полезное обсуждение результатов работы.

### Литература

1. Волков А.Ф., Коган Ш.М. УФН, 1968, 96, 633.
  2. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979.
-