

# МЕЖПРИМЕСНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В СЛУЧАЙНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ

*Н.Г.Жданова, М.С.Каган, Е.Г.Ландсберг, В.В.Петрищев*

*Институт радиотехники и электроники РАН*

*103907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 августа 1993 г.

Обнаружено влияние случайного кулоновского потенциала заряженных примесей на межпримесную рекомбинацию нейтральный донор – отталкивающий акцептор в Ge и показано, что зависимость коэффициента межпримесной рекомбинации от температуры и интенсивности подсветки обусловлена размытием примесных уровней случайным потенциалом.

В настоящее время хорошо исследованы спектры излучения, возникающие при межпримесных переходах нейтральный донор – нейтральный акцептор (см., например, [1]). В этих экспериментах после фотонейтрализации доноров и акцепторов сначала рекомбинируют близкие донор-акцепторные (Д-А) пары, а затем все более далекие. В то же время, в стационарном случае основную роль в межпримесной рекомбинации должны играть Д-А пары, находящиеся на некотором оптимальном расстоянии друг от друга. Кроме того, при низких температурах может существенно сказаться случайный кулоновский потенциал заряженных примесей. В настоящей работе исследовалась стационарная межпримесная рекомбинация в компенсированном Ge в присутствии случайного кулоновского потенциала.

Изучались образцы  $n$ -Ge, легированные многозарядными акцепторами (Cu) и частично компенсированные мелкими донорами (Sb) (рис.1). В равновесии в кристалле имеются только двух- и трехзарядные отрицательные ионы меди, а доноры полностью ионизованы. Проводимость  $\sigma$  создавалась оптическим возбуждением электронов с глубоких уровней меди ( $E_c - 0,26$  эВ). При низких температурах  $T$ , когда начинается вымораживание мелких ( $E_c - 0,01$  эВ) доноров, оптическое возбуждение переводит электроны с акцепторов на доноры. На зависимости  $\sigma$  от  $1/T$  (рис.1, нижние кривые) наблюдается экспоненциальный участок с энергией активации ( $\approx 8$  мэВ), слабо зависящей от интенсивности освещения  $I$ . Наблюдающее уменьшение проводимости не может быть вызвано вымораживанием свободных электронов в понижения случайного потенциала ниже порога подвижности, так как энергия активации существенно больше амплитуды случайного потенциала, определенной из величины отрицательного магнитосопротивления (ОМС) [2], и практически не зависит от концентрации примесей в интервале  $10^{14} - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Концентрацию электронов, связанных на донорах (концентрацию нейтральных доноров  $N_D^0$ ), можно определить, ионизуя нейтральные доноры импульсами электрического поля, достаточно короткими (1 мкс), чтобы избежать захвата электронов на глубокие акцепторы. Зависимость максимальной проводимости  $\sigma_m$  в сильном электрическом поле от  $1/T$  показана на рис.1. Концентрация  $N_D^0$ , определенная из  $\sigma_m$ , оказалась существенно меньше, чем концентрации двух- ( $N_2$ ) и трехзарядных ( $N_3$ ) ионов меди и сурьмы ( $N_D$ ) в широком интервале  $I$ . Поэтому можно считать, что  $N_2$  и  $N_3$  практически постоянны

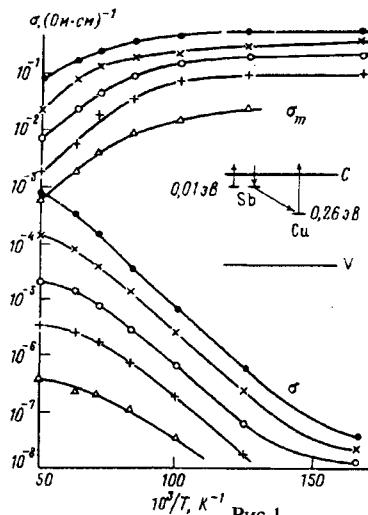


Рис.1

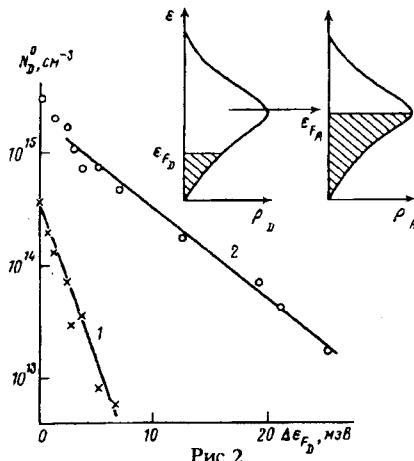


Рис.2

Рис.1. Температурная зависимость проводимости на постоянном токе  $\sigma$  и максимальной проводимости  $\sigma_m$  в импульсном поле. На вставке – схема рекомбинационных переходов

Рис.2. Зависимость заполнения доноров от сдвига квазиуровня Ферми.  $N_D$ : кривая 1 –  $1,5 \cdot 10^{15}$ , 2 –  $1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На вставке – плотность состояний примесей. Стрелкой показан возможный Д-А переход

