

## ИНТЕРФЕЙСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ НАДБАРЬЕРНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ, В ИЗОТИПНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $p$ -InAs/ $P$ -InAsPSb]

Бреслер М. С., Гусев О. Б., Михайлова М. П., Шерстнев В. В.,  
Яковлев Ю. П., Ясневич И. Н.

Исследована люминесценция гетероструктуры  $p$ -InAs/ $P$ -InAs<sub>0.63</sub>Po<sub>0.25</sub>Sb<sub>0.12</sub>. В спектрах люминесценции обнаружена новая линия, лежащая между объемными линиями узкозонного и широкозонного материалов. Характерной особенностью этой линии является смещение ее в коротковолновую область при увеличении уровня возбуждения. В результате подробного теоретического анализа и сопоставления теории с экспериментом данная линия интерпретирована как результат рекомбинации дырок, находящихся на акцепторах обогащенного слоя, и фотоэлектронов, локализованных в области обеднения вследствие надбарьерного отражения от гетерограницы.

При исследовании люминесценции гетероструктуры  $p$ -InAs/ $P$ -InAsPSb была обнаружена новая интерфейсная линия, лежащая между объемными линиями узкозонного и широкозонного материалов, которая была интерпретирована как проявление локализации электронов вблизи гетерограницы вследствие надбарьерного отражения [1]. Данная работа посвящена подробному обсуждению результатов исследования фотолюминесценции в этих гетероструктурах при низких температурах.

1. Исследовались одиночные гетероструктуры  $p$ -InAs/ $P$ -InAs<sub>0.63</sub>Po<sub>0.25</sub>Sb<sub>0.12</sub>, выращенные жидкофазной эпитаксией на подложках арсенида индия [100]  $n$ -типа. Для получения  $P$ -слоя твердого раствора проводилось легирование цинком в процессе эпитаксии. Были исследованы структуры с уровнем легирования у поверхности четверного слоя  $N_A = 4 \cdot 10^{16} - 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Как показали рентгенографические исследования, из-за большого коэффициента сегрегации цинка область объемного заряда  $n$ - $p$ -перехода была смещена от гетерограницы в область InAs на глубину 10—30 мкм, в то время как толщина четверного слоя составляла 2—3 мкм.

Для определения типа гетероперехода использовались данные по положению краев валентных зон соединений  $A^{III}B^V$ , приведенные в работе [2]. Смещение края валентной зоны арсенида индия, вызванное добавлением фосфора и сурьмы, учитывалось в линейном приближении. Согласно расчетам, край валентной зоны четверного слоя лежит на 89 мэВ ниже края валентной зоны InAs. Исследования показали, что разность между энергиями линий объемной люминесценции четверного слоя и арсенида индия составляет  $\sim 105$  мэВ. Таким образом, исследуемый гетеропереход следует рассматривать как  $p$ - $P$ -гетеропереход первого типа. Энергетическая зонная диаграмма приведена на рис. 1.

2. В качестве источника накачки использовался неодимовый лазер ( $\lambda = 1.06$  мкм), работавший в непрерывном режиме, с мощностью 500 мВт. Излучение фокусировалось на образцы, находившиеся непосредственно в жидком гелии при температуре 1.8 К. Люминесценция наблюдалась в геометрии на отражение со стороны широкозонной области (эпитаксиального слоя).

На рис. 2 показан спектр фотолюминесценции для одного из образцов  $p$ -InAs/ $P$ -InAs<sub>0.63</sub>Po<sub>0.25</sub>Sb<sub>0.12</sub> при двух уровнях возбуждения. Спектр состоит из двух сравнительно узких линий ( $A$  и  $C$ ) и одной широкой полосы  $B$ . Линия  $A$

при 405 мэВ соответствует хорошо известному переходу зона—акцептор в  $p\text{-InAs}$  [3]. Линия с максимумом 510 мэВ отвечает объемной люминесценции в  $P\text{-InAs}_{0.63}\text{P}_{0.25}\text{Sb}_{0.12}$ . Если приписать ее переходу зона—акцептор и предпо-

