

ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЯЗАННЫХ МНОГОЭКСИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ (СМК) В КРЕМНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*П.Д.Алтухов, К.Н.Ельцов, Г.Е.Пикус,
А.А.Рогачев*

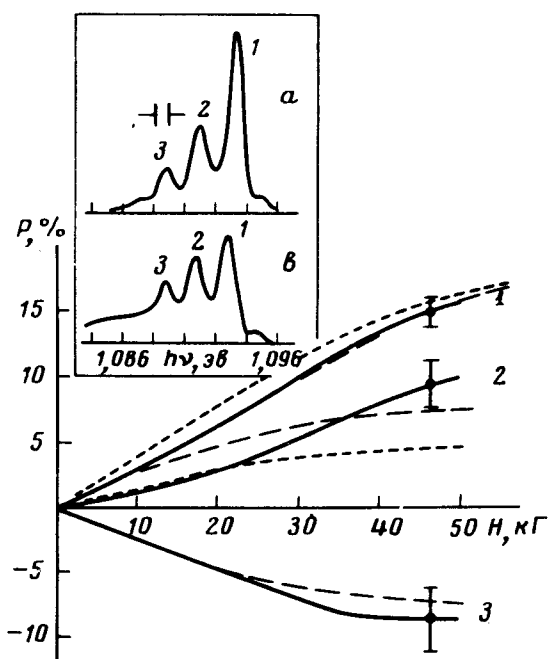
Исследована поляризация TO -линий излучения многоэкситонных комплексов, связанных на боре. Обнаружено, что поляризация линий A^m с числом связанных на акцепторе экситонов $m = 1, 2, 3$ отличается по величине и по знаку. Этот результат подтверждает модель СМК, и не может быть объяснен другими существующими моделями. Предложена модель состояний СМК, учитывающая зависимость их энергии от типа долинных состояний и орбитально-долинное расщепление. Рассчитанная в рамках этой модели степень поляризации линий излучения СМК согласуется с результатами эксперимента.

Как было обнаружено Каминским и Покровским [1], в спектрах излучения кремния при высоких уровнях возбуждения появляется серия узких линий, которую авторы [1] объяснили рекомбинацией пар в СМК. Эта интерпретация получила подтверждение в работах [2 – 5]. Позже было обнаружено, что характер расщепления этих линий при одноосной деформации [6 – 8] и в поперечном магнитном поле [7] подобен для всех линий серии. На этом основании авторы работ [7, 8] пришли к выводу, что эти линии не могут быть объяснены моделью СМК.

На рисунке показана зависимость степени циркулярной поляризации TO -линий излучения многоэкситонных комплексов, связанных на нейтральном акцепторе (B), от магнитного поля H . Измерения проводились в геометрии Фарадея при $H \parallel [111]$. Поляризация регистрировалась с помощью методики, описанной в [10], при этом зависимость степени поляризации от магнитного поля записывалась на двухкоординатном самописце. Излучение возбуждалось аргоновым лазером, луч которого фокусировался на поверхность образца цилиндрической линзой. Измерение поляризации производилось при спектральном разрешении $\approx 1,2$ мэв, а спектров излучения на вставке к рисунку – с разрешением $\approx 0,5$ мэв. Из рисунка видно, что степень поляризации линии A^2 меньше степени поляризации линии A^1 , а линия A^3 имеет обратный знак поляризации. Следовательно, для линий $m = 1, 2$, как и для свободного экситона, знак поляризации определяется ориентацией дырок, тогда как знак поляризации линии $m = 3$ определяется ориентацией электронов [10 – 12].

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, показывают, что спиновые состояния рекомбинирующих электрона и дырки зависят от m . Этот результат находит объяснение в предлагаемой ниже модели СМК, основанной на общих соображениях симметрии, и не может быть объяснен моделями, предложенными в [7, 8] и [9].

Естественно положить, что основному состоянию СМК соответствующим плавные функции S -типа для электронов и дырок (при числе дырок $n_h \leq 4$), симметричные к перестановке их пространственных координат, а спиновые функции дырок антисимметричны и имеют полный момент $j = 3/2; 0$ или $2; 3/2; 0$ [13] при $n_h = 1, 2, 3, 4$ соответственно, как это предполагалось в [10–12] и [14]. Для двух электронов в СМК быстрые электронные функции можно представить как произведение симметризованных долинных функций и антисимметризованных спиновых или наоборот. Как установлено в [15], энергия связи двух электронов на доноре D^- в германии и кремнии максимальна для состояний D_{Γ}^- , в которых оба электрона находятся в разных долинах, и в три раза превышает энергию связи состояний D_o^-, D_{μ}^- , в которых электроны находятся в одной или противоположно расположенных долинах, что объясняется уменьшением кулоновского отталкивания электронов в состоянии D_{Γ}^- из-за сильной анизотропии их эффективной массы. Поэтому для двух-электронных СМК в кремнии низшей энергии должны соответствовать состояния типа xy (с электронами в долинах $x(100)$ и $y(010)$), тогда как состояния типа xx и $x\bar{x}$ ($\bar{x} = (\bar{1}00)$) должны обладать большей энергией.



