

УДК 621.315.592

© 1990

СВОБОДНЫЕ И СВЯЗАННЫЕ ЭКСИТОНЫ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ A_3B_5 . ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Г. Ф. Глинский, Т. Гожеляк

Проводится подробный теоретико-групповой анализ энергетических состояний прямых и непрямых свободных и связанных на изоэлектронном центре экситонов в кубических полупроводниках A_3B_5 . Получены правила отбора и определены относительные интенсивности оптических переходов в экситонные состояния с участием и без участия фононов. Расчеты выполнены с учетом эффектов короткодействующего обменного взаимодействия электрона и дырки.

Правила отбора для оптических переходов в полупроводниках могут быть определены исключительно из соображений симметрии. Так, оператор возмущения, связанный с внешним воздействием на рассматриваемую квантовую систему, в общем случае нарушающим ее симметрию, всегда может быть представлен в следующем виде

$$\hat{H}' = \sum_l \hat{V}_l A_l^* \quad (1)$$

Здесь \hat{V}_l — компоненты оператора, преобразующиеся по неприводимому представлению $D^{(\gamma)}$ группы симметрии невозмущенного гамильтониана, A_l^* — внешние параметры. Последние не преобразуются при преобразованиях симметрии квантовой системы, однако при изменении внешнего воздействия они должны преобразовываться по комплексно-сопряженному представлению $D^{(\gamma)*}$ так, чтобы в результате этих двух преобразований оператор \hat{H}' оставался инвариантным.

Решение задачи в рамках теории возмущений обычно сводится к вычислению матричных элементов от оператора \hat{H}' на состояниях невозмущенного гамильтониана. Согласно теореме Вигнера—Экарта (см., например, [1]), матричные элементы на состояниях, преобразующихся по неприводимым представлениям $D^{(\alpha)}$ и $D^{(\beta)}$, от оператора \hat{V}_l выражаются через коэффициенты Клебша—Гордана следующим образом

$$\langle \alpha, n | \hat{V}_l | \beta, m \rangle = \sum_{\xi} \langle \alpha || \hat{V}_l || \beta \rangle_{\xi} \langle \alpha, n; \xi | \gamma, l; \beta, m \rangle \quad (2)$$

Здесь индексы n, m, l нумеруют партнеров по представлению; $\langle \alpha || \hat{V}_l || \beta \rangle_{\xi}$ — приведенные матричные элементы (постоянные); $\langle \alpha, n; \xi | \gamma, l; \beta, m \rangle$ — комплексно-сопряженные коэффициенты Клебша—Гордана, $\xi = 1, 2, \dots, q$, где q — число линейно независимых констант, определяющих правила отбора, т. е. число единичных представлений, содержащихся в произведении $D^{(\alpha)*} \otimes D^{(\gamma)} \otimes D^{(\beta)}$. Из этих формул непосредственно следует

$$M_{nm}^{\alpha\beta} = \langle \alpha, n | \hat{H}' | \beta, m \rangle = \sum_{\xi} \langle \alpha || \hat{V}_l || \beta \rangle_{\xi} \sum_l \langle \alpha, n; \xi | \gamma, l; \beta, m \rangle A_l^* \quad (3)$$

Это соотношение, лежащее в основе так называемого метода инвариантов [2], решает поставленную задачу. Оно может быть использовано при расчете матричных элементов в любом порядке теории возмущений. Если не интересоваться промежуточными состояниями, то достаточно из произведений операторов и соответствующих им внешних параметров в нужном порядке теории возмущений с помощью коэффициентов Клебша—Гордана составить всевозможные линейные комбинации, преобразующиеся по неприводимым представлениям рассматриваемой группы. Затем из вновь полученных операторов и внешних параметров необходимо образовать инвариантные комбинации вида (1) и далее воспользоваться соотношением (3). При необходимости анализа промежуточных состояний каждый из матричных элементов, входящих в общее выражение, следует рассматривать по отдельности, раскрывая его согласно формуле (3).

В работах [3-5] метод инвариантов был использован для анализа непрямых оптических переходов в кубических полупроводниках Si, Ge и A_3B_5 . В пренебрежении экситонными эффектами были определены межзонные матричные элементы для переходов в одну из долин зоны проводимости.