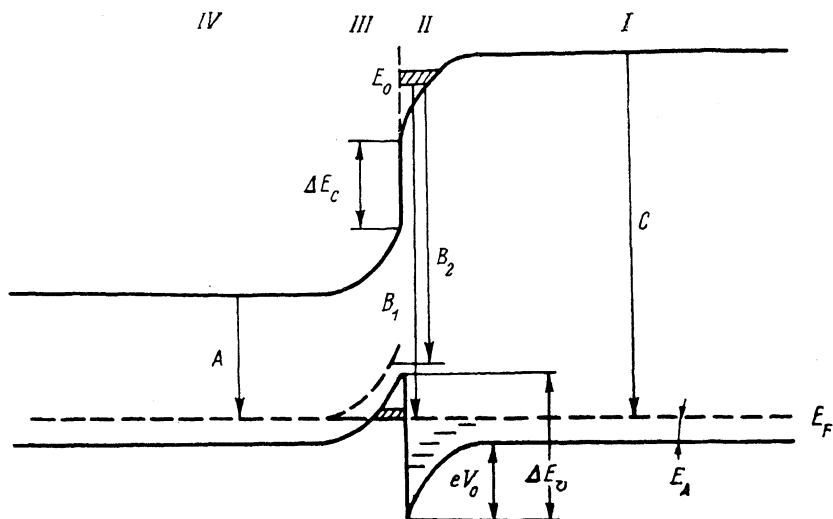


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма гетероперехода  $p\text{-InAs}/P\text{-InAs}_{0.63}\text{P}_{0.25}\text{Sb}_{0.12}$ .  $E_F$  — уровень Ферми дырок,  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_v$  — соответственно разрывы зоны проводимости и валентной зоны. I — эпитаксиальный слой  $P\text{-InAsPSb}$ , II — обедненный слой, III — слой пространственного заряда IV — подложка  $p\text{-InAs}$ . Стрелки A, B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, C — оптические переходы.

жить, что энергии связи акцептора одинаковы в арсениде индия и в четверном растворе, то суммарный разрыв зоны проводимости и валентной зоны  $\Delta E_c + \Delta E_v = 105$  мэВ.

Полоса B, расположенная между линиями объемной фотолюминесценции, имеет полуширину  $\sim 30$  мэВ. Ширина этой полосы не зависит от энергии возбу-

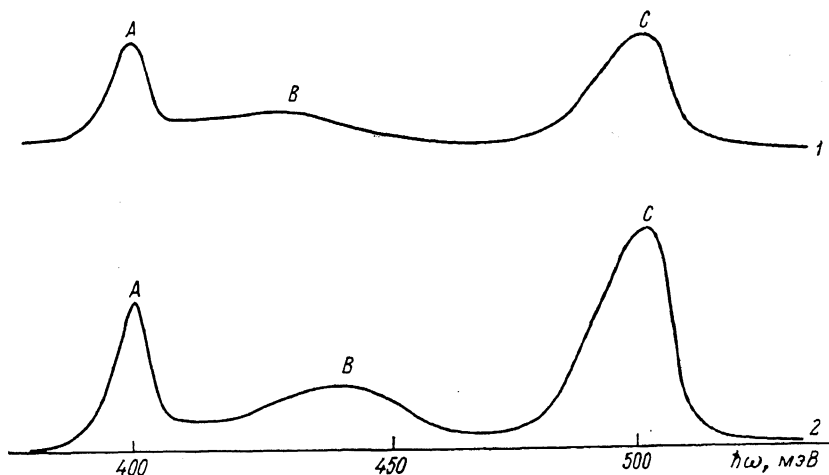


Рис. 2. Спектры люминесценции гетероструктуры  $p\text{-InAs}/P\text{-InAs}_{0.63}\text{P}_{0.25}\text{Sb}_{0.12}$  для двух уровней возбуждения.

Интенсивность возбуждения для спектра 2 в 2 раза больше, чем для спектра 1.

