

УДК 021.315.592

© 1990

ШИРИНА ЛИНИЙ ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$

С. И. Кожановский, Ю. М. Макушенко, Р. П. Сейсян, А. Л. Эфрос

Исследованы спектры края поглощения полупроводникового твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$. В напряженных и свободных от напряжений образцах получены зависимости сил осцилляторов и ширин экситонных линий от величины магнитного поля. Проведено сравнение этих зависимостей с теорией уширения экситонных линий в полупроводниковых твердых растворах. Показано, что зависимость ширины экситонной линии в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$ от магнитного поля хорошо описывается в рамках модели «донороподобного экситона».

1. Находящийся широкое применение в оптоэлектронике и привлекательный для микроэлектронных приложений полупроводниковый твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ принадлежит к неупорядоченным квазибинарным кристаллическим системам со случайным расположением атомов индия и галлия в катионной подрешетке. Возникающий вследствие этого хаотический потенциальный рельеф способен существенно воздействовать на оптические явления вблизи края поглощения ϵ_g . Эффекты неупорядоченности состава максимальны как раз при составах $x \approx 0.5$, представляющих наибольший практический интерес из-за полного совпадения в окрестностях этой точки параметров решетки $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ и InP и соответственно из-за легко реализуемой возможности гетероэпитаксиального роста на подложках монокристаллического InP .

Спектроскопические проявления экситонных состояний, локализованных на флуктуациях потенциала, широко изучались в квазибинарных твердых растворах $A^{II}B^{VI}$: $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}(\text{Te})$, $\text{Zn}(\text{Cd})\text{S}_x\text{Se}_{1-x}$ [1]. Что же касается твердых растворов типа $A^{III}B^V$, то здесь экситонные состояния сравнительно мелки и достаточно доказательные свидетельства влияния на них флуктуаций потенциала практически не наблюдались. Этим, по-видимому, и объясняется отсутствие попыток их обнаружения в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$, несмотря на благоприятные $x \approx 0.5$ и большую разницу в ϵ_g для InAs и GaAs , составляющих твердый раствор. Полосы низкотемпературной краевой люминесценции (НКЛ) здесь считаются принадлежащими экситон-примесным комплексам (ЭПК) [2-4], а поглощения — свободному экситону [5].

Следует отметить, однако, что задача однозначного отделения явлений, связанных с экситонами, локализованными на флуктуациях потенциала, от явлений, связанных с ЭПК при узком диапазоне доступных по x составов, довольно сложна. Например, в [1] она решалась исследованием слабой зависимости положения максимума НКЛ от уровня накачки. Анализ нашего случая осложнен еще и влиянием напряжений, неизбежно возникающих на контакте с подложкой InP из-за небольших колебаний состава по x , а также температурных деформаций и дефектов роста. Эти вопросы с участием авторов настоящей работы подробно исследованы в [6].

2. Настоящее исследование выполнено на тех же образцах, что использовались в [6], откуда и возможно получение необходимых дополнительных сведений о величинах напряжений ε_g , точном составе по x , расщеплениях v -зоны и т. п. Отметим, что слои изготовлены методом жидкофазной эпитаксии с обогащением при выращивании жидкой фазы различными РЗЭ; их качество находится на уровне лучших данных, опубликованных по этому материалу. Люминесценция возбуждалась гелий-