В настоящей работе в рамках теории пространственных групп проводится подробный теоретико-групповой анализ энергетических состояний и оптических переходов для прямых и непрямых свободных и связанных на изоэлектронном центре экситонов в кубических полупроводниках A_3B_5 . Определены относительные интенсивности оптических переходов в экситонные состояния с участием и без участия фононов. Расчеты выполнены с учетом эффектов короткодействующего обменного взаимодействия электрона и дырки [6, 7].

1. Методика расчета

В приближении эффективной массы мелкие экситонные состояния можно считать сформированными из электронных и дырочных состояний вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. В кубических полупроводниках A_3B_5 (пространственная группа T_d^2) максимуму валентной зоны соответствует четырехкратно вырожденное состояние Γ_8 , произошедшее из Γ_{15} в результате спин-орбитального расщепления ($\Gamma_{15} \otimes \Gamma_8 = \Gamma_8 \oplus \Gamma_7$). В прямозонных полупроводниках минимуму зоны проводимости соответствует двукратно вырожденное состояние Γ_6 , произошедшее из Γ_1 ($\Gamma_1 \otimes \Gamma_8 = \Gamma_6$). В непрямозонных полупроводниках минимум зоны проводимости расположен в точке X зоны Бриллюэна.¹ Здесь имеет место шестикратное вырождение — представление $\star X_6$, произошедшее из $\star X_1$ ($\star X_1 \otimes \Gamma_8 = \star X_6$).

Число констант, определяющих правила отбора для межзонных переходов, можно сократить, если пренебречь спин-зависящими поправками, имеющими релятивистскую малость. В соответствии с этим в валентной зоне будем пренебрегать подмешиванием в исходное состояние других состояний за счет спин-орбитального взаимодействия, т. е. в качестве начального будем рассматривать состояние

$$|\Gamma_8^i\rangle = \sum_{m, n} |\Gamma_{15}^m \otimes \Gamma_8^n\rangle \langle \Gamma_{15}^m; \Gamma_8^n | \Gamma_8^i \rangle. \quad (4)$$

Здесь $|\Gamma_{15}^m \otimes \Gamma_8^n\rangle = |\Gamma_{15}^m\rangle |\Gamma_8^n\rangle$, $|\Gamma_8^n\rangle$ — спиновая часть, $\langle \Gamma_{15}^m; \Gamma_8^n | \Gamma_8^i \rangle$ — коэффициенты Клебша—Гордана. Так как эффекты короткодействующего обменного взаимодействия электрона и дырки, зависящие от спина электрона в зоне проводимости, приводят к сверхтонкому расщеплению экситонных уровней, их можно учесть на последнем этапе расчета. Поэтому в качестве конечных состояний в зоне проводимости в точ-

¹ В действительности имеет место незначительное смещение минимума зоны проводимости в направлении Δ [8, 9], которым в нашем случае можно пренебречь.

как Γ и X можно взять соответствующие произведения $|\Gamma_1 \otimes \Gamma_6^n\rangle = |\Gamma_1\rangle |\Gamma_6^n\rangle$ и $|\star X_1^i \otimes \Gamma_6^n\rangle = |\star X_1^i\rangle |\Gamma_6^n\rangle$. Таким образом, в первом порядке теории возмущений (прямые свободные и связанные экситоны) решение задачи сводится к вычислению матричных элементов от оператора электрон-фотонного взаимодействия \hat{H}_1

$$M^{\Gamma_1 \otimes \Gamma_6^n; \Gamma_6^n} = \langle \Gamma_1 \otimes \Gamma_6^n | \hat{H}_1 | \Gamma_6^n \rangle. \quad (5)$$

В дипольном приближении $\hat{H}_1 \sim \sum_k \hat{p}_k^{\Gamma_1} e_k^{\Gamma_6^n}$, где $\hat{p}_k^{\Gamma_1}$ — компоненты оператора импульса, преобразующиеся по представлению Γ_{15} в группе T_d^2 , $e_k^{\Gamma_6^n}$ — компоненты вектора поляризации электромагнитной волны.

