

вается от 0.31 до 0.36 эВ. Это свидетельствует о наличии аккумуляционного слоя в предварительно освещенной пленке и об уменьшении его в результате уменьшения отрицательного заряда на поверхности пленки при адсорбции воды.

На рис. 2 показаны температурные зависимости σ_T пленки после ее отжига при 170 °С (кривые 1) и после предварительного освещения при разных температурах T_c . Видно (кривые 3, 4), что при $T < T_c$ σ_T изменяется экспоненциально с одной энергией активации E_a . При $T > T_c$ σ_T отклоняется от экспоненциальной зависимости, уменьшается, приближаясь к значениям $\sigma_T(T)$ для отожженной пленки. При освещении пленки при 100 К (кривая 2) во всем исследованном интервале температур от 150 до 400 К зависимость $\sigma_T(T)$ неэкспоненциальна. Значит, чем ниже T_c — температура, при которой освещалась пленка, тем при более низкой температуре T_0 начинается отжиг аномального ЭСВ, уменьшение темновой проводимости, обусловленное уменьшением отрицательного заряда на поверхности. Такая температурная зависимость связана, по-видимому, с тем, что отрицательный заряд создается в основном путем захвата электронов на локальные поверхностные состояния, глубина которых зависит от температуры T_c : чем меньше T_c , тем более мелкие состояния заполняются электронами и, следовательно, тем меньше T_0 — температура, при которой они начинают термически освобождаться.

Исследования кинетики изменения проводимости пленки при ее отжиге и адсорбции воды показывают, что процессы изменения заряда на поверхности более быстрые (отличаются не менее чем на 2 порядка), чем при отжиге фотоиндуцированных метастабильных состояний в объеме, т. е. при нормальном ЭСВ [8].

Таким образом, обнаруженный в легированных бором пленках a -Si : H p -типа аномальный ЭСВ и его зависимость от температуры, при которой предварительно освещалась пленка, обусловлены образованием приповерхностного проводящего слоя вследствие возникновения отрицательного заряда на поверхности путем захвата электронов на локализованные поверхностные состояния.

Л и т е р а т у р а

- [1] Stabler D. L., Wronski C. R. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 4. P. 292—294.
- [2] Tameljan M. H., Goodman N. B., Fritzsche H. S. // J. Phys. (Paris). 1981. V. 42 (Suppl. 10). P. C4-375—377.
- [3] Han D., Fritzsche H. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59/60. P. 397—400.
- [4] Курова И. А., Ормонт Н. Н., Подругина В. Д. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1985. Т. 26. В. 5. С. 86—89.
- [5] Dersch H., Stuke J., Beichler J. // Phys. St. Sol. B. 1981. V. 105. P. 265—271.
- [6] Aker B., Fritzsche H. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 11. P. 6628—6633.
- [7] Fuhs W., Mell H., Stuke J., Thomas P., Weisser G. // Annal. Phys. 1985. B. 42. N. 2. S. 187—197.
- [8] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 1. P. 23—77.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Получено 1.06.1988
Принято к печати 31.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

ГИГАНТСКИЕ СПИНОВЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ВАН-ФЛЕКОВСКОМ МАГНИТОСМЕШАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Zn_{1-x}Fe_xTe$

Абрамшвили В. Г., Комаров А. В., Рябченко С. М.,
Погорельый В. И.

Интенсивно исследуемые в последние годы магнитосмешанные (полумангнитные) полупроводники (МСП) типа $A_{1-x}Me_xB^{VI}$, где Me — ион переходного металла (в основном Mn или Fe), в области парамагнитных состояний качественно

разделяются по магнитным свойствам на парамагнетики кюри-вейссовского и ван-флековского типа. В последних основное состояние магнитного иона является спиновым синглетом, а намагниченность возникает из-за подмешивания более высоколежащих состояний в магнитном поле. Если соединения с кюри-вейссовским парамагнетизмом (МСП на основе ионов Mn) исследованы достаточно подробно, то из ван-флековских МСП (на основе ионов Fe) исследованы только $Zn_{1-x}Fe_xSe$ [1, 2] и узкощелевое соединение $Hg_{1-x}Fe_xSe$ (см., например, [3]). В данной работе впервые исследованы экситонные спектры отражения и их магнитополевые расщепления в кристаллах $Zn_{1-x}Fe_xTe$.

