

ПЕРЕНОРМИРОВКА ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ НОСИТЕЛЕЙ В ПЛОТНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЕ В InGaAs КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Л.В.Бутов, В.Д.Кулаковский, Т.Г.Андерссон¹⁾, З.Г.Чен¹⁾

Исследовано излучение квазидвумерной электронно-дырочной системы в InGaAs квантовой яме при низких температурах и высоких плотностях возбуждения. Определены величины перенормировок ширины запрещенной зоны и приведенной массы электронов и дырок вследствие многочастичных эффектов.

1. Межчастичные взаимодействия в плотной электронно-дырочной ($e-h$)-системе в полупроводниках приводят к перенормировке ширины запрещенной зоны и закона дисперсии электронов и дырок. В рамках теории многих тел это изменение описывается собственно энергетической частью Σ , зависящей от квазимпульса k и энергии ϵ , квазичастиц: $\epsilon_{e,h}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{e,h}} + \text{Re} \Sigma_{e,h}(k, \epsilon)$. В трехмерных системах величина $\Sigma(k, \epsilon)$ слабо зависит от k , ϵ

и даже от сорта заряженных частиц, что связано с короткодействующим характером экранированного взаимодействия¹. Поэтому электронные и дырочные зоны в сильно возбужденных полупроводниках претерпевают в основном жесткий сдвиг¹. Вопрос о поведении $\Sigma(k, \epsilon)$ в квазидвумерных системах, где экранирование кулоновского потенциала сильно ослабляется, остается пока открытым.

В настоящей работе исследована $e-h$ -плазма в InGaAs квантовой яме в области плотностей $r_s = (\pi n a_0^2)^{-1/2} \sim 1 \div 0,25$ (n — плотность $e-h$ -пар, a_0 — боровский радиус экситона) и найдено, что в этой области плотностей максимальное изменение эффективной массы составляет около 10%.

2. Исследованная структура n -AlGaAs — InGaAs — GaAs относится к классу так называемых напряженных гетероструктур, поскольку из-за разницы в величинах постоянных решетки InGaAs и GaAs(AlGaAs) (1,5%), слой InGaAs оказывается сильно сжатым. Преимуществом таких структур является простое строение валентной зоны: напряжение приводит к расщеплению четырехкратно вырожденной валентной зоны InGaAs на две подзоны со спинами $j = \pm 3/2$ (основная) и $j = \pm 1/2$ (отщепленная), причем отщепленная валентная подзона в структурах ненапряженный GaAs — напряженный InGaAs оказывается ниже валентной зоны GaAs в Γ -точке².

Возбуждение неравновесных $e-h$ -пар в квантовой яме (КЯ) осуществлялось, либо непрерывным Ag^+ -лазером ($\lambda = 5145 \text{ \AA}$), либо импульсным лазером на парах меди ($\lambda = 5105 \text{ \AA}$), длительность импульса которого (~ 10 нс) была достаточна для обеспечения квазистационарного режима. Спектральным прибором служил двойной монохроматор с дисперсией 10 \AA/мм , регистрация излучения осуществлялась ФЭУ с катодом $S = 1$. Импульсные измерения производились с помощью бокскаринтегратора с шириной строба 5 нс. Образцы помещались в криостате со сверхпроводящим соленоидом непосредственно в сверхтекучем гелии. Размер пятна возбуждения выбирался равным размеру образцов ($\leq 0,5$ мм), что обеспечивало достаточную однородность системы в КЯ по всей площади образца.

Модулированное легирование AlGaAs донорами кремния обеспечивало исходную концентрацию $2D$ -электронов в InGaAs КЯ $n_{2D}^e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Эта концентрация практически не изменялась при плотностях возбуждения $W < 10 \text{ Вт/см}^2$. Максимальная плотность $e-h$ -системы в КЯ, $n_{\text{макс}}$, определяется глубиной и шириной ямы. В исследованной структуре $n_{\text{макс}} = 5,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($r_s \sim 0,25$).

¹⁾ Университет имени Чалмерса, г. Гетеборг, Швеция.

3. Благодаря относительно большой исходной концентрации электронов в КЯ при всех плотностях возбуждения $W > 10^{-2}$ Вт/см² в спектре доминировало излучение, обусловленное межзонной рекомбинацией электронов и дырок. При малых W ширина линии излучения определяется фермиевской энергией электронов (рис. 1).

