

## МАГНИТОСПЕКТРОСКОПИЯ ЛИТИЙСОДЕРЖАЩИХ ДОНОРОВ В ГЕРМАНИИ

Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И.

Методом лазерной фотоэлектрической спектроскопии впервые в магнитном поле исследованы энергетическая структура мультиплета  $1s$ -состояния и состав литийсодержащих доноров в высокочистом германии. Установлен спектр  $1s$ -мультиплета комплекса D (Li, O), донора Li и обнаруженных комплексов  $X_1$  и  $X_2$ . Выполненный вариационный расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные об энергии термов, их  $g$ -факторах и вероятностях фотовозбуждения электрона в  $p$ -состояния.

1. Введение атомов лития при  $T=300-400$  °C в чистые монокристаллы германия с концентрацией остаточных доноров  $\leq 10^{12}$  см $^{-3}$  позволяет оценивать концентрацию электрически не активной примеси кислорода [1]. Легкий атом лития, обладая малыми размерами и большими скоростями диффузии и дрейфа по междоузлиям, легко образует электрически активный мелкий донорный комплекс D (Li, O) с примесным атомом кислорода. Избыточный при температуре преципитации (обычно  $\approx 20$  °C) литий связывается в электрически не активные конгломераты. Измеренная после окончания процесса преципитации лития величина проводимости пропорциональна концентрации комплексов D (Li, O), что и дает возможность оценить концентрацию кислорода.

Информация о связывании лития в комплекс с кислородом и изменении в процессе преципитации соотношения концентраций электрически активного лития и донорного комплекса D (Li, O) получается из анализа спектров фотовозбуждения данных примесей методом фотоэлектрической спектроскопии [2, 3]. Однако недостаточно полное знание сложной структуры термов  $1s$ -состояния литийсодержащих доноров, близкое энергетическое положение основного состояния лития и одного из термов мультиплета  $1s$ -состояния D (Li, O), а также высокая химическая активность лития, которая может привести к образованию близких по энергии комплексов не только с атомами кислорода, затрудняют спектроскопический анализ.

В настоящей работе впервые энергетическая структура мультиплета  $1s$ -состояния и состав литийсодержащих доноров исследованы методом лазерной фотоэлектрической спектроскопии в магнитном поле (ФЭЛМС). Изучены спектры фотовозбуждения мелких доноров в монокристаллах германия с концентрацией остаточных примесей  $\leq 1 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  и концентрацией кислорода  $\leq 1 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , в которые литий вводился методом вакуумного напыления при  $T=350$  °C.

В таблице указаны данные о трех образцах, спектры которых будут приведены далее.

№ образца	Тигель	Атмосфера	$N_D - N_A$ , см $^{-3}$	$N_O$ , см $^{-3}$
1	Графит SiO $_2$	Вакуум	2.10 $^{10}$	10 $^{12}$
2			1.10 $^{12}$	$< 1 \cdot 10^{14}$
3	SiO $_2$	Водород	6.10 $^{10}$	(6÷8)·10 $^{13}$

Измерения проведены по методике, описанной в [4]. Источниками излучения служили субмиллиметровые газовые лазеры на парах  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{CH}_3\text{OD}$  с оптической накачкой перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером [5].

2. На рис. 1, а показан спектр фотовозбуждения (ФВ) доноров в  $2p_{+1, A}$ -состояние в образце 1. Идентификация линий проведена путем построения зависимостей энергии фотовозбуждения от магнитного поля для всех наблюдаемых линий и интерполяции этих зависимостей в нуль магнитного поля. К полученным значениям энергии переходов в нулевом магнитном поле затем прибавлялась энергия ионизации  $2p_{\pm 1}$ -состояния, равная 1.721 мэВ. При вычислении энергии  $2p_{\pm 1}$ -состояния согласно [6] и в других расчетах использованы следующие параметры: диэлектрическая проницаемость  $\kappa = 15.40$  [7], поперечная эффективная масса  $m_{\perp}/m_0 = 0.08152$  [8], а также поперечный и продольный  $g$ -факторы:  $g_{\perp} = 1.9040$ ,  $g_{\parallel} = 0.8585$  [9]. Определенная таким образом энергия уровней сопоставлялась с известными литературными данными. К энергиям переходов, указанным в работах [2, 3, 10], также прибавлялась энергия ионизации  $2p_{\pm 1}$ -состояния. Спектры, аналогичные показанному на рис. 1, а, наблюдались и в случае переходов в другие возбужденные  $np_{\pm 1, A, B}$ -состояния, а также в резонансные состояния, связанные с уровнями Ландау:  $N \geq 1$  [11]. Две линии одинаковой интенсивности соответствуют переходам с основного состояния  $D(\text{Li}, \text{O})$  и  $\text{Li}$ . Более слабая по интенсивности и широкая линия соответствует переходу с третьего уровня мультиплета  $1s$ -состояния  $D(\text{Li}, \text{O})$  [2] с энергией ионизации 9.42 мэВ (9.38 [3], 9.37 мэВ [10]).