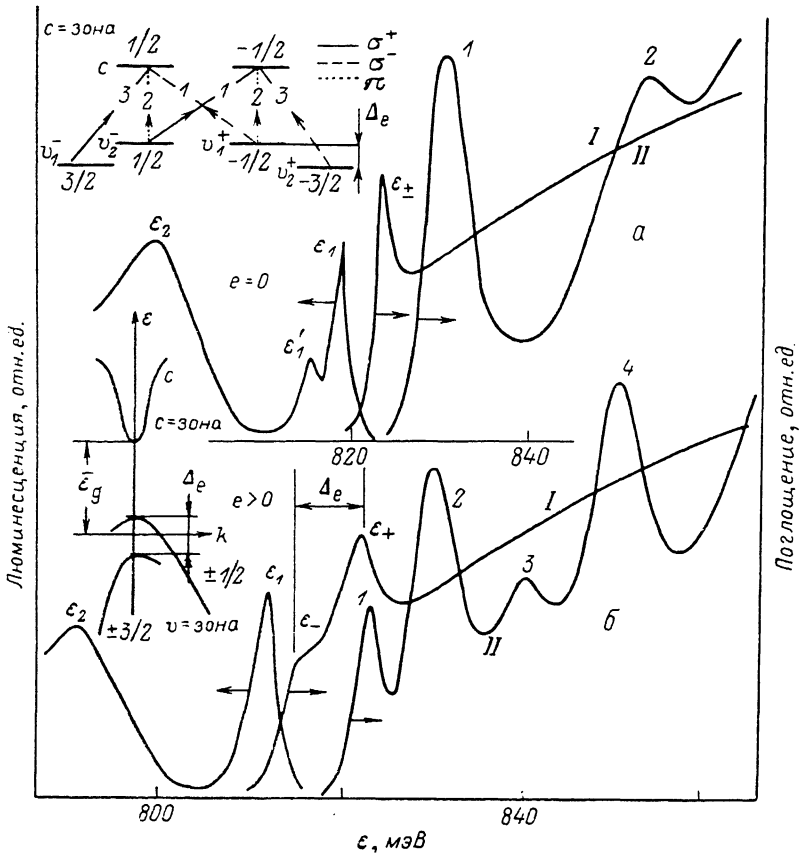


Рис. 1. Общий вид спектров края поглощения и фотолюминесценции свободных (а) и напряженных (б) (находящихся на подложке из InP) слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, без магнитного поля $H=0$ (I) и в магнитном поле $H=75$ кЭ (II) при 2 К.

Спектр в магнитном поле приводится для σ^+ -поляризации, когда максимумы поглощения образуются диамагнитными акситонами. а: 1 — a^- (1) a^c (0) и b^- (1) b^c (0), не разрешаются; б: 1 — b^- (1) b^c (0), 2 — a^- (1) a^c (0). На вставках: внизу — схема уровней деформированного образца ($\nu > 0$) с деформационным расщеплением v -зоны Δ_e ; вверху — схема поляризованных (σ^+ , σ^- , π) переходов в сильном магнитном поле с вероятностями переходов: дробные числа — магнитные квантовые числа уровней.

неоновым ($\lambda=1.16$ мкм), а также аргоновым ($\lambda=501.6$ мкм) и твердотельным АИГ— Nd^{3+} ($\lambda=1.06$ мкм) лазерами. Сигнал НКЛ или пропускания регистрировался германиевым фотодетектором на выходе дифракционного монохроматора типа МДР-2. Для облегчения правильной интерпретации наблюдаемых явлений мы воспользовались магнитным полем напряженностью до 75 кЭ, создаваемым сверхпроводящим соленоидом. Для исследования образцы помещались в криостате непосредственно в среду жидкого гелия без жесткого закрепления, что принципиально для тонких образцов, снятых с подложки.

3. Общий вид спектров НКЛ и поглощения для слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ — напряженных, находящихся на подложке InP, и свободных, отделенных от подложки химическим травлением, — приводится на рис. 1. Включение сильного магнитного поля приводит к расщеплению максимумов

поглощения и появлению осциллирующей структуры при $\varepsilon > \varepsilon_g$. Однако нас будет интересовать главным образом поведение самых длинноволновых максимумов поглощения: их амплитуд α_{\max} и полуширин Γ . Зависимость α_{\max} от H приводится на рис. 2. Во всех случаях, начиная с 10—20 кЭ, оптическая плотность образцов растет практически линейно по H . Что же касается полуширин, то их зависимость от H носит немонотонный характер и имеет минимумы при $H_1^{\min} \approx 35$ и $H_2^{\min} \approx 50$ кЭ для спектров правой (σ^+) и левой (σ^-) круговых циркулярных поляризаций соответственно (рис. 3). Это свидетельствует о конкуренции двух процессов, один из которых при $H < H^{\min}$ приводит к сужению линии, другой доминирует при $H > H^{\min}$, уширяя линии.