Зависимость степени циркулярной поляризации P от магнитного поля H при температуре 1,9К (Si: B , $n_A \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Сплошные кривые – эксперимент. Пунктирные – теория при $\theta = 2$, точечные – при $\theta = 1$. Расчет выполнен при $\phi_{TO} = 0,4$, $T = 1,9\text{К}$, $g_1 = 1,2$, $g = 2$: 1 – A^1 , $m = 1$, $h\nu = 1,0933 \text{ эв}$; 2 – A^2 , $m = 2$, $h\nu = 1,091 \text{ эв}$; 3 – A^3 , $m = 3$, $h\nu = 1,089 \text{ эв}$. Вертикальные отрезки указывают величину разброса экспериментальных кривых. На вставке – спектр излучения СМК: $a - H = 0$, $b - H = 50 \text{ кэ}$

Короткодействующее взаимодействие (КВ) с примесным центром приведет к расщеплению этих вырожденных состояний аналогично тому, как оно вызывает расщепление состояний нейтрального донора (ND) на A_1^+ , E^+ и F_2^- . Это расщепление определяется соответствующими кулоновскими интегралами между блоховскими функциями долин $x, \bar{x} (J_1)$ и $x, y (J_2)$.

Равенство энергий термов E^+ и F_2^- для ND показывает, что $J_1 = J_2 = J$. (При этом $E_{A_1^+} - E_{E^+, F_2^-} = 6J, J < 0$). В таблице показано расщепление КВ состояний типа xy, xx и $x\bar{x}$ с учетом смешивания состояний xx и $x\bar{x}$ (при $J_1 = J_2 = J$). КВ также смешивает подчеркнутые в таблице состояния xu и $xx, x\bar{x}$, соответствующие одинаковым представлениям. Степень этого смешивания зависит от величины расщепления состояний в приближении эффективной массы (РСПЭМ) $\Delta = E_{xy}^o - E_{xx}^o$. В правой колонке таблицы указаны состояния с учетом смешивания при $\Delta = 0$, когда многоэлектронные состояния можно рассматривать как результат заполнения одноэлектронных состояний ND , как это предполагалось в [16] (смешанные состояния подчеркнуты). Однако в свете работ [15] нам представляется маловероятным выполнение условия $|\Delta| \ll |J|$ для СМК.

Орбитально-долинное расщепление двухэлектронных состояний СМК

Энергия в единицах J	Состояния типа				Состояния при отсутствии РСПЭМ ($\Delta = E_{xy}^o - E_{xx}^o = 0$)	
	xy		$xx,$	$x\bar{x}$		
	симметричные ($S = 0$)	антисимметричные ($S = 1$)	симметричные ($S = 0$)	антисимметричные ($S = 1$)	симметричные ($S = 0$)	антисимметричные ($S = 1$)
-2	F_1^-, F_2^+	A_2^+, F_1^+, F_1^-	A_1^+, E^+	-	$F_2^- \times F_2^- = A_1^+ E^+, F_2^+$ $E^+ \times E^+ = A_1^+, E^+$ $E^+ \times F_2^- = F_1^-, F_2^-$	F_1^+ A_2^+ F_1^-, F_2^-
0	E^+	-	$F_2^- (xx)$	$F_2^- (x\bar{x})$	-	-
2	F_2^-	F_2^-	A_1^+, E^+	-	-	-
4	-	E^+	-	-	$A_1^+ \times F_2^- = F_2^-$ $A_1^+ \times E^+ = E^+$	F_2^- E^+
6	A_1^+	-	-	-	-	-
8	-	-	-	-	-	-
10	-	-	-	-	$A_1^+ \times A_1^+ = A_1^+$	-

Для трехэлектронных состояний при учете РСПЭМ наименьшую энергию должны иметь состояния типа xuz с электронами в трех взаимно перпендикулярных долинах. Состояния типа xxu и $x\bar{x}u$ имеют более высокую энергию, а типа $xx\bar{x}$ — самую высокую. КВ также приводит к рас-

щеплению этих состояний и их частичному смешиванию. При этом из состояний xuz наименьшую и одинаковую энергию имеют три вырожденных только по спину состояния, одно из которых соответствует полному спину электронов $S = 3/2$ и антисимметричному по долинам состоянию A_2^+ , а два других — спину $S = 1/2$. Если же РСПЭМ отсутствует, то в согласии с [16] минимальной энергии соответствуют состояния с $S = 1/2$, у которых заполнены оба терма A_1^+ состояний ND и один из уровней E_2^+ или F_2^- .