Исследуемые кристаллы $Zn_{1-x}Fe_xTe$ выращивались методом Бриджмена. Концентрация Fe измерялась методом рентгеновского микроанализа. Кри-

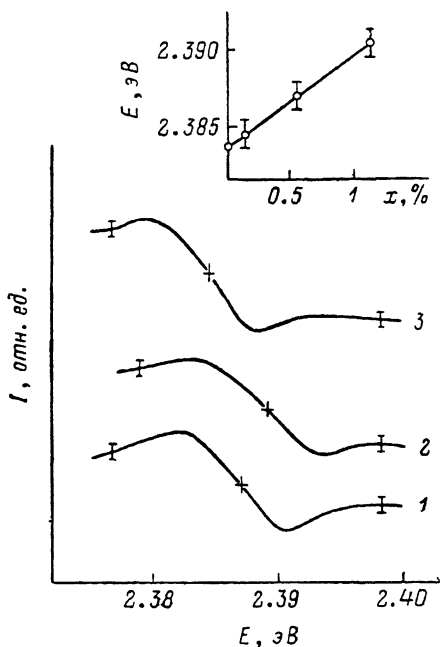


Рис. 1. Спектр отражения кристалла $Zn_{1-x}Fe_xTe$.

$x \approx 0.006$. $T=2$ К. В, Т: 1 — 0; 2, 3 — 3. Поляризация: 2 — σ^- , 3 — σ^+ ($k \parallel B$). Крестиками отмечены положения энергий $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситонов. На вставке — зависимость энергии $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона от состава x при $B=0$.

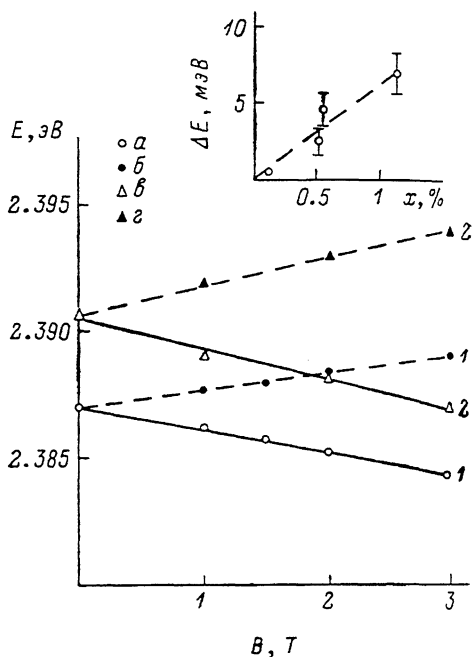


Рис. 2. Магнитополевая зависимость ГСР в кристаллах $Zn_{1-x}Fe_xTe$.

$T=2$ К. x : а, б — 0.006; в, г — 0.011. Поляризация: а, б — σ^+ ; в, г — σ^- . Сплошные (для поляризации σ^+) и штриховые (для поляризации σ^-) линии проведены по точкам для x : 1 — 0.006, 2 — 0.11. На вставке — зависимость величины ГСР $\Delta E = (E^{\sigma^-} - E^{\sigma^+})$ от состава x при $B=3T$.

сталлы $Zn_{1-x}Fe_xTe$, так же как $Zn_{1-x}Fe_xSe$ [2] и аналогичное соединение $Zn_{1-x}Mn_xTe$ [4], имеют кубическую структуру. Измерения проводились на кристаллах с мольной концентрацией Fe $x \approx 0.001, 0.006, 0.011$ при $T=2-4.2$ К в магнитных полях $B \leq 3$ Т при $k \parallel B$ и $k \perp B$ (k — волновой вектор света). Примеры спектров близкого к нормальному отражения света при $k \parallel B$ (σ^\pm -поляризации) в области экситонного перехода $\Gamma_6-\Gamma_8$ в кристалле $Zn_{1-x}Fe_xTe$ с $x \approx 0.006$ показаны на рис. 1. Положения энергий экситонов фиксировались как точки перегибов на кривых экситонного отражения $R(E)$. Полосы экситонного отражения в $Zn_{1-x}Fe_xTe$ с ростом x сдвигаются в область больших энергий (см. вставку на рис. 1). Введение в кристалл ZnTe ионов Fe приводит к довольно сильному (в сравнении с $Zn_{1-x}Mn_xTe$) уширению полос экситонного отражения. На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости спиновых расщеплений «сильных» σ^\pm -компонент $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона для двух образцов $Zn_{1-x}Fe_xTe$ ($x \approx 0.006, 0.011$) при $T=2$ К. Величины спиновых расщеплений не изменяются при переходе к $T=4.2$ К. Из-за довольно сильного уширения экситонных полос отражения при введении Fe в ZnTe разрешить магнитополевые расщепления «слабых» σ^\pm - и π -компонент ($k \perp B$) $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона не удалось. Величины спи-

