

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ

*Ж.И.Алферов, А.М.Васильев, П.С.Копьев, В.П.Кочерешко,  
И.Н.Уральцев, Ал.Л.Эфрос, Д.Р.Яковлев*

Обнаружен новый механизм излучательной рекомбинации на гетерогранице, обусловленный переходами с доноров, расположенных в узкозонном материале, на поверхностные акцептороподобные состояния. Показано, что основные свойства полосы фотolumинесценции, сопоставляемой с этим процессом, такие как, большой (15 мэВ) энергетический сдвиг при возрастании интенсивности возбуждения, экспоненциальная зависимость излучательного времени жизни от спектрального положения, аномальное поведение в магнитном поле — определяются туннельной рекомбинацией донорно-акцепторных пар на гетерогранице.

Исследована низкотемпературная (1,6 К) фотolumинесценция (ФЛ) изотипных  $p-p$  гетеропереходов GaAs —  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с концентрацией остаточной примеси  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в GaAs и  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ <sup>1</sup>. При повышении интенсивности возбуждения наблюдался коротковолновый сдвиг новой полосы ФЛ, присущей гетеропереходу<sup>1,2</sup> ( $M$ -полоса), расположенной в спектральном диапазоне между линиями излучения связанных экситонов и донорно-акцепторных пар (ДА) из объема GaAs (см. вставку рис. 1). Этот сдвиг в<sup>2</sup> приписывался изменению положения квазиуровня Ферми свободных носителей, собирающихся в потенциальной яме вблизи гетероперехода.

При измерении кинетики ФЛ полосы  $M$  обнаружено, что существует два участка спада излучения — экспоненциальный ( $\tau \sim 1 \text{ мкс}$ ) и степенной ( $\tau \sim 100 \text{ мкс}$ ). Такая кинетика характерна для туннельной рекомбинации носителей, локализованных на пространственно разделенных примесных центрах. Анализ начальных участков спада ФЛ позволил установить, что каждой энергии в интервале проявления полосы соответствует свое характерное время излучения, которое экспоненциально падает с увеличением энергии излучаемого кванта (рис. 1). Эта зависимость соответствует увеличению вероятности излучательной рекомбинации ДА при уменьшении расстояния между примесными центрами. При этом максимум объемной полосы излучения ДА сдвигается на несколько мэВ вследствие увеличения кулоновского взаимодействия между центрами. Большой спектральный сдвиг (15 мэВ) полосы  $M$  обусловлен, главным образом, энергетическим спектром акцептороподобных поверхностных состояний на гетерогранице. Мы предполагаем, что спектр формируется заряженными центрами, расположенными в широкозонном материале вблизи гетерограницы. Такие центры притягивают носители из узкозонного материала к гетерогранице и образуют широкий спектр связанных состояний, энергия которых определяется расстоянием центров от интерфейса. Это предположение о природе локализованных состояний подтверждается тем фактом, что энергетический интервал проявления полосы  $M$  практически не зависит от величины разрыва зон и типа

гетероперехода (в слабо легированных структурах). Эта полоса наблюдалась для  $p$ - $p$ ,  $n$ - $n$  и  $p$ - $n$  гетеропереходов в широком диапазоне составов твердого раствора<sup>2</sup>. Экстраполяция зависимости спектрального положения максимума полосы  $M$  в предельно низкие интенсивности возбуждения дает энергию  $\hbar\omega = 1,492$  эВ, соответствующую ФЛ объемных ДА с участием остаточной примеси углерода. Эта же примесь, расположенная на гетерограницах, проявляется в ФЛ структур с квантовыми ямами<sup>3</sup>, выращенных в тех же условиях, что и исследуемый гетеропереход.

Вероятность туннельной рекомбинации донорно-акцепторных пар на гетерогранице пропорциональна интегралу перекрытия волновых функций электрона и дырки:

$$W = \left| \int d^3r \varphi_e(r) \varphi_h(r) \right|^2, \quad (1)$$

который с экспоненциальной точностью определяется волновой функцией донора в месте расположения акцептора:  $W \sim \exp(-2r/a_0)$ , где  $r = |r_A - r_D|$  и  $r_D, r_A$  — координаты донора и акцептора,  $a_0$  — боровский радиус донора. Длина туннелирования  $r = \sqrt{\rho^2 + l^2}$ , где  $l$  — расстояние донора от гетерограницы,  $\rho = \rho_A - \rho_D$  — проекция расстояния донор-акцептор на плоскость гетероперехода. По мере заполнения состояний происходит уменьшение  $\bar{\rho}(E) \sim \sim N_s^{-1/2}(E)$ , где  $N_s$  — плотность заполненных поверхностных состояний,  $E$  — энергия до которой эти состояния заполнены. Уменьшение длины туннелирования с ростом уровня возбуждения определяет экспоненциальное падение излучательного времени жизни и энергетический сдвиг полосы  $M$  (рис. 1). Замедление энергетического сдвига, обнаруженное при  $\hbar\omega > 1,510$  эВ, соответствует делокализации дырочных состояний, определяемой условием  $N_s(E) a_h^2(E) \sim 1$ , где  $a_h(E)$  — радиус поверхностного состояния.

