

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГОРЯЧИХ ЭКСИТОНОВ И ЭКСИТОНОВ, ОХЛАЖДЕННЫХ НА ОБМЕННУЮ ЭНЕРГИЮ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНА В $Zn_{1-x}Mn_xSe$

В.Г.Абрамишвили, А.В.Комаров, С.М.Рябченко,
Ю.Г.Семенов

В $Zn_{1-x}Mn_xSe$ при резонансной лазерной накачке обнаружена линия LO-фононного повторения горячей люминесценции, от которой в магнитном поле отщепляется компонента, сдвинутая на энергию гигантского спинового расщепления зоны проводимости. Эффект объяснен быстрой релаксацией экситонов за счет обменного рассеяния на спинах мелких доноров.

Исследования люминесценции магнитосмешанных полупроводников (МСП) при близком к резонансному возбуждению весьма малочисленны. Вместе с тем, в МСП можно ожидать новых эффектов ввиду специфики механизмов рассеяния по импульсу и по спину, обусловленных обменным взаимодействием (ОВ) носителей с магнитной подсистемой. В данной работе такие исследования проведены на МСП $Zn_{1-x}Mn_xSe$ с $x = 0,009$.

Измерения проводились при $T = 2$ К в магнитных полях $H \leq 35$ кЭ при $k \parallel H \parallel z$. Волновые вектора k возбуждающего и излучавшего назад ($-k$) света были почти перпендикулярны плоскости скола образца. Возбуждение осуществлялось гелий-кадмиевым лазером с энергией $E_L = 2,8075$ эВ, на 8 мэВ превышающей энергию 1s-экситонного перехода при $H = 0$. Возбуждение и регистрация осуществлялись в циркулярно поляризованном свете. Наблюдалась интенсивные полосы излучения экситонно-примесных комплексов и донорно-акцепторных пар. Кроме того, наблюдалась весьма узкая ($\Gamma \approx 0,6$ мэВ), слабая линия, смещенная относительно E_L в сторону меньших энергий на 31,5 мэВ (рис. 1). При $H = 0$ интенсивности данной линии в σ^+ - и σ^- -свете I_p^+ и I_p^- одинаковые независимо от знака циркулярной и поляризации $e_L = \sigma^+$, σ^- возбуждения. В поле $H \neq 0$ I_p сохраняет независимость от e_L , но приобретает поляризацию $\rho_p = (I_p^+ - I_p^-) / (I_p^+ + I_p^-)$, достигающую $\approx 80\%$ при $H_{max} = 35$ кЭ. В магнитном поле от обсуждаемой линии отщепляется с длинноволновой стороны дополнительная компонента с интенсивностью I_{sp} (рис. 1), активная практически только в σ^+ -поляризации. Магнитополевая зависимость энергий этих двух линий представлена на рис. 2. Линия I_p сдвинута относительно лазера на величину ΔE , близкую к энергии LO-фона в $ZnSe$ $E_{LO} = 31$ мэВ¹; ее положение E_p от H не зависит

(рис. 2). Сдвиг же линии I_{sp} относительно I_p оказался совпадающим с величиной гигантского спинового расщепления (ГСР) состояний электронов проводимости в $Zn_{1-x}Mn_xSe$ $^{2-4}$: $G_{eM}(H, T) = x^* J_{eM} \langle S_M \rangle$, где x^* – мольная доля ионов Mn^{2+} , не связанных в обменные пары, J_{eM} – константа ОВ электронов проводимости с ионами Mn^{2+} ; $\langle S_M \rangle = S_M B_{S_M}(g_M \beta S_M H / k_B (T + T_0))$ – средняя спиновая поляризация не связанных в обменные пары ионов Mn^{2+} со спином $S_M = 5/2$, T_0 – эффективная поправка к температуре T , учитывающая межпримесное ОВ.

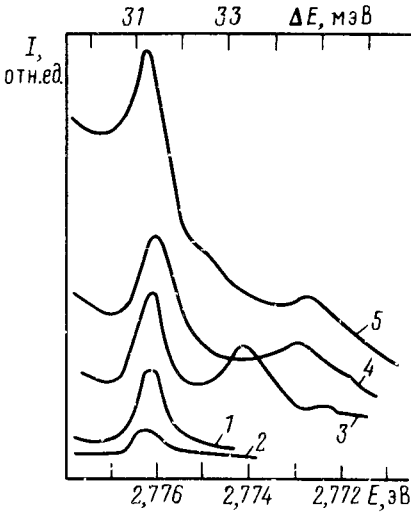


Рис. 1

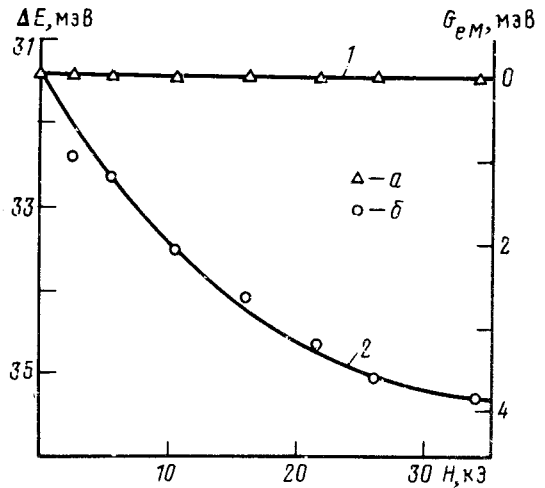


Рис. 2

Рис. 1. Спектры люминесценции кристалла $Zn_{1-x}Mn_xSe$ ($x = 0,009$) в области полос I_p и I_{sp} при $T = 2$ К (для σ^- -поляризации возбуждения). Кривые: 1 – для $H = 0$; 2, 3 – для $H = 10,5$ кЭ, 4 – $H = 21,5$ кЭ, 5 – $H = 34$ кЭ; 2 – при σ^- -поляризации излучения, 3 – 5 – при σ^+ -поляризации излучения. Верхняя шкала энергий показывает спектральный сдвиг относительно линии лазера $\Delta E = E_L - E$