Во втором порядке теории возмущений (непрямые свободные и связанные экситоны) необходимо рассмотреть матричные элементы вида

$$M^{\star X_1^i \otimes \Gamma_6^n; \Gamma_6^n} = - \sum_{\lambda, p} \left[\frac{\langle \star X_1^i \otimes \Gamma_6^n | \hat{H}_1' | \lambda, p \rangle \langle \lambda, p | \hat{H}_1' | \Gamma_6^n \rangle}{E^\lambda - E^{\star X_1}} + \frac{\langle \star X_1^i \otimes \Gamma_6^n | \hat{H}_1' | \lambda, p \rangle \langle \lambda, p | \hat{H}_2' | \Gamma_6^n \rangle}{E^\lambda - E^{\Gamma_6}} \right]. \quad (6)$$

Для процессов с участием фононов $\hat{H}_2' \sim \sum_l \hat{V}_l^{\Gamma_1} \varepsilon_l^{\Gamma_6^n}$ — оператор электрон-фононного взаимодействия; $\hat{V}_l^{\Gamma_1}$ — компоненты оператора, преобразующиеся по представлению $D^{(\Gamma)}$, $\varepsilon_l^{\Gamma_6^n}$ — компоненты вектора поляризации фонона. Для бесфононных переходов роль оператора рассеяния \hat{H}_2' играет потенциал изоэлектронного центра. В этом случае $\hat{H}_2' \sim \sum_l \hat{V}_l^{\Gamma_1}$.

Так как \hat{H}_1' и \hat{H}_2' не содержат спиновых операторов, то расчет по формулам (5) и (6) сводится к вычислению матричных элементов на неспинорных состояниях, соответствующих переходам из валентной зоны Γ_{15} в зону проводимости Γ_1 и $\star X_1$. Это позволяет в общем случае уменьшить число констант, определяющих правила отбора.

Матричные элементы для оптических переходов из основного состояния кристалла Γ_1 в состояния свободного экситона $|\Psi_f^\mu(\xi)\rangle$, преобразующиеся по неприводимому представлению $D^{(\mu)}$, связаны с соответствующими межзонными матричными элементами $M_{nm}^{\alpha\beta}$, взятыми в нужном порядке теории возмущений, следующим образом

$$M_f^\mu(\xi) = \sum_{n, m} \langle \Psi_f^\mu(\xi) | \alpha, n; \beta, m \rangle M_{nm}^{\alpha\beta}. \quad (7)$$

Здесь $\langle \alpha, n; \beta, m | \Psi_f^\mu(\xi) \rangle$ — волновая функция свободного экситона, с точностью до множителей, независящих от n, m и f , пропорциональная коэффициентам Клебша—Гордана

$$\langle \alpha, n; \beta, m | \Psi_f^\mu(\xi) \rangle \sim \langle \alpha, n; \beta, m | \xi; \mu, f \rangle, \quad (8)$$

$|\alpha, n\rangle$ и $|\beta, m\rangle$ — соответственно электронные и дырочные состояния в экстремумах зон; $|\beta, m\rangle = \hat{T} |\beta, m\rangle$, где \hat{T} — операция инверсии времени.

Состояния мелких связанных экситонов $|\Phi_s^\sigma\rangle$, преобразующиеся по неприводимому представлению точечной группы симметрии узла $D^{(\sigma)}$, можно считать сформированными из соответствующих состояний свободных экситонов. В этом случае матричный элемент для оптических переходов на уровни связанных экситонов определяется как

$$M_s^\sigma = \sum_{\mu, f, \xi} \langle \Phi_s^\sigma | \Psi_f^\mu(\xi) \rangle M_f^\mu(\xi). \quad (9)$$

Здесь $\langle \Psi_f^\mu(\xi) | \Phi_s^\sigma \rangle$ — волновая функция связанного экситона. Если представление $D^{(\mu)}$ приводимо в группе симметрии узла, то основное со-

стояние связанного экситона расщепляется. В этом случае его волновая функция может быть вычислена с помощью операторов проектирования.

Таким образом, согласно (7) и (9), правила отбора для оптических переходов в экситонные состояния непосредственно связаны с правилами отбора для межзонных матричных элементов, взятых в нужном порядке теории возмущений. Вероятность оптических переходов можно определить, суммируя по всем конечным состояниям системы, включая фононные,

$$w \sim \sum |M_f^{\mu}|^2. \quad (10)$$

Необходимые для расчетов коэффициенты Клебша—Гордана пространственной группы T_d^2 определялись с помощью техники проекционных операторов.