новых расщеплений в $Zn_{1-x}Fe_xTe$ при сравнимых магнитных полях и концентрациях x заметно меньше, чем в кюри-вейссовском аналоге $Zn_{1-x}Mn_xTe$ [4] (при $T \leq 4.2$ К). Отметим, что знаки смещений σ^\pm -компонент при гигантском спиновом расщеплении (ГСР) Γ_6 — Γ_8 экситона в магнитном поле (σ^- для высоко- и σ^+ для низкоэнергетичных компонент) в $Zn_{1-x}Fe_xTe$ такие же, как и в остальных соединениях $A_{1-x}^{II}Me_xV^{VI}$ [2, 4, 5]. Из рис. 2 видно, что в интервале магнитных полей $B \leq 3$ Т магнитолевая зависимость ГСР линейна без тенденции к насыщению. Температурная зависимость в интервале 2—4.2 К отсутствует в отличие от бриллюэновской для $A_{1-x}^{II}Mn_xV^{VI}$ [4, 5]. Данные результаты аналогичны наблюдавшимся в $Zn_{1-x}Fe_xSe$ [1, 2] и подтверждают ван-флековский характер парамагнетизма в $Zn_{1-x}Fe_xTe$.

Полученные величины спиновых расщеплений следует сопоставить с теорией [4—6] ГСР зонных состояний в МСП, в которой они описываются с помощью эффективных обменных полей $G_{e(h)}$:

$$G_{e(h)} = -xJ_{e(h), M} \langle S_M \rangle, \quad (1)$$

где $J_{e(h), M}$ — параметры обменного взаимодействия (ОВ) магнитных ионов с носителями зоны проводимости (e) либо валентной зоны (h); $\langle S_M \rangle$ — средняя по ансамблю величина проекции спина магнитного иона, которая в случае кюри-вейссовской системы описывается функцией Бриллюэна [4, 5]. Для ионов Fe^{2+} в тетраэдрическом кристаллическом поле $A^{IV}B^{VI}$ основное состояние сформировано синглетом A_1 и эквидистантно расположенными выше мультиплетами T_1, E, T_2, A_2 , интервал между которыми для $ZnTe$ равен [7] $\Delta e = 2$ мэВ. Магнитное поле смешивает состояние A_1 с T_1, E, T_2 , в результате чего спиновый момент иона Fe^{2+} в синглетном основном состоянии становится ненулевым и равняется [6]

$$\langle S_M^z \rangle = - \frac{8\beta B}{\sqrt{\Delta e^2 + 16\beta^2 B^2}} \quad (z \parallel B) \quad (2)$$

(β — магнетон Бора). Наведенные спиновые моменты (2) ионов Fe^{2+} индуцируют обменное поле и ГСР зонных состояний.

Поскольку нам не удалось разрешить магнитолевых расщеплений слабых σ^\pm - и π -компонент спектра, мы определили только разность параметров J_{eM} и J_{hM}^* ОВ ионов Fe^{2+} с носителями зоны проводимости и валентной зоны Γ_8 (с эффективным моментом $S_h^* = 3/2$) ($J_{hM}^* = 1/3 J_{hM}$): $(J_{eM} - J_{hM}^*) = (0.9 \pm 0.25)$ эВ. Линейная (в пределах ошибок) концентрационная зависимость спиновых расщеплений в магнитном поле ($B = 3$ Т; см. вставку на рис. 2) показывает, что величина $(J_{eM} - J_{hM}^*)$ неизменна с концентрацией. Если предположить, что $|J_{hM}^*| > |J_{eM}|$, как это выполняется для всех остальных $A_{1-x}^{II}Me_xV^{VI}$ [2, 4, 5], то с учетом экспериментальных результатов получим, что $J_{hM}^* < 0$ антиферромагнитного типа, как и в остальных $A_{1-x}^{II}Me_xV^{VI}$ [2, 4, 5]. Найденная величина $(J_{eM} - J_{hM}^*)$ довольно близка к полученной для $Zn_{1-x}Fe_xSe$ [2] и несколько больше, чем для $Zn_{1-x}Mn_xTe$ [4, 5]. Меньшая же, чем в $Zn_{1-x}Mn_xTe$, величина расщепления экситонного спектра в тех же полях отражает различие формирования $\langle S_M^z \rangle$ в кюри-вейссовском и ван-флековском случаях.

Л и т е р а т у р а

- [1] Komarov A. V., Ryabchenko S. M., Terletskij O. V. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 102. N 2. P. 603—609.
- [2] Twardowski A., Glod D., de Jonge W. J. M., Demianiuk M. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 1. P. 63—67.
- [3] Lewicki A., Spalek J. // Int. Meet. Phys. Semimag. Semicond. Jablonna, Poland, 1987. Fr-4.
- [4] Комаров А. В., Рябченко С. М., Витриховский Н. И. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. В. 8. С. 441—445.
- [5] Рябченко С. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. В. 3. С. 440—445.
- [6] Семенов Ю. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1802—1806.
- [7] Mahoney A., Lin C., Brumag W., Dorman F. // J. Chem. Phys. 1970. V. 53. N 12. P. 4286—4298.