На спектрах НКЛ, зарегистрированных для свободных образцов, происходит расщепление коротковолнового максимума на два ε_1 и ε'_1 , которое, казалось бы, более естественным для напряженного образца. Отметим также, что отстояние наиболее коротковолнового из них ε_1 от максимума поглощения ε^\pm оказывается непостоянным и находится в некоторой зависимости от величины деформации. Интересно, что интенсивность ко-

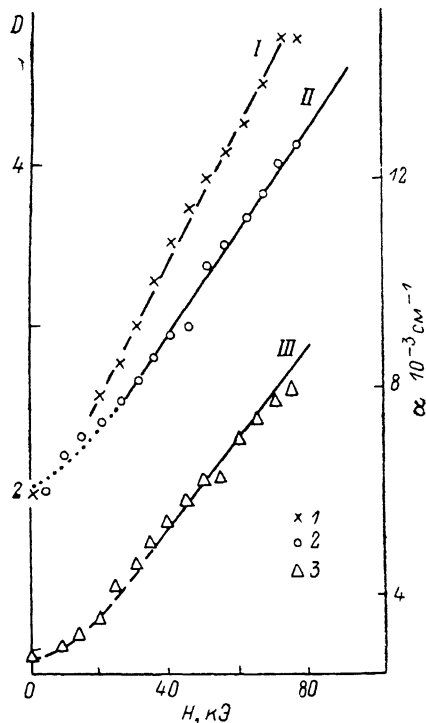


Рис. 2. Экспериментальная зависимость оптической плотности и коэффициента поглощения для образца $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, 2 К для свободного (I, 2) и напряженного (3), находящегося на подложке из InP , образца.

I и 3 соответствуют σ^+ -поляризации и диамагнитным экситонам: 1 — $a^-(1) a^+(0)$ и $b^-(1) b^+(0)$ (не разрешаются) и 2 — $b^-(1) b^+(0)$; 3 — σ^- -поляризации, диамагнитные экситоны a^+ (-1) \times $a^-(0)$, b^+ (-1) $b^-(0)$ (не разрешаются). Для напряженного образца в σ^- -поляризации первая линия плохо выделяется из последующих. Прямые I, II — эмпирические подгоночные для $10^{-3} \alpha_{\max} \text{ см}^{-1}$: I — $4.95 + 0.143H$ кЭ, II — $4.95 + 0.102H$ кЭ; III — теоретическая по ф. (8).

ротковолновых максимумов первоначально растет с ростом H , но по-разному для ε_1 и ε'_1 . В то же время интенсивность длинноволновой полосы ε_2 только падает.

Различие в поведении ε_1 и ε'_1 можно усмотреть и в зависимости положений максимумов НКЛ от H : при общем движении в коротковолновую сторону первый максимум ε_1 имеет тенденцию отставать от положения свободного экситона в поглощении. Это приводит к сближению ε_1 и ε'_1 [7].

4. Существуют две теоретические модели для описания поведения связанных состояний в твердом растворе. Первая описывает уширение линий экситонного поглощения в случае локализации экситона как целого на хаотическом поле флуктуаций. Этот случай имеет, по-видимому, место в твердых растворах $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{IV}}$. Полуширина линии здесь описывается как [8]

$$\Gamma_0 \equiv 14E_0 = 0.084M^2x^2(1-x)^2/\hbar^2N^2, \quad (1)$$

где E_0 — характерная энергия, определяющая спад функции плотности локализованных состояний; $\alpha = \partial\varepsilon_g/\partial x$; $M = m_c^* + m_v^*$ — трансляционная масса экситона; N — концентрация узлов подрешетки, в которой располагается случайная компонента (в нашем случае $N = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Легко видеть, что в нашем варианте $\Gamma_0 \approx 15$ мэВ ($E_0 \approx 1.1$ мэВ) не соответствует наблюдаемым экспериментально полуширинам НКЛ $\Gamma_1 \approx 2$ мэВ или поглощения $\Gamma_a \approx 6$ мэВ. Уширение линий должно было бы определяться потенциалом оптимальной флуктуации, локализующей экситон, с линей-

ным размером $r_{\phi} \approx \hbar/\sqrt{2M\Gamma_0} = 2.2 \cdot 10^{-7}$ см, и необходимо, чтоб он превышал радиус экситона $r_{\phi} > a_{\text{экс}}^*$. Это условие явно не выполняется, так как уже нижняя оценка $a_{\text{экс}}^*$ для $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, соответствующая экситону с тяжелой дыркой, дает $a_{\text{экс}}^* \approx 1.9 \cdot 10^{-6}$ см. Это свидетельствует о том, что более применимо второе приближение — модель донороподобного атома, справедливое, если $r_{\phi} < a_{\text{экс}}^*$ и при этом $\alpha_c \ll \alpha_v$, а $m_v^* \gg m_c^*$, где $\alpha_i = \partial \varepsilon_i / \partial x$, $i=c, v$. В этом случае взаимодействием дырки с флуктуациями потенциала пренебрегается, а полуширина линии определяется флуктуацией ε_c , ус-