в исследованном диапазоне  $T$  и  $I$ . Эта ситуация может иметь место, только если существует интенсивный рекомбинационный поток нейтральный донор – двухзарядный акцептор. Действительно, если прямая Д-А рекомбинация несущественна, то оба уровня примеси находятся в равновесии с зоной проводимости, в частности, для акцепторов имеем  $gN_3 = \alpha nN_2$  ( $g \propto I$ ) и  $\alpha$  – коэффициенты оптической генерации и, соответственно, захвата электронов для акцепторов,  $n$  – концентрация свободных электронов). Так как коэффициент захвата  $\alpha$  на отталкивающие примеси уменьшается с понижением  $T$ , то  $n$  должна расти, а не падать (рис.1). Поэтому Д-А рекомбинационный поток должен быть существенно больше, чем поток зона – акцептор, и соответствующее уравнение должно иметь вид

$$gN_3 = \beta N_2 N_D^0, \quad (1)$$

где  $\beta$  – коэффициент межпримесной рекомбинации. Отсюда видно, что концентрация  $N_D^0$  должна расти с подсветкой, что и наблюдается на опыте (рис.1).

Коэффициент  $\beta$ , определенный по экспериментальным данным, оказался зависящим от  $T$  и  $I$  и слабо зависящим от концентрации примесей. С другой стороны, вероятность туннельного перехода донор-акцептор может зависеть только от расстояния между ними. Причиной зависимости  $\beta$  от  $T$  и  $I$  может быть случайный потенциал заряженных примесей, который приводит к уширению спектра примесных состояний и к значительному понижению уровня Ферми доноров  $\epsilon_{FD}$  [3]. При низких  $T$  донорные уровни ниже  $\epsilon_{FD}$  заняты электронами. Энергетическую зависимость плотности состояний доноров  $\rho_D(\epsilon)$

можно найти по зависимости  $N_D^0$  от  $\epsilon_{FD}$ . Энергию Ферми мы определяли по концентрации свободных электронов  $n$  из данных рис.1. На рис.2 показана зависимость  $\log N_D^0$  от сдвига энергии Ферми для двух значений концентрации примесей. Она оказалась линейной, то есть  $\rho_D(\epsilon) \propto \exp(-|\epsilon/\gamma|)$ , где энергия отсчитывается от энергии донора в отсутствие случайного потенциала. Следовательно, энергия Ферми доноров дается выражением

$$\epsilon_{FD} = \gamma \ln(2N_D^0/N_D). \quad (2)$$

Величина  $\gamma$  больше для большей концентрации примесей и совпадает с амплитудой случайного потенциала, определенной по величине ОМС [2]. Отметим, что определенная из эксперимента зависимость  $\rho_D(\epsilon)$  оказалась существенно слабее, чем предсказанная теорией [3] ( $\propto \exp(-\epsilon^2/\gamma^2)$ ).

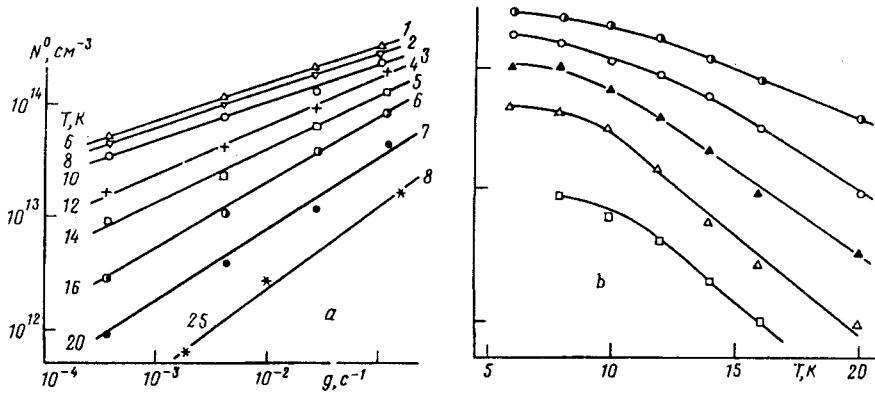


Рис.3. Зависимость заполнения доноров от скорости оптической генерации при разных температурах (а) и от температуры при различной интенсивности подсветки (б)

Из-за размытия примесных уровней уравнение (1) должно иметь вид

$$gN_3 = \beta^* N_D N_A \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon f_D(1 - f_A)\rho(\epsilon). \quad (3)$$