ждения, тогда как положение ее максимума смещается с ростом интенсивности накачки в сторону больших энергий, что характерно для интерфейсных линий (рис. 3). При минимальных интенсивностях возбуждения максимум полосы B отстоит от линии A не более чем на 20 мэВ, а при максимальной интенсивности накачки линия B сливается с линией широкозонного материала. На интерфейсный характер линии B указывает также влияние на ее интенсивность магнит-

ного поля, параллельного гетерогранице. С ростом магнитного поля такой ориентации наблюдается гашение линии  $B$ , при этом интенсивность линии  $C$  возрастает.

В гетеропереходах первого типа локализация дырок в квантовой яме вблизи гетерограницы может приводить лишь к возникновению интерфейсной линии люминесценции с энергией перехода, меньшей ширины запрещенной зоны узкозонного материала. Такая линия наблюдалась, в частности, в гетеропереходе GaAs/GaAlAs [4]. Наблюдавшаяся нами интерфейсная линия  $B$  отличается тем, что ее энергия лежит в интервале между объемными линиями узкозонного и широкозонного материалов.

Таким образом, факт ее наблюдения указывает на локализацию фотоэлектронов вблизи гетерограницы вследствие надбарьерного отражения (см. п. 4).

Была исследована также зависимость интенсивности линий  $A$ ,  $B$  и  $C$  от интенсивности накачки (рис. 4).

3. Теоретический анализ начнем с рассмотрения зонной энергетической диаграммы изучаемого гетероперехода. Из экспериментальных данных принята сле-

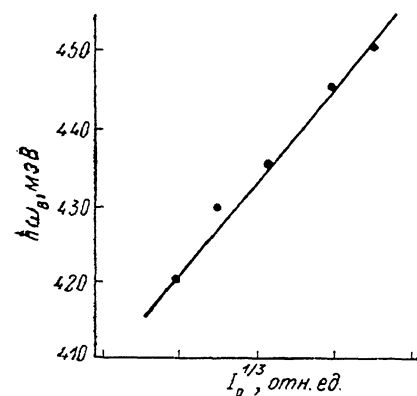


Рис. 3. Смещение интерфейсной линии люминесценции  $B$  в зависимости от уровня возбуждения.

Точки — экспериментальные данные.

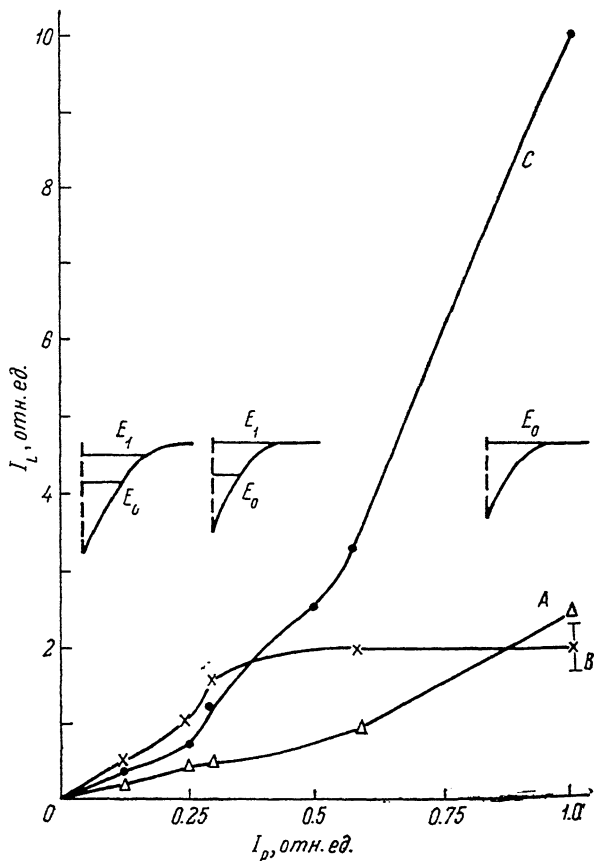


Рис. 4. Зависимость интенсивности линий люминесценции  $A$ ,  $B$  и  $C$  от уровня возбуждения.

В верхней части рисунка показано положение электронных уровней в квазиуме для данной области интенсивностей возбуждения.

дующая модель: имеется  $p$ - $P$ -гетеропереход первого типа с одинаковым уровнем легирования по обе стороны гетерограницы, уровень Ферми дырок находится на уровне акцепторов (при  $T=0$  К).