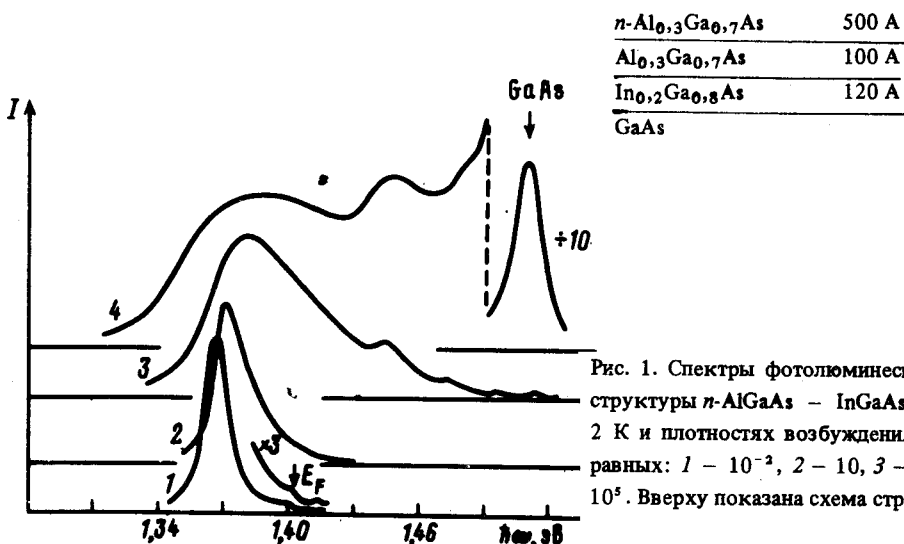


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры $n\text{-AlGaAs} - \text{InGaAs} - \text{GaAs}$ при 2 К и плотностях возбуждения W (Вт/см²), равных: 1 - 10^{-2} , 2 - 10, 3 - $5 \cdot 10^3$ и 4 - 10^5 . Вверху показана схема структуры

При увеличении W от 10^{-2} до 10 Вт/см² наблюдается небольшой (~ 4 мэВ) сдвиг линии в сторону больших энергий. Такой сдвиг наблюдался в ³ и объяснялся уменьшением $\Sigma(k, \epsilon)$ вследствие предполагаемого уменьшения концентрации равновесных $2D$ -электронов, n_{2D}^e , в КЯ из-за рекомбинации с неравновесными дырками. Однако наши измерения показали, что величина n_{2D}^e в этой области W остается неизменной. Сдвиг линий связан с тем, что при очень малых $W < 10^{-1}$ Вт/см² и $T \sim 1,8$ К основная часть неравновесных дырок попадает в хвосты плотности состояний.

4. Проявление эффектов межчастичных взаимодействий становится существенным лишь при $W > 10^3$ Вт/см², когда концентрация неравновесных пар становится сравнимой с n_{2D}^e (рис. 1). В этой области плотностей с увеличением W линия излучения уширяется из-за возрастания фермиевских энергий электронов и дырок и сдвигается в сторону меньших энергий из-за перенормировки ширины запрещенной зоны. При больших плотностях возбуждения спектр излучения приобретает ступенчатую форму, ожидающуюся для разрешенного межзонного механизма рекомбинации электронов и дырок в $2D$ -системе, характеризующейся независимыми от энергии плотностями состояний в электронной и дырочной зонах. Расстояние между ступеньками соответствует энергетическому зазору между размерно-квантованными подуровнями в КЯ. Из рис. 1 видно, что размытие ступенек, связанное, главным образом, с большим затуханием одночастичных состояний вдали от уровня Ферми, достаточно велико и точность определения величины ΔE_g невелика. Поэтому мы обратились к измерениям в поперечном магнитном поле (рис. 2).

При больших плотностях возбуждения, либо при высоких температурах, когда электроны и дырки распределены по нескольким уровням Ландау, в спектре излучения КЯ доминирует излучение, обусловленное разрешенными переходами между электронными и дырочными уровнями с одинаковыми номерами как размерного квантования, так и квантования в магнитном поле. Рис. 2 иллюстрирует, как с увеличением плотности возбуждения происходит заполнение электронных и дырочных уровней Ландау, уширение и сдвиг этих уровней в сторону меньших энергий из-за эффектов межчастичного взаимодействия электронов и дырок в КЯ.

Из сравнения спектров излучения при малой и большой накачке следует, что уширение уровней Ландау при больших плотностях $e-h$ -пар в КЯ связано не с несовершенством КЯ, а с затуханием одночастичных состояний, $\Gamma_{e,h}$. Величина $\Gamma_{e,h}$ растет по мере удаления от уровня Ферми и при $\epsilon_F = \epsilon_{F_e} + \epsilon_{F_h} = 150$ мэВ на дне зоны она составляет ~ 15 мэВ или $\sim 0,1\epsilon_F$.

Изменение $\text{Re } \Sigma$ ($\Sigma = \Sigma_e + \Sigma_h$) можно восстановить по смещению (при увеличении n_{e-h}) линий излучения, относящихся к переходам между разными уровнями Ландау. Величина перенормировки ширины запрещенной зоны определяется по сдвигу линии $0-0$ (переход между нулевыми уровнями Ландау). Из рис. 2 видно, что $\Sigma(0)$ монотонно возрастает с увеличением n_{e-h} , причем величина изменения $\Sigma(0)$ при возрастании концентрации свободных носителей в КЯ от равновесной $n_{2D}^e \sim 10^{12}$ см $^{-2}$ до $5,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ составляет 20 мэВ.