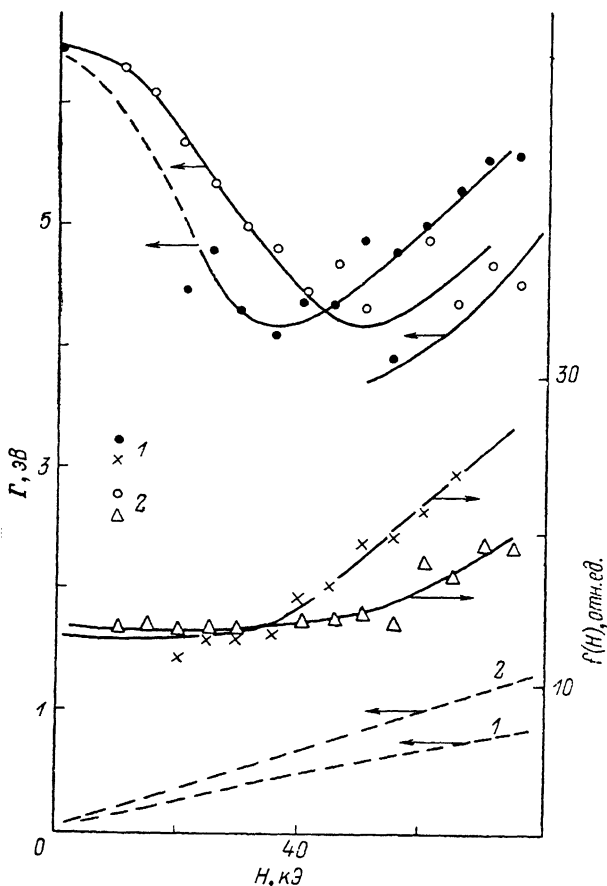


Рис. 3. Зависимость полуширины максимумов поглощения от магнитного поля. $T=2$ К. Свободный образец. Зависимость силы осциллятора от магнитного поля $f(H)$, полуценная как $f(H) \propto \Gamma(H) \alpha^{\max}(H)$.

1 — σ^+ -поляризация, переходы a^- (1) a^c (0) и b^- (1) b^c (0); 2 — σ^- -поляризация, переходы a^+ (-1) $\times a^c$ (0), b^+ (-1) b^c (0). Штриховые линии — магнитное (спиновое) расщепление уровней Δ_H^{\pm} , не разрешаемое экспериментально, но дающее вклад в $\Gamma(H)$ для σ^+ -поляризации порядка $\delta\Gamma \sim \sim \Delta_H^{\pm}/4$. Нижняя сплошная линия — теоретическая кривая по (7), $H > 40$ кЭ.

редненной в пределах $a_{\text{экс}}^* \approx a_c = \kappa_0 \hbar^2 / m_c^* e^2$. Контур линии поглощения описывается как Гауссов [8, 9]

$$A(\varepsilon) = (\sqrt{2\pi}\Theta)^{-1} \exp[-(\varepsilon_m - \varepsilon)^2 / 2\Theta^2], \quad (2)$$

где Θ — среднеквадратичная флуктуация потенциала, действующего на электрон, равная [9]

$$\Theta^2 = \frac{\alpha_c^2 x (1-x)}{N} \int d^3r \Phi^4(r). \quad (3)$$

Здесь $\Phi(\mathbf{r})$ — волновая функция электрона на доноре в произвольном магнитном поле. Выражения для Θ^2 были получены для двух предельных случаев. При $H=0$ оно имеет вид [9]

$$\Theta^2(0) = \alpha_c^2 x(1-x)/8\pi N a_H^*{}^3, \quad (4)$$

при $H \rightarrow \infty$ [9]

$$\Theta^2(H \rightarrow \infty) = \alpha_c^2 x(1-x)/8\pi a_H L^2, \quad (5)$$

где $L = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, a_H — размер донора в направлении магнитного поля $a_H = a_c^* [\ln(a_c^*/L)^2]^{-1}$.