Ход потенциала вблизи гетерограницы рассчитываем, следуя работе [5]. В области обеднения (рис. 1) он определяется (в соответствии с обычной теорией  $p$ - $n$ -перехода) соотношением

$$eV(x) = eV_0 - a(x_1 - x)^2, \quad (1)$$

где  $a = 2\pi e^2 N_A / \kappa$ ,  $N_A$  — концентрация акцепторов,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость, которая принималась одинаковой по обе стороны от гетерограницы, а размер области обеднения  $x_1$  связан со скачком потенциала на границе  $V_0$  соотношением

$$eV_0 = ax_1^2. \quad (2)$$

Соответственно для поля на границе имеем

$$e\mathcal{E} = 2a \left( \frac{eV_0}{a} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Из условия непрерывности поля на границе следует, что скачок потенциала в области III определяется тем же значением поля. Вместе с тем этот скачок поля связан с поверхностной плотностью заряда дырок в размерно-квантованных состояниях вблизи гетерограницы соотношением

$$\kappa \mathcal{E} = 4\pi e\sigma, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — плотность поверхностного заряда, создаваемого тяжелыми дырками.

В то же время плотность поверхностного заряда в области III при  $T=0$  К определяется выражением

$$\sigma = \int_{E_{0h}}^{E_F} \rho dE = \frac{m_h}{\pi^2 \hbar} (E_F - E_{0h}), \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность состояний, соответствующая заполнению одного энергетического уровня размерного квантования,  $m_h$  — эффективная масса тяжелых дырок,  $E_F$  — уровень Ферми, отсчитываемый от дна треугольной ямы (рис. 1),  $E_{0h}$  — энергия нулевого уровня размерного квантования для тяжелых дырок:

$$E_{0h} = \left( \frac{\hbar^2}{2m_h} \right)^{1/3} \left( \frac{9\pi}{8} e\mathcal{E} \right)^{2/3}. \quad (6)$$

Учитывая то, что уровень Ферми проходит по акцепторным состояниям, т. е.  $E_F = \Delta E_v - E_A - eV_0$ , получаем окончательное уравнение для величины  $eV_0$

$$\rho \left\{ \Delta E_v - E_A - eV_0 - \left( \frac{\hbar^2}{2m_h} \right)^{1/3} \left[ \frac{9\pi}{8} 2 (aeV_0)^{2/3} \right]^{1/3} \right\} = N_A \left( \frac{eV_0}{a} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Ход потенциала вблизи гетерограницы, рассчитанный согласно (7), показан на рис. 1. В расчете принималось, что  $m_h = 0.4 m_0$ ,  $m_e = 0.03 m_0$ ,  $\kappa = 14.3$ ,  $\Delta E_v = 80$  мэВ,  $E_A = 20$  мэВ.

4. Обсудим возможную природу полосы люминесценции *B*. Положение линии *B* между объемными линиями широкозонного и узкозонного материалов не позволяет связать ее с процессом рекомбинации фотоэлектроны—дырки, локализованные в квантовой яме вблизи гетерограницы или на поверхностных состояниях (Тамма или Суриса [6]).

Горячая люминесценция, обусловленная нетермализованными электронами, вынесенными в узкозонный материал из эпитаксиального слоя, в принципе может привести к свечению в этой области спектра, однако сравнительно большая интенсивность линии *B* и ее смещение в сторону больших энергий с усилением накачки не позволяют объяснить возникновение полосы *B* этим механизмом.

Вместе с тем наблюдаемые явления объясняются с помощью представления о квазистационарных состояниях, возникающих в области обеднения II вследствие надбарьерного отражения [1]. Напомним, что, как было показано нами в [1], учет достаточно сильного отражения от гетерограницы электронов, движущихся над потенциальным барьером (в данном случае — в потенциальном профиле параболического вида, возникающем в области обеднения), приводит к существованию в этой области квазилокальных состояний с комплексной энергией  $\epsilon = E - i\Gamma/2$ , причем уширение уровня  $\Gamma/2$  может быть малым, если отражение от границы достаточно сильное. Если  $\Gamma/2 \ll E$ , то фотоэлектроны будут накапливаться в рассматриваемых квазистационарных состояниях. В этом случае смещение интерфейсной линии с ростом уровня накачки объясняется выталкиванием квазистационарного уровня из «квантовой ямы» вследствие сужения области обеднения, вызванного накоплением в ней фотоэлектронов.