Исходя из предложенной выше модели, мы рассчитали степень циркулярной поляризации излучения для переходов $A^m - A^{m-1}$ при $m = 1, 2, 3$, предполагая, что в состоянии A^1 $j = 2$ и $j = 0$, $S = 1/2$, в состоянии A^2 $J = 3/2$, $S = 0$, а в состоянии A^3 $J = 0$, $S = 1/2$. (Переходы из A^3 с $S = 3/2$ разрешены только в A^2 в $S = 1$). При этих предположениях поляризация линии $A^1 P_{TO}^1(H)$ определяется формулой (41) работы [12], а поляризация линий A^2 и A^3 составляет соответственно

$$P_{TO}^2(H) =$$

$$\frac{\theta \Phi_{TO} \left[3 \operatorname{sh} \left(\frac{3}{2} g_1 H^* \right) + \operatorname{sh} \left(\frac{1}{2} g_1 H^* \right) \right]}{[2(4 + \theta) - \Phi_{TO}(4 - \theta)] \operatorname{ch} \left(\frac{3}{2} g_1 H^* \right) + [2(4 + \theta) + \Phi_{TO}(4 - \theta)] \operatorname{ch} \left(\frac{1}{2} g_1 H^* \right)} \quad (1)$$

$$P_{TO}^3(H) = -\frac{1}{2} \Phi_{TO} \operatorname{th} \left(\frac{1}{2} g_1 H^* \right). \quad (2)$$

Здесь, как и в [12], g_1 и g — факторы дырок и электронов, $H^* = \mu_0 H/kT$, $\Phi_{TO} = 0,4$ [10]. $\theta = -1$, если в излучение дают вклады только переходы в состояние A^1 с $j = 2$, и $\theta = 2$, если переходы идут как в состояние с $j = 2$, так и в состояние с $j = 0$.

Теоретические зависимости (1) и (2) показаны на рисунке пунктиром и точками. Фактор деполяризации определяется по степени поляризации линии A^1 [10]. Из рисунка видно, что теоретические кривые согласуются с экспериментальными в пределах указанного на рисунке разброса, связанного, главным образом, с неточностью установки спектрального положения щели монохроматора на максимум линий излучения и небольшим перекрытием линий A^m .

В работах [16, 17] было высказано предположение, что обычно наблюдаемые линии (α^m) соответствуют переходам в возбужденные состояния $m - 1$, а переходам в основные состояния $m - 1$ соответствуют

линии β^{m-1} , обнаруженные в [17]. В соответствии с общей схемой СМК, предложенной в настоящей работе, переходам в возбужденные состояния должны соответствовать серии линий. В случае переходов с участием фононов для всех линий, соответствующих определенному конечному состоянию $m-1$, поляризация должна быть одинаковой, тогда как для бесфононных переходов она зависит от типа состояния $m-1$. Одновременные измерения поляризации фононных и бесфононных серий дают возможность установить схему переходов, соответствующую наблюдаемым линиям.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 августа 1977 г.

Литература

- [1] А.С.Каминский, Я.К.Покровский. Письма в ЖЭТФ, 11, 381, 1970.
- [2] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский, Н.В.Алкеев. ЖЭТФ, 59, 1937, 1970.
- [3] Ya.Pokrovskii. Phys. Stat. Sol., 11a, 385, 1972.
- [4] R.Sauer. Phys. Rev. Lett., 31, 386, 1973.
- [5] K.Kosai, M.Gershenson. Phys. Rev., B9, 723, 1974.
- [6] Н.В.Алкеев, А.С.Каминский, Я.Е.Покровский. ФТТ, 17, 843, 1975.
- [7] R.Sauer, I.Weber. Phys. Rev. Lett., 36, 48, 1976.
- [8] R.Sauer, I.Weber. Stress Study of Donor Exciton Satellites in Silicon. Preprint, 1977.
- [9] T.N.Morgan. Proc XIII ICPS, Rome, p. 825, 1976.
- [10] П.Д.Алтухов, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. ФТТ, 20 (в печати).
- [11] П.Д.Алтухов, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 25, 154, 1977.
- [12] Г.Е.Пикус. ФТТ, 19, 1653, 1977.
- [13] И.Г.Каплан. Симметрия многоэлектронных систем. Физматгиз, 1969.
- [14] P.I.Dean, D.C.Herbert, D.Bimberg, W.J.Choyke. Phys. Rev. Lett., 37, 1635, 1976; Proc. XIII ICPS, Rome, p. 1298, 1976.
- [15] S.Narita, M.Taniguchi. Phys. Rev. Lett., 35, 1095, 1975; 36, 913, 1976; Proc. XIII ICPS, Rome, p. 607, 1976.
- [16] G.Kirczenow. Solid St. Comm., 21, 713, 1977.
- [17] M.L.W.Thewalt. Solid St. Comm., 21, 937, 1977; Phys. Rev. Lett., 38, 521, 1977.