2. Прямые свободные и связанные экситоны

Состояния прямых свободных экситонов формируются из электронных $\Gamma_1 \otimes \Gamma_6$ и дырочных Γ_8 состояний. Без учета короткодействующего обменного взаимодействия электрона и дырки основное состояние прямого

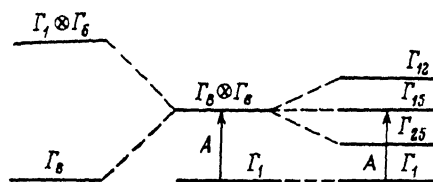


Рис. 1. Структура нижних энергетических уровней прямых свободного и связанного экситонов.

На всех рисунках стрелками показаны оптически разрешенные переходы.

свободного экситона восьмикратно вырождено и соответствует представлению $\Gamma_8 \otimes \Gamma_6$ (рис. 1). В результате обменного взаимодействия оно расщепляется: $\Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = \Gamma_{12} \oplus \Gamma_{15} \oplus \Gamma_{25}$.

Состояния мелких связанных экситонов формируются из состояний свободных экситонов. Переход к прямому экситону, связанному на изоэлектронном центре, замещающем в решетке элемент пятой группы, соответствует переходу от пространственной группы T_d^2 к точечной группе симметрии узла T_d . Так как представления точки Γ неприводимы в группе T_d , то структура энергетических уровней связанного экситона будет аналогична структуре уровней экситона свободного.

Оптические переходы в состояния прямых свободных и связанных экситонов разрешены в первом порядке теории возмущений. В принятом нами приближении число констант, определяющих правила отбора, равно числу независимых матричных элементов, соответствующих переходам из валентной зоны $\Gamma_{15}^{(v)}$ в зону проводимости $\Gamma_1^{(c)}$. Так как в произведении $\Gamma_1 \otimes \Gamma_{15} \otimes \Gamma_{15}$ представление Γ_1 содержится один раз, то правила отбора определяются одной константой $M = \langle \Gamma_1^{(c)} | \hat{p}^{\Gamma_{15}} | \Gamma_{15}^{(v)} \rangle$. С точностью до плавной волновой функции, описывающей движение экситона, интенсивность перехода $A = (\frac{4}{9}) |M|^2$.

3. Непрямые свободные экситоны

Состояния непрямых свободных экситонов формируются из электронных $\star X_1 \otimes \Gamma_6$ и дырочных Γ_8 состояний. Без учета анизотропии эффективной массы электрона и короткодействующего обменного взаимодействия основное состояние непрямого экситона 24-кратно вырождено и соответствует представлению $\star X_1 \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6$ (рис. 2). Эффекты анизотропии приводят к расщеплению этого состояния на два подуровня: $\star X_1 \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = (\star X_6 \oplus \star X_7) \otimes \Gamma_6 = (\star X_6 \otimes \Gamma_6) \oplus (\star X_7 \otimes \Gamma_6)$. Короткодействующий обмен приводит к дополнительному сверхтонкому расщеплению этих уровней: $\star X_6 \otimes \Gamma_6 = \star X_1 \oplus \star X_4 \oplus \star X_5$ и $\star X_7 \otimes \Gamma_6 = \star X_2 \oplus \star X_3 \oplus \star X_5$.

Оптические переходы в состояния непрямых экситонов разрешены во втором порядке теории возмущений при учете взаимодействия с фононом или примесным центром. Правила отбора для переходов из валентной зоны $\Gamma_{15}^{(v)}$ в зону проводимости $\star X_1^{(c)}$ определяются симметрией фононов, а для бесфононной компоненты симметрией рассеивающего потенциала. Данные о симметрии фононов точки X зоны Бриллюэна и потенциалов примесей, замещающих в решетке элементы третьей (NP_3) и пятой (NP_5)