Большая ширина полосы *B* ( $\sim 30$  мэВ) приводит к выводу, что существенный вклад в нее наряду с переходом локализованные фотоэлектроны—дырки,

локализованные в яме, вносят переходы с участием дырок, локализованных на акцепторах (переходы  $B_1, B_2$  на рис. 1).

Расчет параметров квазилокальных уровней, обусловленных надбарьерным отражением, в рамках квазиклассического приближения приведен в *Приложении*. Для случая параболического потенциала энергия определяется выражением

$$F(k) \equiv k - (1 - k^2) \ln \left[ \frac{1+k}{(1-k^2)^{1/2}} \right] = \left[ \frac{\hbar^2}{2m_e} 4 \frac{a}{eV_0} \pi^2 \left( n + \frac{3}{4} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где  $k = (E/eV_0)^{1/2}$ . Результаты расчетов скачков потенциала  $eV_0$ , а также энергий уровней электронов  $E$  для разных концентраций акцепторов  $N_A$  представлены в таблице. В той же таблице даны результаты расчета уровней энергии для треугольного потенциала (отметим, что в этом случае расчет был сделан без использования квазиклассического приближения непосредственно из уравнения Шредингера). При низких уровнях легирования положения уровней электронов, вычисленные в потенциале параболической формы и в приближении треугольного потенциала, совпадают.

Скачок потенциала  $eV_0$ , энергия нулевого уровня тяжелых дырок  $E_{0h}$ , энергия нулевого и первого уровней электронов в квазияме  $E_{0e}, E_{1e}$  и размер области обогащенного  $l_S$  и обедненного  $l_D$  слоев в зависимости от концентрации акцепторов  $N_A$ . Значения  $E_{0e}$ , приведенные в скобках, вычислены для треугольного потенциала

$N_A, 10^{16}$ см $^{-3}$	$eV_0$ , мэВ	$E_{0h}$ , мэВ	$E_{0e}$ , мэВ	$E_{1e}$ , мэВ	$l_S, \text{Å}$	$l_D, \text{Å}$
1	47.8	11.3	24.6 (26.7)	39.7	110.8	869
2	45.0	13.9	29.4 (33.1)	44.4	99.4	596
3	43.1	15.7	32.3 (37.3)	—	93.2	477
4	42.2	17.2	34.5 (40.8)	—	86.2	408
5	40.3	18.2	35.7 (43.3)	—	87.2	357
6	39.4	19.2	36.8 —	—	84.3	322
7	38.4	20.1	37.4 —	—	82.6	295
8	37.5	20.8	— —	—	81.7	272
9	37.5	21.7	— —	—	77.0	257
10	36.6	22.2	— —	—	77.0	240

Рассмотрим, как будет происходить смещение интерфейсной линии с ростом интенсивности накачки. Принимая в первом приближении то, что накопление фотоэлектронов в квазияме эквивалентно увеличению концентрации заряженных акцепторов в обедненном слое, из выражения (8) можно получить связь между положением электронного уровня (и соответственно положением линии люминесценции) и интенсивностью накачивающего излучения. В приближении треугольного потенциала, что справедливо при  $k = (E/eV_0)^{1/2} \ll 1$ , имеем  $E_0 \sim I_p^{1/2}$ . Так как положение уровня  $E_0$  изменяется с изменением накачки намного быстрее, чем глубина ямы  $eV_0$ , можно считать, что сдвиг интерфейсной линии должен следовать тому же закону. На рис. 3 приведено экспериментальное положение интерфейсной линии  $B$  в зависимости от  $I_p^{1/2}$ . Видно, что в координатах  $\hbar\omega_B (I_p^{1/2})$  зависимость линейная; это указывает на согласие эксперимента с предлагаемым теоретическим объяснением.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности объемных линий  $A, C$  и интерфейсной линии  $B$  от интенсивности накачки. Наблюдаемые зависимости мы связываем с изменением положения уровней в квазияме. Согласно нашим расчетам, при малых интенсивностях возбуждения в квазияме помещаются два уровня электронов (нулевой и первый). С ростом интенсивности накачки вначале из квазиямы выталкивается первый уровень. Его выход в сплошной спектр должен сопровождаться увеличением отражения от гетерограницы вследствие резонансного рассеяния и одновременным усилением захвата носителей в квазияму по резонансному механизму [7].

