

## ПЕРЕНОРМИРОВКА ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС НОСИТЕЛЕЙ В НЕЙТРАЛЬНОЙ КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ В InGaAs/InP КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Л.В. Бутов, В.Д. Кулаковский, А. Форхел<sup>1)</sup>,  
Д. Грютцмахер<sup>2)</sup>

С помощью магнитолуминесценции исследовано влияние многочастичных взаимодействий в квазидвумерной электронно-дырочной плазме в квантовых ямах на энергетический спектр носителей. Обнаружено сильное (> 30%) изменение эффективной массы носителей вблизи края зоны.

1. Квантовые ямы (КЯ) в полупроводниковых гетероструктурах представляют широкие возможности для реализации квазидвумерных (2D) электронных систем и изучения их свойств. Многочастичные взаимодействия в электронно-дырочной ( $e-h$ ) системе в КЯ так же, как и в 3D-плазме, ведут к перенормировке и ширины запрещенной зоны,  $E_g$ , и энергетической дисперсии носителей  $\epsilon_{e,h}^0(K)^{-1-6}$ . В теории многих тел эти изменения описываются собственно-энергетической частью  $\Sigma$ , зависящей от квазиимпульса  $K$  и энергии  $\epsilon$  квазичастиц. В условиях, когда затухание одночастичных состояний ( $\text{Im} \Sigma$ ) невелико по сравнению с энергией Ферми  $\epsilon_F$ <sup>7</sup>.

$$\epsilon_i(K) = \epsilon_i^0(K) + \text{Re} \Sigma(K, \epsilon_i).$$

В объемной  $e-h$ -плазме дисперсия  $\text{Re} \Sigma(K)$  невелика, и для описания носителей при  $\epsilon < \epsilon_F$  можно использовать приближение жесткого сдвига зон,  $\text{Re} \Sigma = \text{const}$ . Основной причиной слабой дисперсии  $\text{Re} \Sigma$  в 3D-плазме является короткодействующий характер взаимодействия частиц вследствие сильного экранирования кулоновского потенциала<sup>7</sup>. Из-за существенного изменения экранирования в 2D-случае следует ожидать усиления дисперсии  $\text{Re} \Sigma(K)$ .

2. Для исследования влияния межчастичных взаимодействий в 2D-плазме были выбраны InGaAs КЯ с толщиной  $L = 8$  нм при борновском радиусе экситонов  $a_B(3D) \sim 20$  нм. Нелегированные  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  гетероструктуры с одиночными КЯ были выращены методом МOCVD<sup>8</sup>. Неравновесные носители возбуждались  $\text{Ag}^+$ -лазером (5145 Å). Излучение из образца анализировалось решеточным (600 штр/мм) монохроматором и регистрировалось охлаждаемым Ge-детектором. Образцы располагались в сверхтекучем гелии в криостате со сверхпроводящим соленоидом ( $H < 8,7$  Т).

В ряде работ (см., например<sup>4)</sup>) сообщалось о наличии в спектрах излучения плотной  $e-h$ -плазмы в КЯ хорошо выраженного пика в области излучения экситона. Это наблюдение привело к постановке вопроса о сосуществовании в КЯ плотной  $e-h$ -плазмы и экситонов. Поэтому особое внимание было уделено однородности  $e-h$ -плазмы. Плазма, локально возбужденная в КЯ без дополнительных мер по ограничению ее распространения в плоскости КЯ, сильно неоднородна. В отличие от прежних работ, мы ограничили распространение  $e-h$ -плазмы с помощью мез размером  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup> (диаметр возбуждающего лазерного луча – 50 мкм). Благодаря этому оказалось возможным использовать для возбуждения больших плотностей плазмы,  $n_{eh} \sim 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, непрерывный лазер с мощностью до 1 Вт. Таким образом была обеспечена однородность  $n_{eh}$  и во времени. Для приготовления мез были использованы оптическая литография и сухое травление<sup>8</sup>.

<sup>1)</sup> Физический институт Штуттгартского университета, Штуттгарт, ФРГ.

<sup>2)</sup> Технический университет, Аахен, ФРГ.