Для расчета Θ^2 в области промежуточных полей, где не соблюдается условие сильного поля $\beta \equiv (a^*/L)^2 \gg 1$, можно воспользоваться аппроксимацией волновой функции $\Phi(\mathbf{r})$ в виде [10]

$$\Phi(\mathbf{r}) = C \exp(-r/a_c^* - r^2/4L^2), \quad (6)$$

где константа $C(\beta)$ определяется из условия нормировки $\int d^2r \Phi^2(\mathbf{r}) = 1$. Обезразмеривая подынтегральное выражение в (3), получаем окончательно

$$\Theta^2(\beta) = \frac{\alpha_c^2(1-x)x}{8\pi\alpha_c^*{}^3 N} \frac{4I_1}{I_2}, \quad (7)$$

$$C^2(0)/C^2(\beta) = \pi I_2. \quad (8)$$

Здесь

$$I_1 = \int d\xi e^{-2\xi} (\beta\xi + 2\xi + 1)(2 + \beta\xi)^{-2}, \quad I_2 = \int d\xi e^{-\xi} (\beta\xi + 2\xi + 2)(2 + \beta\xi)^{-2}.$$

Зависимости относительных величин $\Theta^2(\beta)/\Theta^2(0) \propto \Gamma(\beta)$ и $C^2(0)/C^2(\beta) \propto |\Phi(0, \beta)|^2$ могут быть сосчитаны численно и при $\beta \gg 1$ сопоставлены с полуширинами линий и силой осциллятора $f(\beta)$ соответственно. Анализ показывает, что в области слабых полей, таких, что $\beta \ll M/\mu$, уширение Γ не зависит от β , тогда как при $\beta > M/\mu$ возможны зависимости $\Gamma \sim \sqrt{\beta}$ и $\Gamma \sim \beta$ (здесь μ — приведенная масса экситона). Уширение происходит быстрее, чем рост энергии связи диамагнитного экситона $R_{ДЭ}$, что при некотором критическом значении H приводит к разрушению экситонного состояния.

5. Полученные данные по $\Gamma(H)$ и $\alpha_{\max}(H)$ мы можем использовать для экспериментальной оценки зависимости силы осциллятора от H . Для формы линии (2) с полушириной Γ при $\epsilon = \epsilon_{\text{экс}}$ имеем

$$\alpha_{\max}(\beta) = A |\Phi(0, \beta)|^2 \sqrt{2\pi} \Gamma(\beta), \quad (9)$$

откуда

$$|\Phi(0, \beta)|^2 \propto \Gamma(H/H^*) \alpha_{\max}(H/H^*). \quad (10)$$

Здесь H^* соответствует напряженности магнитного поля, при которой $\beta=1$, $H/H^* \equiv \beta$. Ясно, что в широком диапазоне β справедлива интерполяционная формула

$$|\Phi(0, \beta)|^2 \simeq \frac{1}{\pi\alpha_{\text{экс}}^*{}^3} \left(1 + \frac{\delta_0}{2} \left(\frac{\alpha_{\text{экс}}^*}{L} \right)^2 \right), \quad (11)$$

в которой второй член в скобках включается только при $\beta > 1$. Здесь δ_0 — так называемый «квантовый дефект» основного состояния квазиодномерного «диамагнитного» экситона [11], энергия связи которого дается как $R_{ДЭ} = R^*/(\nu + \delta_\nu)^2$, где $\nu=0, 1, \dots$ — одномерное главное квантовое число. Нами наблюдается в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ только основное состояние $\nu=0$. Величина δ_0 стремится к нулю при $\beta \rightarrow \infty$, но логарифмически медленно, $\delta_0 \rightarrow \ln^{-1}(\beta/2)$. Формула (11) правильно отражает поведение f в пределе $H \sim \beta=0$: $f(0) \sim (\pi\alpha_{\text{экс}}^*{}^3)^{-1}$ и в пределе $\beta \rightarrow \infty$, в то время как в промежуточной области $\beta \gg 1$ справедливо (8).