Мы полагаем, что именно с этим связан резкий рост интенсивности линий  $C$  и  $B$ , наблюдаемый одновременно с замедлением роста интенсивности линий  $A$  при  $I_p \approx 0.25$ . При дальнейшем увеличении интенсивности накачки резонансные рассеяние и захват исчезают. Второй резкий рост интенсивности линий  $A$  и  $C$  при  $I_p \approx 0.6$  связан, вероятно, с выходом в зону проводимости нулевого уровня.

5. Рассмотрим пространственное распределение фотоэлектронов в случае возбуждения со стороны области  $I$  (рис. 1) и связанное с этим соотношение интенсивностей объемных и интерфейсной линий.

Можно предположить, что основные параметры четверного раствора близки к соответствующим их значениям для арсенида индия. Мы примем для оценки именно эти значения: коэффициент поглощения на частоте возбуждения  $\alpha \sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , подвижность электронов  $\mu \sim 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (для вырожденных носителей с энергией Ферми  $E_F \sim 5 \text{ мэВ}$ ), что соответствует коэффициенту диффузии  $D \sim 60 \text{ см}^2/\text{с}$ . Характерное время жизни неравновесных электронов в  $p\text{-InAs}$  при гелиевых температурах  $\tau \leq 10^{-9} \text{ с}$ . Так как квантовый выход люминесценции в арсениде индия мал, можно предположить, что время излучательной рекомбинации в этом материале заметно больше данной величины. Естественно считать, что и в четверном растворе времена излучательной и безизлучательной рекомбинаций близки к их величинам для арсенида индия.

В условиях эксперимента между характерными длинами нашей задачи — диффузионной длиной  $L = (D\tau)^{1/2} \sim 2.5 \text{ мкм}$ , толщиной эпитаксиального слоя  $d = 2 \text{ мкм}$  и характерной толщиной обедненной области  $l$ , изменяющейся в пределах  $900\text{—}250 \text{ \AA}$  при изменении  $N_A^I$  от  $10^{16}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу), выполняется соотношение  $L \geq d \gg l$ . Существенная доля носителей выносятся из эпитаксиального слоя путем диффузии, так как характерное время жизни носителей в этом слое по отношению к выносу  $\tau_D = d^2/2D \sim 6 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ , что соизмеримо с временем безизлучательной рекомбинации.

Фотоэлектроны, дошедшие до границы обедненной области  $II$ , эффективно захватываются в квазилокальные состояния. Оценим время жизни носителей в квазиаме по отношению к прохождению через барьер отражения. В квазиклассическом приближении при любой форме потенциала это время равно

$$\tau = T/\mathcal{D}, \quad (9)$$

где  $T$  — классический период колебания электрона в связанном состоянии,  $\mathcal{D}$  — коэффициент прохождения частицы при надбарьерном отражении [вывод формулы (9) см. в *Приложении*]. Точные теоретические оценки  $\mathcal{D}$  во многих случаях затруднительны, поэтому к этой величине следует относиться как к физическому параметру, подлежащему определению из эксперимента.