Спектры излучения однородной  $e-h$ -плазмы (рис. 1) оказались качественно отличными от спектров  $e-h$ -системы, приведенных в <sup>4</sup>. Они имеют форму, отражающую плотность состояний квазидвумерных носителей и, как ожидалось, не содержат дополнительных особенностей в экситонной области спектра.

3. Наиболее надежную информацию об изменении закона дисперсии носителей дают магнитооптические измерения. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости КЯ, ведет к локали-

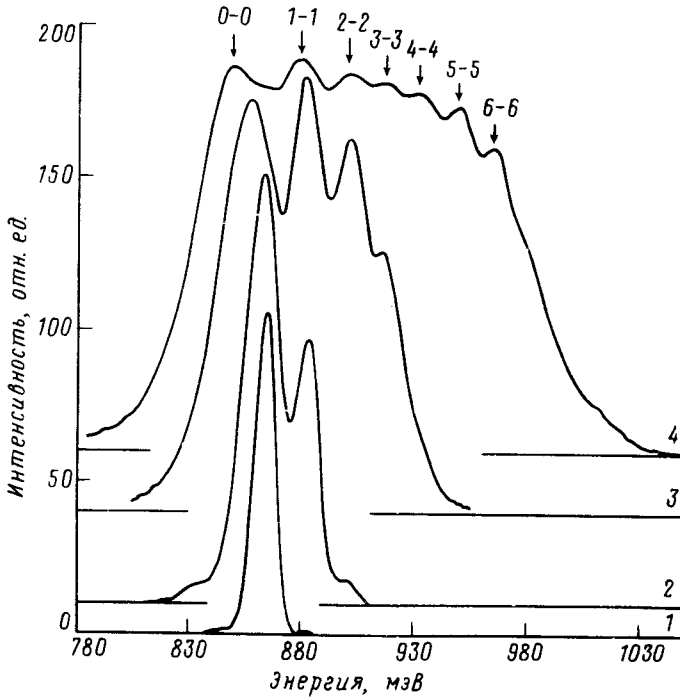


Рис. 1. Спектры излучения  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ ( $L = 8$  нм), записанные при  $T = 2$  К,  $H = 8,62$  Т и различных плотностях возбуждения,  $W = 0,08$  (1),  $0,3$  (2),  $1$  (3) и  $4$  (4) кВт/см<sup>2</sup>

зации движения и, следовательно, к дискретному спектру электронов и дырок. Изменения в законе дисперсии фиксируются по изменению энергетических зазоров между уровнями Ландау. К сожалению, локализация движения электронов и дырок одновременно ведет к существенному усилению экситонных эффектов и сокращению области применимости плазменного приближения <sup>5, 6</sup>.

Изменение спектров излучения  $e-h$ -системы в КЯ ( $L = 8$  нм) с увеличением плотности возбуждения, записанных при 2 К в поле  $H = 8,62$  Т показано на рис. 1. В спектрах доминируют разрешенные ( $j_e = j_h$ ) переходы между электронными ( $j_e$ ) и дырочными ( $j_h$ ) уровнями Ландау. С увеличением  $n_{eh}$  происходит ряд изменений. В спектре появляются новые линии, обусловленные заполнением более высоких уровней Ландау. Линии излучения сильно уширяются из-за увеличения затухания одночастичных состояний. Далее, перенормировка  $E_g$  приводит к сдвигу всех линий в сторону меньших энергий. И наконец, наблюдается изменение энергетических зазоров  $\Delta_{ij}$  между линиями  $i_e - i_h$  и  $j_e - j_h$ . Изменения  $\Delta_{ij}$  характеризуют изменение приведенной эффективной массы электронов ( $m_e$ ) и дырок ( $m_h$ ),  $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ .