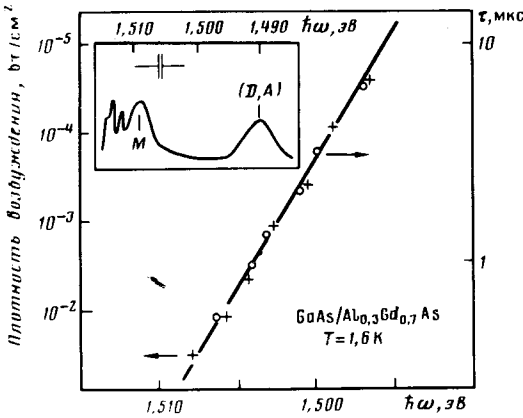


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости спектрального положения полосы  $M$  от плотности возбуждения (+) и излучательного времени жизни от энергии излучаемого кванта (o). На вставке представлен спектр ФЛ изотипного  $p$ - $p$  гетероперехода GaAs — Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As

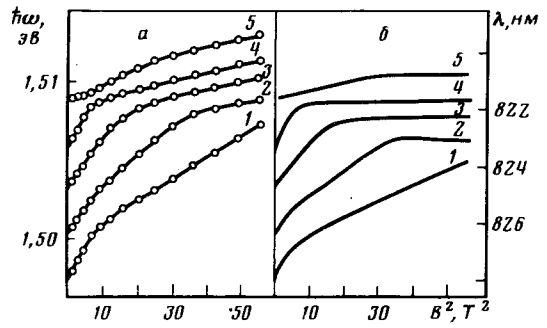


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости энергетического положения полосы  $M$  от квадрата магнитного поля  $B^2$  при различных уровнях возбуждения  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ : 1 —  $6 \cdot 10^{-5}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-4}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-3}$ , 4 —  $10^{-2}$ , 5 —  $8 \cdot 10^{-2}$ ; а — полный сдвиг полосы, б — вычтен сдвиг объемного донора в магнитном поле. Магнитное поле направлено по нормали к гетерогранице  $B \parallel z$

Для подтверждения предлагаемой модели туннельной рекомбинации на гетерогранице исследовано поведение полосы  $M$  в магнитном поле, направленном перпендикулярно гетеропереходу. Первое, что обращает на себя внимание (рис. 2, а), это уменьшение скорости сдвига полосы по мере роста магнитного поля. Эти зависимости не могут быть описаны при помо-

щи диамагнитных сдвигов донорных и акцептороподобных состояний, которые увеличиваются с ростом магнитного поля. Кроме того, величина сдвига уменьшается с ростом плотности возбуждения. Такое поведение полосы  $M$  можно связать с перебором (заполнением) в магнитном поле акцептороподобных поверхностных состояний. Магнитное поле, уменьшая вероятность туннелирования в плоскости гетероперехода в условиях стационарного возбуждения, приводит к дополнительному заполнению состояний — такому, чтобы уменьшением  $\bar{\rho}(E)$  сохранить излучательное время жизни.

В больших полях, когда сдвиги максимума полосы при различных уровнях возбуждения становятся подобными, они с высокой точностью описываются в магнитном поле изменением энергии донора — центра с меньшей энергией связи. На рис. 2, б представлены эти зависимости от квадрата магнитного поля  $B^2$  за вычетом сдвига энергии донора. В этих зависимостях обнаруживаются три характерных участка с разными наклонами от  $B^2$ . В максимальных полях для всех уровней возбуждения сдвиг полосы  $M$  определяется изменением энергии объемного донора в GaAs. Для количественного анализа двух начальных участков рассмотрим, как изменяется вид интеграла перекрытия из-за изменения волновой функции донора в магнитном поле:

$$W_B \sim \exp \left( -\frac{2r}{a_0} - \frac{\rho^2 r a_0}{12L^4} \right), \quad (2)$$

где магнитная длина  $L = (ch/eB)^{1/2}$ . При малых уровнях возбуждения, когда заполнение акцептороподобных поверхностных состояний мало ( $\bar{\rho} \gg 1$ ), второй член в показателе можно записать:  $\rho^3 a_0 / 12L^4$ . В этом случае туннелирование происходит, в основном, в плоскости гетерограницы, что определяет большой энергетический сдвиг  $\sim \rho^3$  на начальном участке. С ростом плотности возбуждения, также как и при увеличении магнитного поля,  $\bar{\rho}(E)$  уменьшается, вызывая уменьшение наклона первого участка, и достигает значений  $\bar{\rho} \lesssim 1$  (для  $B = 0$  кривая 3, рис. 2, б). Это условие перехода на средний участок, когда туннелирование в плоскости гетерограницы, регулируемое магнитным полем, уже является добавкой по отношению к прыжкам вдоль нормали к гетеропереходу. Энергетический сдвиг, обусловленный перебором по локализованным состояниям, прекращается, как и для  $B = 0$ , при выполнении условия  $N_s(E) a_h^2(E) \sim 1$ . При достаточно больших уровнях возбуждения сдвиг полосы  $M$  также носит диамагнитный характер (кривая 5, рис. 2, а, б), поскольку магнитное поле  $B \parallel z$  не влияет на вероятность туннелирования "примесь — канал". При этих плотностях возбуждения начинает наблюдаться проводимость вдоль гетерограницы.

Авторы благодарны Э.И.Рашба за полезное обсуждение работы.

#### Литература

1. Васильев А.М. и др. ФТП, 1986, 20, 353.
2. Yuan Y.R., et al. J. Appl. Phys., 1985, 58, 397.
3. Алферов Ж.И. и др. ФТП, 1985, 19, 715.