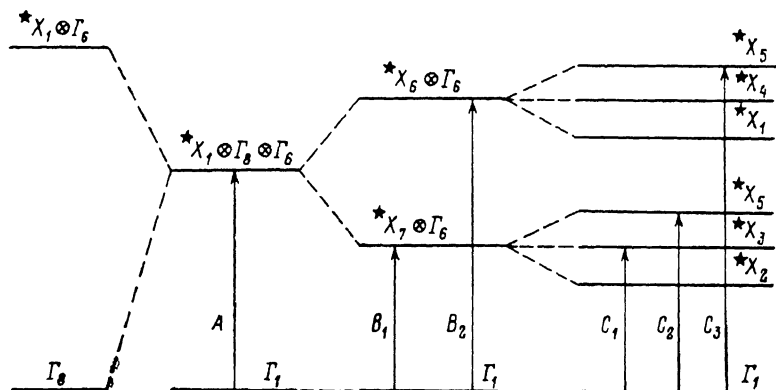


Рис. 2. Структура и генезис нижних энергетических уровней непрямых свободных экситонов.

групп, представлены в табл. 1. Здесь же указаны все возможные виртуальные состояния в зоне проводимости и валентной зоне, через которые осуществляется данный тип перехода. Так как в произведении $\star X_1 \otimes \Gamma_{15} \otimes \Gamma_{15}$ представление $\star X_3$ встречается один раз, а представления $\star X_1$ и

Таблица 1

Симметрия операторов рассеяния и виртуальные состояния для процессов с участием и без участия фононов*

Тип фонона или возмущения	Симметрия оператора рассеяния	Виртуальные состояния в точке Γ	Виртуальные состояния в точке X
LA, NP_5	$\star X_1$	Γ_1, Γ_{12}	$\star X_3, \star X_5$
LO, NP_3	$\star X_3$	Γ_{15}	$\star X_5$
TA, TO	$\star X_5$	Γ_{15}, Γ_{25}	$\star X_3, \star X_5$

* Симметрии LA - и LO -фононов соответствует случаю $M_A > M_B$ (M_A, M_B — массы атомов в соединении A_3B_5). В противоположном случае LA и LO меняются местами. То же для табл. 2–4.

$\star X_5$ — два раза, то правила отбора для переходов с участием LO -фонона и NP_3 -центра будут определяться одной, а с участием LA, TA, TO и NP_5 — двумя константами. Соответствующие данные приведены в табл. 2, где введены следующие обозначения для приведенных матричных элементов второго порядка

$$M_{\Gamma}^{\Gamma_{\nu}} = \sum_q \frac{\langle \star X_1^{(c)} \| \hat{V} \gamma \| \Gamma_n^{(q)} \rangle \langle \Gamma_n^{(q)} \| \hat{\rho}^{\Gamma_{15}} \| \Gamma_{15}^{(v)} \rangle}{E_{\Gamma_n^{(q)}} - E_{\star X_1^{(c)}}},$$

$$M_{\gamma}^{\star X_n} = \sum_q \frac{\langle \star X_1^{(c)} \| \hat{\rho}^{\Gamma_{15}} \| \star X_n^{(q)} \rangle \langle \star X_n^{(q)} \| \hat{V} \gamma \| \Gamma_{15}^{(v)} \rangle}{E_{\star X_n^{(q)}} - E_{\Gamma_{15}^{(v)}}}. \quad (11)$$

Суммирование в этих формулах осуществляется по всем виртуальным состояниям в зоне проводимости и в валентной зоне. Относительные интенсивности оптических переходов в состояния непрямых свободных экситонов приведены в табл. 3. Расчеты выполнены с учетом генезиса экситонных уровней, представленного на рис. 2.

4. Непрямые связанные экситоны

Состояния непрямого экситона, связанного с изоэлектронным центром, замещающим в решетке элемент пятой группы (например: азот в GaP), могут быть сформированы из состояний не прямых свободных экситонов. Классификация этих состояний должна проводиться в группе симметрии узла T_d . Как правило, эффекты локального поля намного превосходят

Таблица 2

Константы, определяющие правила отбора для не прямых переходов $\Gamma_{15}^{(V)} \rightarrow \star X_1^{(C)}$ *

Тип фонона или возмущения	Константы, определяющие правила отбора
LA, NP_5	$M_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} M^{\Gamma_1} + \frac{2}{\sqrt{6}} M^{\Gamma_{12}} + M^{\star X_5}$ $M_2 = \frac{\sqrt{6}}{3} M^{\Gamma_1} - \frac{1}{\sqrt{3}} M^{\Gamma_{12}} + M^{\star X_5}$
LO, NP_3	$M = M^{\Gamma_{15}} + M^{\star X_5}$
TA, TO	$M_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} M^{\Gamma_{15}} + \frac{1}{\sqrt{2}} M^{\Gamma_{25}} + M^{\star X_5}$ $M_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} M^{\Gamma_{15}} - \frac{1}{\sqrt{2}} M^{\Gamma_{25}} + M^{\star X_5}$

* Индексы, указывающие тип фонона (возмущения), опущены. То же для табл. 3, 4.