Зависимость спектрального положения линий  $i_e - i_h$ ,  $h\omega_i$  от  $n_{eh}$  показана на рис. 2. Величины  $n_{eh}$  были определены непосредственно из спектров излучения по заполнению уровней Ландау (число состояний на уровне Ландау определяется величиной  $H$  и не зависит от плотности плазмы). На рис. 2 обращает на себя внимание отсутствие изменения энергии перехода между верхними, частично заполненными уровнями Ландау практически до полного их заполнения. Такое поведение является следствием экситонных эффектов. Влияние экситонных эффектов быстро уменьшается по мере удаления от уровня Ферми <sup>6</sup>. Поэтому для определения параметров  $e-h$ -плазмы следует использовать такие магнитные поля и плотности плазмы, когда имеется не менее трех занятых уровней Ландау.

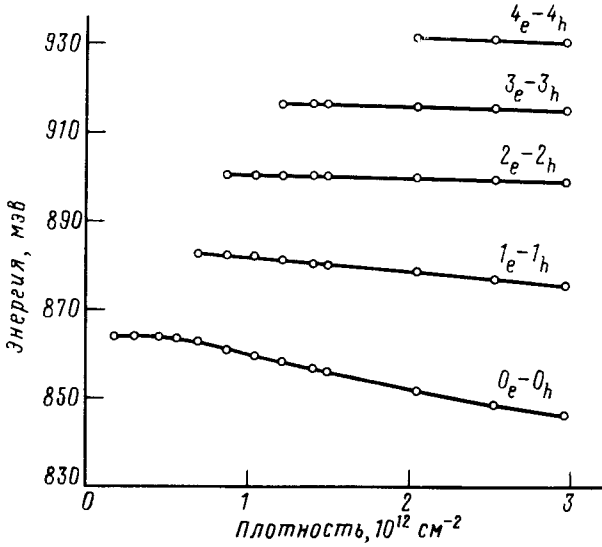


Рис. 2. Изменение энергий переходов Ландау для  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ ( $L = 8 \text{ нм}$ ) при  $H = 8,62 \text{ Т}$  с увеличением плотности  $e-h$ -системы

4. На рис. 3. приведены зависимости энергетических зазоров между переходами Ландау от плотности плазмы в поле 8.62 Т. Величины  $\Delta_{ij}$  и, следовательно, эффективная масса  $\mu \sim \Delta_{i,i-1}^{-1}$  сильно изменяются с увеличением  $n_{eh}$ . Из рис. 3, в частности, следует, что вблизи дна зоны величина  $\mu$  уменьшается на 30% при увеличении  $n_{eh}$  от 0 до  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Напомним, что модель жесткого сдвига зон предполагает отсутствие зависимости эффективной массы от энергии носителей и, как следствие, отсутствие зависимости величины  $\Delta_{i,i-1}$  от плотности  $e-h$ -плазмы. Поэтому наблюдаемое изменение величин  $\Delta_{ij}$  с ростом  $n_{eh}$  свидетельствует о том, что модель жесткого сдвига зон является достаточно грубой для квазидвумерной  $e-h$ -плазмы.

Из рис. 3 видно, что с ростом номера уровня Ландау зависимость  $\Delta_{ij}$  от  $n_{eh}$  ослабляется. Это означает, что влияние межчастичных взаимодействий в  $e-h$ -плазме на эффективную массу уменьшается с ростом энергии носителей. Из анализа спектров мы нашли, что при увеличении  $n_{eh}$  область энергий, в которой происходит изменение  $\mu$ , увеличивается. При  $n_{eh} \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  изменение  $\mu$  существенно в области энергий  $\epsilon = E - E_g < 50 \text{ мэВ}$ . При больших  $\epsilon$  изменение  $\mu$  не превышает 5%. В результате такого влияния межчастичных взаимодействий величина  $\mu$  вблизи дна зоны в плотной  $e-h$ -плазме оказывается сильно зависящей от энергии носителей. Наличие сильной зависимости  $\mu$  от  $\epsilon$  проявляется, в частности, в том, что при больших  $n_{eh}$  зависимости энергий переходов Ландау от магнитного поля для переходов  $0_e - 0_h$  и  $1_e - 1_h$  оказываются нелинейными.