Зависимость, полученная в соответствии с соотношением (10), приводится на рис. 3 и демонстрирует поведение $f(H)$, в общем соответствующее (11): имеется область независимости от H и область соответствующего (11): имеется область независимости от H и область роста, близкого к линейному. Для количественного сопоставления с теорией необходимо также

учесть отличие продольных дырочных масс в магнитных подзонах Ландау от легких и тяжелых дырок при $H=0$. Как известно [11], в магнитном поле при снятии вырождения при $k=0$ около экстремума v -зон образуются две пары серий дырочных подзон, по две для «легких» и «тяжелых» дырок. При этом масса первой подзоны «легких» дырок (квантовое число Ландау $l_{v+}=-1$) оказывается порядка тяжелой дырки для $H=0$. И, наоборот, масса первой подзоны одной из «тяжелых» дырок ($l_{v-}=1$) становится легкой, а второй — отрицательной при $k_z=0$. В последнем случае существенна масса при $k_z \neq 0$ в максимуме дисперсионной кривой тяжелых дырок $(v_{\pm})^{\max}$. Значения необходимых масс и связанные с ними соотношения, вычисленные на основе параметров зонной структуры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [12] и теоретических соотношений, приводимых в [9, 11], сведены в таблицу.

Продольные массы $m_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$, $\mu_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$, $M_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$ (в массах свободного электрона), критические поля $H^* \equiv H_{z=1}$ и параметр q для диамагнитных экситонов, наблюдаемых в σ^{\pm} -спектрах при переходах, связанных с первым уровнем Ландау электрона ($l_c=0$)

Параметр	Поляризация, v -зона, переход			
	σ^+ , $v_{\Gamma_1}^-$ $a_{\Gamma_1/2}^+(1)a_{\Gamma_1/2}^-(0)$	σ^+ , $v_{\Gamma_2}^-$ $b_{\Gamma_2/2}^+(1)b_{\Gamma_2/2}^-(0)$	σ^- , $v_{\Gamma_1}^+$ $a_{\Gamma_1/2}^+(-1)a_{\Gamma_1/2}^-(0)$	σ^- , $v_{\Gamma_2}^+$ $b_{\Gamma_2/2}^+(-1)b_{\Gamma_2/2}^-(0)$
$m_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$	-0.053*	0.106	0.526	0.377
$\mu_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$	0.037	0.029	0.038	0.037
$M_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$	0.441	0.147	0.567	0.418
$(M/\mu)_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}$, $\sqrt{(M/\mu)_{\Gamma_{1,2}}^{\pm}}$	12, 3.5	5, 2.2	15, 3.9	11, 3.3
H^* , кЭ	10.9	11.3	10.5	12.5
q	4.3	2.3	4.3	3.8

Примечание. Параметры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, применявшиеся в расчетах: $\varepsilon_g^0 = 815.1$ мэВ, $\Delta_g = 360$ мэВ, $E_p = 25.3$ эВ, $\gamma_1 = 11.0$, $\gamma_2 = 4.18$, $\gamma_3 = 4.84$, $k = 3.29$, при этом для $H=0$ и $k=0$ $m_c^* = 0.041m$, $m_{lh}^* = 0.050m$, $m_{hh}^* = 0.465m$ для $H \parallel [100]$. * Отрицательная масса относится к $k_z=0$; в максимуме зоны $v_{\Gamma_1}^-$ находимся при $k_z^* L \approx 1$, $m_{\Gamma_1}^- = 0.4m$.

Важным параметром теории уширения линий диамагнитного экситона в твердых растворах [9] является безразмерная величина

$$q = \alpha_c \sqrt{x(1-x)} (\hbar^2/M\alpha_H^2)^{-1} (N\alpha_H^3)^{-1/2}, \quad (12)$$

предопределяющая тип зависимости $\Gamma(H)$. На рис. 4 приводятся расчетные значения энергий связи диамагнитных экситонов $R_{DЭ}$ в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, полученные по методике, описанной в [11]. Значения $R_{DЭ}$ можно использовать для получения длины экситона по полю H : $a_H = \hbar/(2\mu R_{DЭ})^{1/2}$ и вычисления параметра q . Длина экситона испытывает сжатие при увеличении H , так что в таблице мы приводим значения a_H для максимального поля, реализованного в эксперименте: $H^{\max} = 75$ кЭ. Считая $\alpha_c \approx \alpha_g$, для нашего случая получим, что $q = 2.2 \div 4.6$, т. е. $q > 1$. Это означает, что область движения диамагнитного экситона (ДЭ) как целого меньше его размера по магнитному полю a_H . Более того, $\sqrt{M/\mu} < q < M/\mu$ и в соответствии с [9] изменений механизма уширения с ростом магнитного поля не произойдет, $\Gamma \sim \sqrt{\beta}$, а при $\beta = M^2/\mu^2 q^2$ ширина линии и энергия связи $R_{DЭ}$ становятся равными, что при дальнейшем росте H приведет к разрушению экситона.