Здесь  $\beta^*$  – коэффициент межпримесной рекомбинации, усредненный по всем радиусам рекомбинирующих Д-А пар,  $N_A$  – концентрация акцепторов. Далее, будем считать числа заполнения доноров  $f_D$  и акцепторов  $f_A$  фермиевскими с соответствующими энергиями Ферми  $\epsilon_{FD}$  и  $\epsilon_{FA}$ , то есть  $f_D = [1 + \exp(\epsilon - \epsilon_{FD})/kT]^{-1}$ ,  $1 - f_A = [1 + \exp(\epsilon_{FA} - \epsilon)/kT]^{-1}$ . В качестве  $\rho(\epsilon)$  будем использовать плотность состояний, найденную из опыта, в виде  $\rho(\epsilon) = (1/2\gamma) \exp(-|\epsilon/\gamma|)$ . Соответственно, энергия  $\epsilon$  в  $f_D$  и  $f_A$  отсчитывается от невозмущенных энергий ионизации доноров или акцепторов. При  $kT \rightarrow 0$  интеграл в правой части (3) приближенно равен

$$\frac{1}{2\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \exp\left(\frac{\epsilon_{FD} - \epsilon}{kT}\right) \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{FA}}{kT}\right) \exp(-|\epsilon/\gamma|) = \exp[(\epsilon_{FD} - \epsilon_{FA})/kT]$$

и окончательно имеем:

$$g N_3 = \beta^* \exp\left(\frac{\epsilon_{FD} - \epsilon_{FA}}{kT}\right) N_A N_D. \quad (4)$$

Подставив в (4)  $\epsilon_{FD}$  из (1) и аналогичное выражение  $\epsilon_{FA} = \gamma \ln(2N_3/N_A)$ , получим:

$$g N_3 = \beta^* N_A N_D \left(\frac{N_D^0}{N_D} \frac{N_A}{N_3}\right)^{\frac{\gamma}{kT}}. \quad (5)$$

Физический смысл полученного результата состоит в следующем. Крупномасштабный случайный кулоновский потенциал одинаково размывает состояния доноров и акцепторов (см. вставку к рис.2). Рекомбинирующие Д-А пары находятся в одной и той же ячейке случайного потенциала. Если считать, что существенные для рекомбинации расстояния в парах значительно больше боровского радиуса то кулоновским взаимодействием в паре можно пренебречь. Тогда межпримесный переход происходит между донором и акцептором, имеющими одинаковый сдвиг по энергии относительно их невозмущенной энергии ионизации. Темп межпримесной рекомбинации пропорционален вероятности того, что донор в паре заполнен электроном, а акцептор – пуст. В условиях наших опытов  $N_D^0 \ll N_3$ , то есть энергия Ферми доноров значительно ниже энергии Ферми акцепторов (см. рис.2). При энергии ниже  $\epsilon_{FD}$  акцепторы в парах практически полностью заполнены, при  $\epsilon > \epsilon_{FA}$  мало заполнение доноров. Поэтому при низких  $T$  межпримесные переходы происходят за счет термической активации электронов с энергии Ферми доноров до энергии Ферми акцепторов.

На рис.3 $a$  представлены экспериментальные зависимости  $\lg N_D^0$  от  $\lg g$ . В соответствии с выражением (5) они оказались линейными с наклоном, пропорциональным температуре. Величины  $\gamma$ , найденные из наклона этих кривых, составляют 2,6 и 5,7 мэВ для двух концентраций примесей и совпадают с найденными из кривых рис.2. На рис.3 $b$  показаны зависимости  $\lg N_D^0$  от  $T$  для разных  $g$ . Линейность этих кривых в некотором интервале температур показывает, что величина  $\beta^*$  практически не зависит от  $T$ . Величина  $\beta^*$  не зависит также и от  $g$ . Фактически это означает, что существует оптимальный радиус рекомбинирующих пар, величина которого слабо зависит от температуры и интенсивности подставки.

На первый взгляд кажется, что наибольший вклад в межпримесную рекомбинацию должны давать Д-А пары малого радиуса. Однако в стационарном случае заполнение доноров в близких парах должно быть мало по двум причинам: из-за большой вероятности межпримесного перехода и из-за парного кулоновского взаимодействия, которое уменьшает энергию ионизации донора. В работе [4] было показано, что учет первого обстоятельства приводит к тому, что существует эффективный радиус рекомбинации, существенно больший боровского радиуса, который слабо зависит от  $T$  и  $g$ , а при низких температурах стремится к среднему расстоянию между примесями. По-видимому, учет второго обстоятельства не изменит существенно этого результата.

Таким образом, размытие примесных уровней случайным потенциалом заряженных примесей приводит к тому, что межпримесная рекомбинация, играющая определяющую роль при низких температурах, оказывается активационной с энергией активации, равной разности относительных квазиуровней Ферми доноров и акцепторов (отсчитанных от их энергии в отсутствие случайного по-

тенциала). Зависимость темпа межпримесной рекомбинации от интенсивности подсветки и температуры обусловлена изменением энергии Ферми примесей (в нашем случае – доноров), зависящим от амплитуды случайного потенциала  $\gamma$ . Межпримесная рекомбинация в случайному потенциале оказывается неквадратичной по концентрации примесей, так как положение квазиуровней Ферми также зависит от  $\gamma$ .

- 
1. P.J.Dean, Progr. in solid state chemistry, Oxford, England, 1973 p.1.
  2. А.М.Болибок и др. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Greece, 1990 p.2554.
  3. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
  4. Л.Е.Стыс, М.Г.Фойгель, ФТП 19, 217 (1985).