эффекты, связанные с анизотропией эффективной массы электрона и короткодействующим обменом. Поэтому в первом приближении основное состояние непрямого связанного экситона, как и состояние экситона свободного, можно считать 24-кратно вырожденным и соответствующим пред-

Таблица 3

Относительные интенсивности оптических переходов в состоянии не прямых свободных экситонов *

Тип фонона или возмущения	Относительная интенсивность переходов					
	A	B_1	B_2	C_1	C_2	C_3
LA, TA, TO, NP_5	$\frac{4}{3} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{1}{3} (4 M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$ M_2 ^2$	$\frac{4}{3} M_1 ^2$	$\frac{1}{3} M_2 ^2$	$ M_2 ^2$
LO, NP_3	$\frac{4}{3} M ^2$	$\frac{1}{3} M ^2$	$ M ^2$	0	$\frac{1}{3} M ^2$	$ M ^2$

ставлению $\star X_1 \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6$ (рис. 3). В результате междолинного рассеяния на изоэлектронном центре это состояние расщепляется на так называемые A- и E-уровни связанного экситона (долин-орбитальное расщепление): $\star X_1 \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = (\Gamma_1 \oplus \Gamma_{12}) \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = (\Gamma_1 \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6) \oplus (\Gamma_{12} \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6)$. Последнее непосредственно следует из приводимости представления $\star X_1$ в группе T_d ($\star X_1 = \Gamma_1 \oplus \Gamma_{12}$). С учетом анизотропии эффективной массы электрона E-уровень дополнительно расщепляется: $\Gamma_{12} \otimes \Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = (\Gamma_6 \oplus \Gamma_7 \oplus \Gamma_8) \otimes \Gamma_6 = (\Gamma_6 \otimes \Gamma_6) \oplus (\Gamma_7 \otimes \Gamma_6) \oplus (\Gamma_8 \otimes \Gamma_6)$. Последующий учет короткодействующего обменного взаимодействия приводит к сверхтонкому

Таблица 4

Относительные интенсивности оптических переходов в состоянии непрямого связанного экситона

Тип фонона или возмущения	Относительная интенсивность переходов						
	A	B ₁	B ₂	C ₁	C ₂	C ₃	C ₄
NP ₅	$\frac{4}{3} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{8}{9} \left \frac{M_1}{\sqrt{2}} + M_2 \right ^2$	$\frac{8}{9} \left \frac{M_2}{\sqrt{2}} - M_1 \right ^2$	$\frac{8}{9} \left \frac{M_1}{\sqrt{2}} + M_2 \right ^2$	0	$\frac{4}{9} \left \frac{M_2}{\sqrt{2}} - M_1 \right ^2$	$\frac{4}{9} \left \frac{M_2}{\sqrt{2}} - M_1 \right ^2$
LA, TA, TO	$\frac{4}{3} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{4}{3} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{8}{9} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{4}{9} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{1}{3} M_2 ^2$	$\frac{1}{9} (4 M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{4}{9} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$
LO	$\frac{4}{3} M ^2$	$\frac{4}{9} M ^2$	$\frac{8}{9} M ^2$	$\frac{4}{9} M ^2$	$\frac{1}{3} M ^2$	$\frac{1}{9} M ^2$	$\frac{4}{9} M ^2$

(продолжение)

Тип фонона или возмущения	Относительная интенсивность				
	D ₁	D ₂	D ₃	D ₄	D ₅
NP ₅	$\frac{8}{9} \left \frac{M_1}{\sqrt{2}} + M_2 \right ^2$	0	$\frac{4}{9} \left \frac{M_2}{\sqrt{2}} - M_1 \right ^2$	$\frac{4}{9} \left \frac{M_2}{\sqrt{2}} - M_1 \right ^2$	0
LA, TA, TO	$\frac{4}{9} (M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{1}{3} M_2 ^2$	$\frac{1}{9} (4 M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{1}{9} (4 M_1 ^2 + M_2 ^2)$	$\frac{1}{3} M_2 ^2$
LO	$\frac{4}{9} M ^2$	$\frac{1}{3} M ^2$	$\frac{1}{9} M ^2$	$\frac{1}{9} M ^2$	$\frac{1}{3} M ^2$