Рис. 2. Магнитополевая зависимость $\Delta E(H)$ энергетических сдвигов полос I_p и I_{sp} относительно энергии лазера (левая шкала). Точки – эксперимент: Δ – для полосы I_p , \circ – для I_{sp} . Линии: 1 – не зависящее от H положение линии I_p (проведена по точкам); кривая 2 – соответствует Brillouin зонной зависимости величины $E_{sp}(H) = E_p - G_{eM}(H)$, где для расчета $G_{eM}(H)$ использовались значения $x^* \approx 0,008$ и $T_0 = 1$ К, $J_{eM} \approx 0,24$ мЭВ 2,3 . Правая шкала дана для $G_{eM}(H)$

Линия I_p по ее энергетическому положению могла бы быть отнесена к комбинационному рассеянию (КР) на LO -фоне, а I_{sp} – можно было бы считать КР на LO -фоне с одновременным переворотом спина электрона (скорее, мелкого донора). Более детальное рассмотрение, однако, показывает, что обсуждаемые линии нельзя отнести к КР. Во-первых, отсутствует какая-либо зависимость I_p^+ и I_p^- от знака циркулярной поляризации e_L возбуждения, чего не должно быть при КР 5 . Во-вторых, для I_{sp} наблюдается превышение интенсивности I_{sp}^+ при $e_L = \sigma^-$ над I_{sp}^+ при $e_L = \sigma^+$, что с точки зрения КР должно означать доминирование процессов с изменением углового момента $\Delta M = 2$ над процессами с $\Delta M = 0$. Это представляется маловероятным. Наконец, в $H \neq 0$ экситонные спиновые подзоны испытывают ГСР и для разных поляризаций света возникает различная магнитополевая зависимость $E_L - E_{ex}$ (здесь E_{ex} – энергия экситона, активного в данной поляризации). Это должно было бы соответствующим образом сказываться на интенсивностях I_p и I_{sp} в случае КР 5 , чего не наблюдается. Полученные результаты, по-видимому, можно объяснить LO -

фононным повторением люминесценции горячих экситонов с учетом возможной их частичной энергетической релаксации на спинах мелких доноров.

Действительно, при накачке с энергией, превышающей энергию экситонного резонанса на величину $E_L - E_{ex} < E_{LO}$ в кристалле возникают "горячие" экситоны (с энергией $E_{ex} = E_L$), время энергетической релаксации которых на акустических фонах может существенно превысить время релаксации экситонов по импульсу вследствие рассеяния на флуктуациях потенциала в твердом растворе полупроводника. При этом связанный с импульсом угловой момент дырки в вырожденной Γ_8 -валентной зоне а, значит, и угловой момент экситона потеряют "память" о поляризации возбуждения за время жизни горячих экситонов. Дополнительным каналом потери поляризационной памяти может быть обменное рассеяние (ОР) входящих в экситон носителей на спинах ионов Mn^{2+} . Роль магнитного поля, обеспечивающего ГСР дисперсионных ветвей экситонов, сведется к такому перераспределению плотностей экситонных состояний, что в результате быстрых процессов упругого рассеяния, в большей степени будет заселена экситонная ветвь, активная в σ^+ -поляризации. В результате люминесценция горячих экситонов, а также ее LO -фононное повторение с энергией $E_L - E_{LO}$ будут терять поляризацию возбуждения при $H = 0$, приобретут независимость $\rho_p > 0$ от e_L при $H \neq 0$ и нарастание ρ_p с H . Вместе с другими быстрыми процессами следует учесть ОР на спинах мелких доноров, сечение которого должно на ≈ 4 порядка превышать сечение ОР на Mn^{2+} . В результате при концентрациях доноров $\gg 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в функции распределения горячих экситонов появится пик, сдвинутый от исходной энергии на ГСР электрона мелкого донора.

Особенности зависимостей $I_{sp}^+(e_L)$ от поляризации возбуждения в поле $H \neq 0$ могут быть объяснены с учетом роли неупругого спин-зависимого рассеяния из верхней на нижнюю поляритонную ветвь.

Таким образом, в данной работе впервые наблюдалась горячая люминесценция в МСП в условиях близких, но, тем не менее, отличимых по поляризационным характеристикам от КР. При этом, впервые наблюдался процесс релаксации горячих экситонов путем переворота спина мелкого донора, обусловленного ОР экситона на последнем, и связанная с ним особенность в плотности распределения горячих экситонов.

Литература

1. Физика соединений $A^{II}A^{VI}$. Под ред. Георгобиани А.Н., Шейнкманс М.К. М.: Наука, 1986.
2. Komarov A. V. et al. Phys. Stat. Sol. (b), 1980, 102, 603.
3. Twardowski A. et al. Sol. St. Comm., 1984, 51, 849.
4. Рябченко С.М. Известия АН СССР, сер. физ., 1982, 46, 440.
5. Рассеяние света в твердых телах. Выпуск II. Под ред. Кардоны М., Гюнтеродта Г., М.: Мир, 1984.