6. Рассмотрим в свете полученных соотношений и параметров наши экспериментальные результаты по изменению полуширины линий в магнитном поле.

Что касается начального участка зависимости на рис. 3, когда линия сужается с ростом напряженности магнитного поля, отметим, что для упорядоченных полупроводниковых кристаллов такой эффект хорошо известен как «возгорание» экситона в магнитном поле [11]. Обсуждались

различных механизмы сужения, в частности, связанные с вымораживанием свободных носителей на примеси, и дефекты решетки. Это в свою очередь приводит к нейтрализации заряженных примесных центров и уменьшению величины ими создаваемого случайного поля, приводящего к уширению. Зависимость интенсивности НКЛ от магнитного поля, в которой можно усмотреть почти симметричные падение с ростом H интенсивности люминесценции донор-акцепторных пар (наиболее длинноволновая линия ϵ_2) и увеличение ϵ'_1 , можно рассматривать как аргумент в пользу такой версии [7].

Что же касается наблюдаемого в эксперименте уширения линий диамагнитного экситона с ростом магнитного поля, то оно совершенно нетипично для упорядоченных полупроводников. Расчет показывает, что учет вырожденности наблюдаемых состояний в случае свободного образца существенно не влияет на наблюдаемую зависимость. Действительно, в σ^+ -поляризации линия состоит из переходов в экситонные состояния, связанные с подзонами Ландау $a^-(1)a^c(0)$ и $b^-(1)b^c(0)$, а в σ^- -поляризации с $a^+(-1)a^c(0)$ и $b^+(-1)b^c(0)$. Переходы не разрешаются, так как ширины линий гораздо больше расстояния между ними, растущего пропорционально приложенному полю. Но в максимальном поле, достигаемом в эксперименте

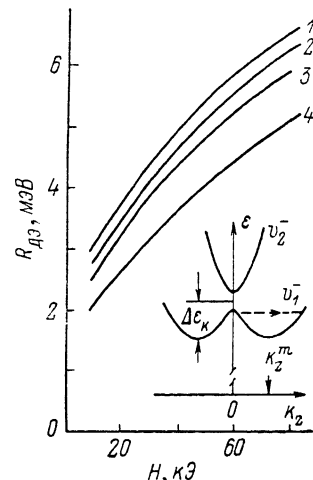


Рис. 4. Зависимости энергий связи диамагнитных экситонов от магнитного поля для переходов.

1 — $a^+(-1)a^c(0)$, 2 — $b^+(-1)b^c(0)$ (наблюдаются в σ^- -спектре), 3 — $a^-(1)a^c(0)$, 4 — $b^-(1)b^c(0)$ (наблюдаются в σ^+ -спектре). На вставке — схема дисперсии уровней диамагнитного экситона на тяжелой дырке. Штриховая прямая — переход без изменения полной энергии, создающий дополнительное уширение линий в σ^+ -поляризации.

$H_{\max} = 75$ кЭ, скрытые расщепления составляют $\Delta \bar{H} = 0.9$ и $\Delta \bar{H}^{\pm} = 1.3$ мэВ для σ^+ - и σ^- -поляризаций соответственно, при этом учет соотношения интенсивностей линий (3 : 1 для $M = 3/2$ и $1/2$ соответственно) уменьшает вклад $\Delta \bar{H}^{\pm}$ приблизительно в 4 раза. В напряженных образцах линии синглетны, так как серии a и b расщеплены деформацией и разделены на $\Delta \epsilon \approx 7$ мэВ уже при $H = 0$.