Для параболического потенциала

$$T = (2m/a)^{1/2} \ln(1 + \sqrt{E/eV_0}). \quad (10)$$

В приближении простого квадратичного закона дисперсии, когда отражение от границы определяется лишь разницей в кинетических энергиях электронов по разные стороны границы,

$$\mathcal{D} = \frac{4\sqrt{E(E+\Delta)}}{(\sqrt{E} + \sqrt{E+\Delta})^2}, \quad (11)$$

где  $E$  — энергия электрона над барьером,  $\Delta$  — скачок потенциала при переходе через границу. В наших условиях естественно положить, что  $\Delta \approx \Delta E_c$ , а за  $E$  выбрать энергию электрона, отсчитываемую от дна квазиамы, но так как размер обогащенной области меньше де-бройлевской волны электрона в области  $III$ , в величину  $\Delta$  можно включить также и скачок потенциала  $eV_0$ . При наших параметрах  $E$  и  $\Delta$  коэффициент прохождения, рассчитанный таким образом, все еще не слишком мал по сравнению с единицей. Важно, однако, что полученные оценки коэффициента прохождения  $\mathcal{D}$  являются завышенными как из-за неучета кейновского характера закона дисперсии электронов в соединениях  $A^{III}B^V$ , так и вследствие неучета отражения, связанного с разнородностью

материала по обе стороны гетерограницы. Эти факторы могут привести к заметному возрастанию времени жизни фотоэлектронов в квазияме.

Трудно ожидать, однако, что коэффициент прохождения был бы меньше  $10^{-2}$ . Даже при столь малом  $\mathcal{D} \sim 10^{-2}$  время жизни электронов по отношению к уходу из квазиямы составляет  $10^{-11} - 10^{-10}$  с, тогда как относительно большая интенсивность линии  $B$  (в максимуме лишь в 10 раз меньше интенсивности объемной линии  $A$ , а интегральные интенсивности этих линий сопоставимы) указывает на большую силу осцилляторов для соответствующего перехода. По-видимому, это может быть вызвано связыванием электронов, захваченных в квазияму с дырками, локализованными в области границы или на акцепторах в области пространственного заряда.

Таким образом, речь идет о двумерном экситоне с пространственно разделенными электронами и дырками. В пользу этого предположения говорит также и то обстоятельство, что наблюдаемая интерфейсная линия сдвинута по сравнению с объемной линией  $C$  сильнее, чем это следует из расчетного значения энергии нулевого уровня  $E_0$ . Для выяснения окончательной природы интерфейсной линии требуются дальнейшие исследования.

6. Совокупность приведенных результатов свидетельствует о том, что в настоящей работе впервые наблюдалась локализация электронов в квазистационарных состояниях, обусловленных надбарьерным отражением от гетерограницы.

Данная ситуация аналогична оптическому интерферометру Фабри—Перо с добротностью  $Q \sim \Gamma/E$ , причем добротность определяет накопление частиц в квазияме, т. е. среднее число актов отражения электрона перед его прохождением через границу. Можно ожидать, что соответствующие квазилокальные состояния проявятся как в одиночных гетероструктурах, так и в многослойных полупроводниковых лазерных структурах со сбором носителей тока.

Авторы благодарны Б. П. Захарчене, В. И. Перелю и А. А. Рогачеву за поддержку настоящей работы и обсуждение результатов.

## Приложение

Вычислим время жизни электрона в квазистационарном состоянии, определяемом профилем потенциала  $V(x)$  при  $x < 0$ , при наличии отражения на границе  $x=0$  (рис. 5) в рамках квазиклассического приближения. Будем характеризовать вероятность прохождения через границу коэффициентом  $\mathcal{D} = 1 - R$ , где  $R$  — коэффициент отражения.

Считая отражение от границы достаточно сильным, можно найти положение квазистационарных уровней в яме, используя обычное условие квантования

$$2 \int_{a_n}^0 p(x) dx = 2\pi(n + \gamma), \quad n = 0, 1, 2 \dots, \quad (\text{П. 1})$$

где  $p(x) = \sqrt{2m(E - V(x))}/\hbar$  — классический импульс частицы,  $a_n$  — точка поворота, определяемая из условия  $E = V(a_n)$ ,  $\gamma$  — численный фактор, равный  $3/4$  для ямы с одной вертикальной стенкой и другой, имеющей конечную первую производную в точке  $x = a_n$  [8].

Как известно, в случае простых потенциалов использование условия квантования в форме (П. 1) позволяет получить точное значение энергии даже для самого нижнего уровня.

Интегрирование в (П. 1) для параболического потенциала приводит к уравнению (8) основного текста.