расщеплению экситонных уровней: $\Gamma_6 \otimes \Gamma_6 = \Gamma_1 \oplus \Gamma_{25}$, $\Gamma_7 \otimes \Gamma_6 = \Gamma_2 \oplus \Gamma_{15}$, $\Gamma_8 \otimes \Gamma_6 = \Gamma_{12} \oplus \Gamma_{15} \oplus \Gamma_{25}$.

Оптические переходы в состоянии непрямых связанных экситонов разрешены во втором порядке теории возмущений. Число констант, определяющих правила отбора, для основной бесфононной линии (NP_5), когда рассеяние происходит на самом изоэлектронном центре, связыва-

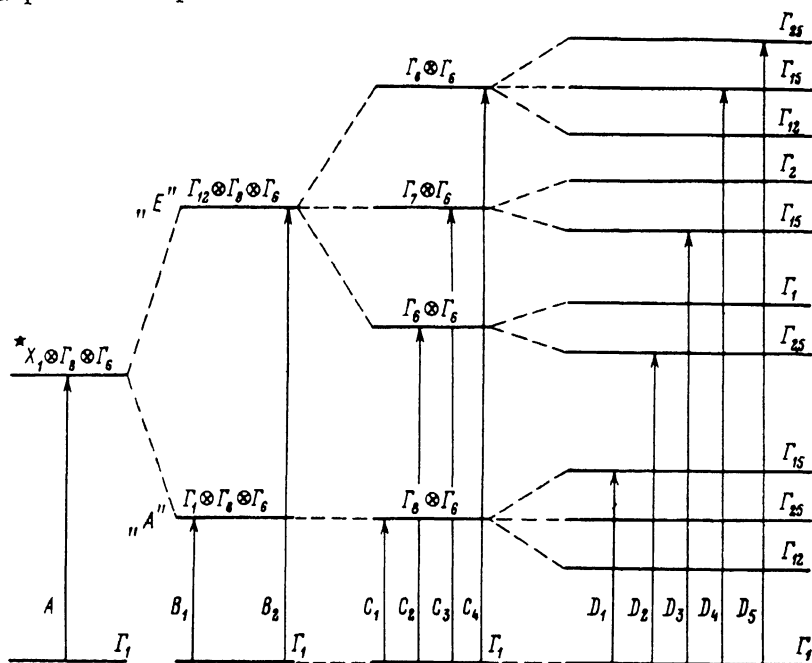


Рис. 3. Структура и генезис нижних энергетических уровней непрямых связанных экситонов.

ющем экситон, и ее фононных повторений совпадает с соответствующим числом констант для свободных экситонов (табл. 2). Относительные интенсивности переходов, рассчитанные в соответствии с генезисом экситонных уровней, приведены в табл. 4.

Авторы выражают искреннюю признательность Е. Л. Ивченко за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

Список литературы

- [1] Штрайтвольф Г. Теория групп в физике твердого тела. М., 1971. 262 с.
- [2] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [3] Пикус Г. Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 6. С. 1653—1664.
- [4] Bednarek S., Rössler V. // Phys. St. Sol. 1982. V. B110. N 1. P. 565—570.
- [5] Пикус Г. Е., Ивченко Е. Л. Оптическая ориентация и поляризованная люминесценция экситонов в полупроводниках. Экситоны / Под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа. М., 1985. С. 148—192.
- [6] Глинский Г. Ф., Койнов Эл. // ТМФ. 1987. Т. 70. № 3. С. 358—371.
- [7] Koinov Z. G., Glinskii G. F. // J. Phys. (A). 1988. V. 21. N 17. P. 3431—3450.
- [8] Glinskii G. F., Kopylov A. A., Pikhtin A. N. // Sol. St. Comm. 1979. V. 30. N 10. P. 631—634.
- [9] Глинский Г. Ф., Копылов А. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 11. С. 3238—3245.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 апреля 1989 г.