Таким образом, по-видимому, как только уширение за счет флуктуаций потенциала начинает преобладать над сужением, обусловленным уменьшением напряженности случайного электрического поля заряженных примесных центров, мы наблюдаем минимум зависимости и в дальнейшем — рост Γ (ξ) в соответствии с [9]. Расчетная кривая по (7) (рис. 3) показывает хорошее соответствие теории и эксперимента. Относительное изменение силы осциллятора экситона, локализованного на флуктуациях потенциала, рассчитанное по (8), приведено на рис. 2 наряду с экспериментальными данными и демонстрирует очень хорошее соответствие общим оценкам согласно. Обращает на себя внимание парадоксальный факт (рис. 3): линия в σ^+ -спектре, соответствующая переходу тяжелой дырки (преобладает диамагнитный экситон $a^-(1)a^c(0)$), начинает уширяться раньше и уширется быстрее, чем линия в σ^- -спектре, где преобладает переход с состояний легкой дырки $b^+(-1)b^c(0)$.

В принципе этот парадокс разрешается при учете действительных значений продольных масс, которые вблизи $k_z = 0$ для самых высоких уровней оказываются «обращенными» по величине (см. таблицу). Если этот вывод вполне однозначен для перехода легкой дырки (σ^- -спектр, он эквивалентен переходу тяжелой дырки при $H = 0$), то для переходов в σ^+ -спектре необходимо было бы решить задачу о правильном выборе «действующей» массы. Следует, однако, сказать, что для ДЭ $a^-(1)a^c(0)$ существует эффективный дополнительный механизм уширения, обусловленный воз-

возможностью его рассеяния на флуктуациях состава с переходом в состояние $b^- (1) b^c (0)$ с большим квазиимпульсом k_z . Такой переход (см. вставку к рис. 4) возможен, так как закон дисперсии подзоны Ландау тяжелых дырок $a^- (1)$ имеет минимум при $k_z \neq 0$ [11]. Плотность конечных состояний ДЭ $a^- (1) a^c (0)$, куда происходит упругое рассеяние рожденного при $k_z = 0$ квантом света ДЭ, определяется массой тяжелой дырки нулевого поля, велика и растет пропорционально напряженности магнитного поля. В результате возрастает вероятность рассеяния, приводящая к дополнительному уширению линии ДЭ $a^- (1) a^c (0)$. В [13], где рассматривался подобный механизм уширения для полупроводников с вырожденной валентной зоной в нулевом магнитном поле, было показано, что такое уширение весьма эффективно в полупроводниковых твердых растворах.

7. Таким образом, применяя магнитное поле, удается найти достаточно строгие аргументы, доказывающие принадлежность линии экситонного поглощения в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ состояниям, локализованным на флуктуациях потенциала. Этот вывод, по-видимому, можно распространить и на примыкающую снизу коротковолновую полосу НКЛ, тогда как более длинноволновый спутник принадлежит скорее всего экситон-примесному комплексу.

Список литературы

- [1] Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 11. С. 3215—3224; Sol. St. Comm. 1985. V. 55. N 4. P. 345—349.
- [2] Goetz K.-H., Bimberg D., Jurgensen H., Selders J., Solomonov A. V., Glinskii G. F., Razeghi M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 8. P. 4543—4552.
- [3] Bhattacharya P. K., Rao M. V., Tsai M.-J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 9. P. 5096—5102.
- [4] Penna A. F. S., Shah J., Di Giovanni A. E., Dentai A. G. // Sol. St. Comm. 1984. V. 51. N 4. P. 217—220.
- [5] Zielinski E., Schweizer H., Straubel K., Eisele H., Weimann G. // J. Appl. Phys. 1985. V. 59. N 6. P. 2196—2204.
- [6] Абуллаев М. А., Гореленок А. Т., Кохановский С. И., Макушенко Ю. М., Пуляевский Д. В., Сейсян Р. П., Штенгель К. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. № 2. С. 201—206.
- [7] Абуллаев М. А., Гореленок А. Т., Кохановский С. И., Макушенко Ю. М., Пуляевский Д. В., Сейсян Р. П., Стасенко С. А. // Тез. докл. Всес. совещ. «Экситоны в полупроводниках-88». Вильнюс, 1988. С. 63.
- [8] Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос Ал. Л. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 353—358.
- [9] Райх М. Э., Эфрос Ал. Л. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 106—113.
- [10] Турбинер А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 10. С. 510—513.
- [11] Сейсян Р. П. // Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. С. 284.
- [12] Alavi K., Aggarwall R. L., Growes S. H. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 3. P. 1311—1315.
- [13] Райх М. Э., Эфрос Ал. Л. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1708—1717.

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

Поступило в Редакцию
15 августа 1989 г.