5. Таким образом, полученные результаты показывают, что приведенная эффективная масса носителей в нейтральной  $e-h$ -плазме в  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  КЯ испытывает резкое уменьшение вблизи дна зоны. Это поведение контрастирует с поведением  $\mu(\epsilon)$  в  $e-h$ -плазме в напряженных  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  КЯ с селективным легированием ( $n_e > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ), где  $\mu$  плавно изменяется с энергией и величина изменения  $\mu$  существенно меньше. Резкое изменение  $\mu(\epsilon)$  вблизи дна зоны может быть специфичным для нейтральной  $e-h$ -плазмы. Следует, однако, отметить, что ненапряженные КЯ в  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  структурах в отличие от напряженных КЯ в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  характеризуются малым расщеплением  $\Delta_h$  подзон легких и тяжелых

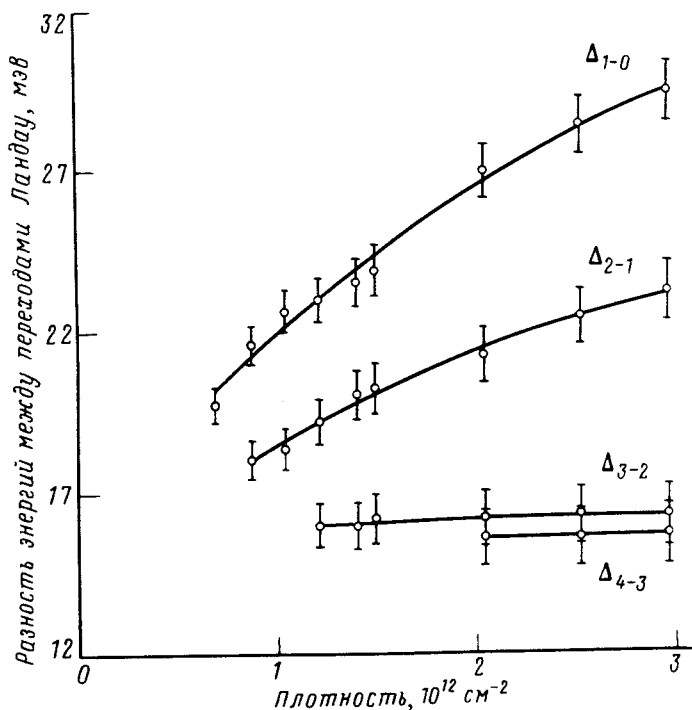


Рис. 3. Зависимости энергетических зазоров между переходами Ландау в 8 нм КЯ от плотности  $e-h$ -плазмы,  $H = 8,62 \text{ Т}$

дырок. В этих условиях перенормировка (увеличение)  $\Delta_h$  в плотной  $e-h$ -плазме также может вызвать резкое изменение  $\mu(\epsilon)$ . Отметим, однако, что для объяснения наблюдаемой зависимости  $\mu(\epsilon)$  только перенормировкой величины расщепления подзон легких и тяжелых дырок увеличение  $\Delta_h$  должно быть аномально большим. Для выяснения влияния перенормировки  $\Delta_h$  на величину эффективной массы дырок в  $e-h$ -плазме следует исследовать поведение  $\mu(\epsilon)$  в нелегированных напряженных  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  КЯ с большим исходным расщеплением подзон легких и тяжелых дырок.

В заключение выражаем благодарность за полезные дискуссии И.В.Кукушкину, Е.Лаху и В.Б.Тимофееву.

#### Литература

1. *Trankle G., Lach E., Forchel A. et al.* Phys. Rev. B, 1987, 36, 6712.
2. *Буты Л.В., Кулаковский В.Д., Андерссон Т. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 256.
3. *Klingshirn C., Weber C., Steubel R. et al.* Superlattices and Microstructures, 1989, 5, 555.
4. *Potemski M., Maan Y.C., Ploog K., Weimann G.* Proc. of 8th Inter. Conf. EP3DS8, Grenoble. 1989, p. 265.

5. *Yalabert R., Das Sarma S.* Phys. Rev. B, 1989, 40, 9723.
6. *Bauer G.E.W.* Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 60.
7. *Rice T.M.* Solid State Phys., 1977, 32, 1.
8. *Kulakovskii V.D., Lach E., Forchel A. et al.* Phys. Rev. B, 1989, 40, 8087.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 июня 1990 г.

---