Из рис. 2 видно, что величины смещения линий, относящихся к переходам между разными уровнями Ландау, при увеличении плотности возбуждения различны. В то же время при любых фиксированных W в области полей $H \leq 8,3$ Т наблюдается линейное увеличение энергетических зазоров между уровнями Ландау (рис. 3). Изменение этих зазоров при фиксированном H с увеличением n_{e-h} указывает на изменение эффективных масс носителей вследствие межчастичных взаимодействий, т.е. на зависимость Σ от k . Циклотронные частоты изменяются немонотонно: при $W \leq 2 \cdot 10^3$ Вт/см 2 наблюдается их уменьшение (т.е. увеличение приведенной эффективной массы электронов и дырок $\mu = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}$), а при больших W — циклотронные частоты возрастают (μ уменьшается). Такое поведение μ качественно согласуется с ожидаемым, поскольку утяжеление μ связано с эффектами межчастичного взаимодействия, которое при больших плотностях ($r_s \ll 1$) сильно ослабевает из-за экранировки кулоновского потенциала.

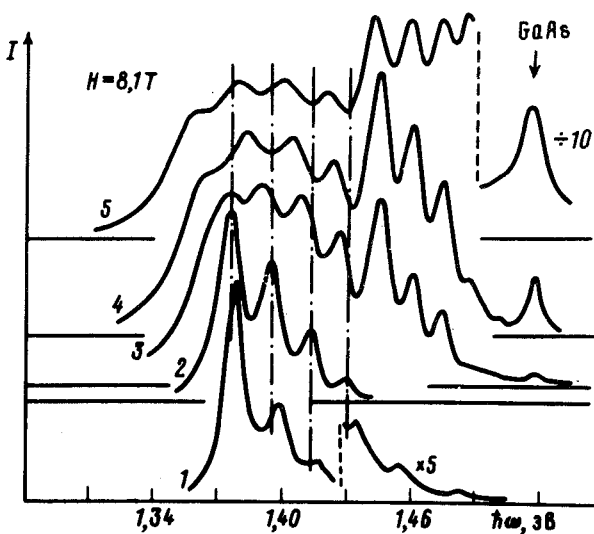


Рис. 2

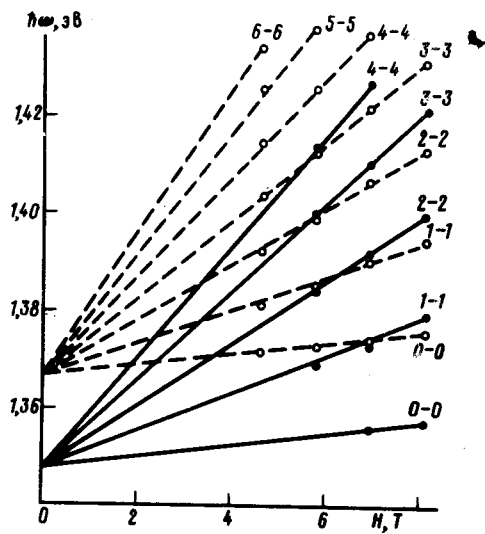


Рис. 3

Рис. 2. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры $n\text{-AlGaAs} - \text{InGaAs} - \text{GaAs}$ в поперечном магнитном поле $H = 8,1$ Т. Кривые — 5 записаны при импульсном возбуждении $2 \cdot 10^3, 10^4, 3 \cdot 10^4$ и 10^5 Вт/см 2 , соответственно, при температуре бани 2 К. Спектр 1 получен при стационарном возбуждении (10 Вт/см 2) при 120 К и смещен в сторону больших энергий на величину температурного уменьшения ширины запрещенной зоны

Рис. 3. Расщепление линии фотолюминесценции $e-h$ -системы в InGaAs КЯ в магнитном поле при разных плотностях возбуждения — 10^5 Вт/см 2 ($n_{e-h} \sim 5,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ — точки) и $2 \cdot 10^3$ Вт/см 2 ($n_{e-h} \sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ — кружки)

Величины μ для всех n_{e-h} оказались больше величины приведенной эффективной массы для пустой КЯ $\mu_0 = 0,040m_0$, рассчитанной по известным параметрам зон в GaAs и InAs с учетом деформации $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ в КЯ. Исходное, максимальное и минимальное значения μ , отвечающие равновесной плотности электронов $n_{2D}^e \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_{e-h} \ll n_{2D}^e$, $n_{e-h} \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, соответственно равны $0,047m_0$, $0,050m_0$ и $0,045m_0$ ($\pm 0,001m_0$). Значение μ для плотной $e-h$ -системы в КЯ, как и ожидалось, близко к величине μ_0 в пустой КЯ. Изменение μ для $e-h$ -системы в исследованной 120 Å КЯ также, как и для трехмерных $e-h$ -систем в Ge^{1,4} лежат в пределах 15%.

В заключение выражаем благодарность за полезные дискуссии И.В.Кукушкину, С.В.Мешкову, В.Б.Тимофееву и В.Е.Бисти.

Литература

1. Rice T.M. Sol. St. Phys., 1977, 32, 1.
2. Andersson T.G., Chen Z.G., Kulakovskii V.D. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 4032.
3. Delalande C., Orgonasi J., Meynadier M.H. et al. Sol. St. Comm., 1986, 59, 613.
4. Hensel J.G., Phillips T.G., Thomas G.A. Sol. St. Phys., 1977, 32, 87.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1988 г.