Для определения времени жизни в квазистационарном состоянии найдем поток частиц  $J$  на бесконечности в случае, когда один электрон находится на квазиуровне (коэффициент прохождения считается малым), что обеспечивает малость потока.

Поток  $J$  и время жизни в квазистационарном состоянии связаны соотношением

$$\tau = 1/J. \quad (\text{П. 2})$$

Имеем

$$J = -\frac{i\hbar}{2m} \int d^2r \left[ \Psi^*(x, r) \frac{\partial \Psi(x, r)}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^*(x, r)}{\partial x} \Psi(x, r) \right] \Big|_{x=-\infty}, \quad (\text{П. 3})$$

где интегрирование по  $r$  ведется в плоскости, перпендикулярной оси  $x$ .

Волновая функция  $\Psi(x, r)$  определена соотношениями

$$\Psi(x, r) = A e^{ik_1 x} \varphi(r), \quad x > 0, \quad (\text{П. 4})$$

$$\Psi(x, r) = 2 \sqrt{\frac{\hbar k_2}{p(x)}} \cos\left(\frac{1}{\hbar} \int_a^0 p(x') dx' + \varphi_0\right) \varphi(r), \quad x < 0. \quad (\text{П. 5})$$

Выбор множителя в (П. 5) соответствует условию, что падающая электронная волна при  $x=0$  отражается приблизительно со 100%-й вероятностью ( $R \approx 1$ ).

Из условия непрерывности потока на границе имеем

$$k_1 |A|^2 = k_2 \mathcal{D}. \quad (\text{П. 6})$$

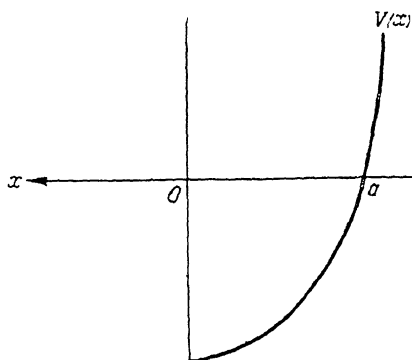


Рис. 5.

Отсюда для потока  $J$  получаем

$$J = \frac{\hbar k_1}{m} |A|^2 \int |\varphi(r)|^2 d^2r = \frac{\hbar k_2}{m} \mathcal{D} \int |\varphi(r)|^2 d^2r. \quad (\text{П. 7})$$

Условие нормировки дает

$$\int d^2r |\varphi(r)|^2 4\hbar k_2 I = 1, \quad (\text{П. 8})$$

где

$$I = \int_a^0 dx \frac{\cos^2\left(\frac{1}{\hbar} \int_a^0 p(x') dx' + \varphi_0\right)}{p(x)}. \quad (\text{П. 9})$$

При вычислении  $I$  можно приближенно заменить

$$\cos^2\left(\frac{1}{\hbar} \int_a^0 p(x') dx' + \varphi_0\right)$$

на его среднее значение  $1/2$ , что дает

$$I = T/4m, \quad (\text{П. 10})$$

где

$$T = 2 \int_a^0 \frac{dx}{v(x)}$$



— классический период обращения электрона по орбите. Окончательно имеем

$$J = \mathcal{D}/T, \quad (11.11)$$

откуда для времени жизни получаем формулу (9) основного текста.

#### Список литературы

- [1] Ясневич И. Н., Бреслер М. С., Гусев О. Б., Яковлев Ю. П. // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. В. 11. С. 1200—1203.
- [2] Electronic structure of semiconductor heterojunctions / Ed. by G. Margaritondo. Dordrecht, 1988. 336 p.
- [3] Mooradian A., Fan H. Y. // Radiative recombination in semiconductors. Paris, 1965. P. 39—46.
- [4] Yuan Y. R., Mohammed K., Pudensi M. A. A., Merz J. L. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 7. P. 739—744.
- [5] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. П. Чанга, К. Плоога. М., 1989. 582 с.
- [6] Сурис Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2008—2013.
- [7] Козырев С. В., Шик А. Я. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1667—1672.
- [8] Мигдал А. Б. Качественные методы в квантовой теории М., 1975. 336 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 11.10.1990  
Принята к печати 17.10.1990