Спектр ФВ образца 2 (рис. 1, б) существенно отличается от спектра ФВ образца 1. Интенсивность линии  $D(\text{Li}, \text{O})$  меньше, чем  $\text{Li}$ . Зарегистрированы две линии  $X_1$  и  $X_2$ . Энергетическое положение в нулевом магнитном поле (9.85 и 9.76 мэВ) стартовых состояний соответствующих этим линиям переходов близко к значениям (9.86 и 9.78 мэВ), о которых сообщалось ранее в [10]. В работе [10] данные линии предположительно интерпретировались как возбужденные термы  $1s$ -состояния  $D(\text{Li}, \text{O})$ . Ширина линий  $X_1$  и  $X_2$  совпадает с шириной линий ФВ  $\text{Li}$  и  $D(\text{Li}, \text{O})$  из основного состояния.

На рис. 1, в приведен спектр ФВ доноров в образце 3. Более широкие линии соответствуют фотовозбуждению со второго и третьего состояний  $1s$ -мультиплета  $D(\text{Li}, \text{O})$ . Линия  $X_1$  не разрешается.

На рис. 2 представлен энергетический спектр  $1s$ -состояний в магнитном поле для наблюдавшихся литийсодержащих доноров. Экспериментальные точки получены в результате отсчета энергии квантов лазерного излучения от рассчитанного вариационным методом  $2p_{+1, A}$ -состояния (согласно [6]). Использование линий переходов в  $2p_{+1, B}$ -состояние для построения соответствующих уровней  $1s$ -состояний изучаемых доноров дает менее точные, чем это необходимо в данной работе, результаты. Это связано с уширением и расщеплением линий переходов в  $2p_{+1, B}$ -состояние вследствие возможного отклонения ( $\leq 1^\circ$ ) магнитного поля от оси [111] кристалла. В результате линии ФВ в  $2p_{+1, B}$ -состояние из основного состояния доноров  $\text{Li}$ ,  $X_1$  и  $X_2$  перекрываются. На рис. 2 соответствующие этим линиям экспериментальные точки не нанесены. С достаточной точностью их удалось нанести лишь для имеющего наибольшую энергию компонента основного состояния  $D(\text{Li}, \text{O})$ . Отсчет энергий квантов производился от энергии  $2p_{+1, B}$ -состояния, определенной из экспериментов по фотовозбуждению примесей  $\text{Sb}$  и  $\text{P}$  в магнитном поле [4]. Линии на рис. 2 — результат теоретического расчета, излагаемого далее.

3. В настоящее время не существует достоверных данных, позволяющих однозначно определить пространственное положение атомов кислорода и лития в комплексе  $D(\text{Li}, \text{O})$ . В работе [12] предполагалось, что кислород расположен на месте атомов германия, а литий может занимать четыре эквивалентных положения в междоузлиях [111]. Обозначим волновые функции ядра комплекса  $\Phi_A$ ,  $\Phi_B$ ,  $\Phi_C$  и  $\Phi_D$ , если ось симметрии комплекса имеет направления [111],  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}1]$  и  $[1\bar{1}\bar{1}]$  соответственно.  $1s$ -состояние электрона при фиксированном положении комплекса в приближении эффективной массы (ПЭМ) четырехкратно вырождено по числу эквивалентных положений, если не учитывать вырождение по спину. Электрон, связанный с каждым комплексом, может нахо-

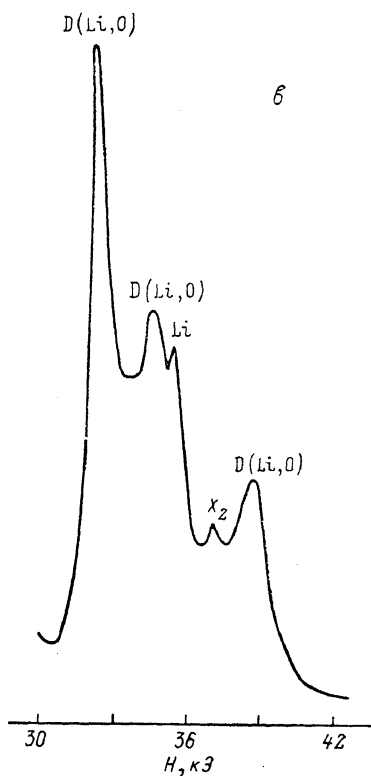
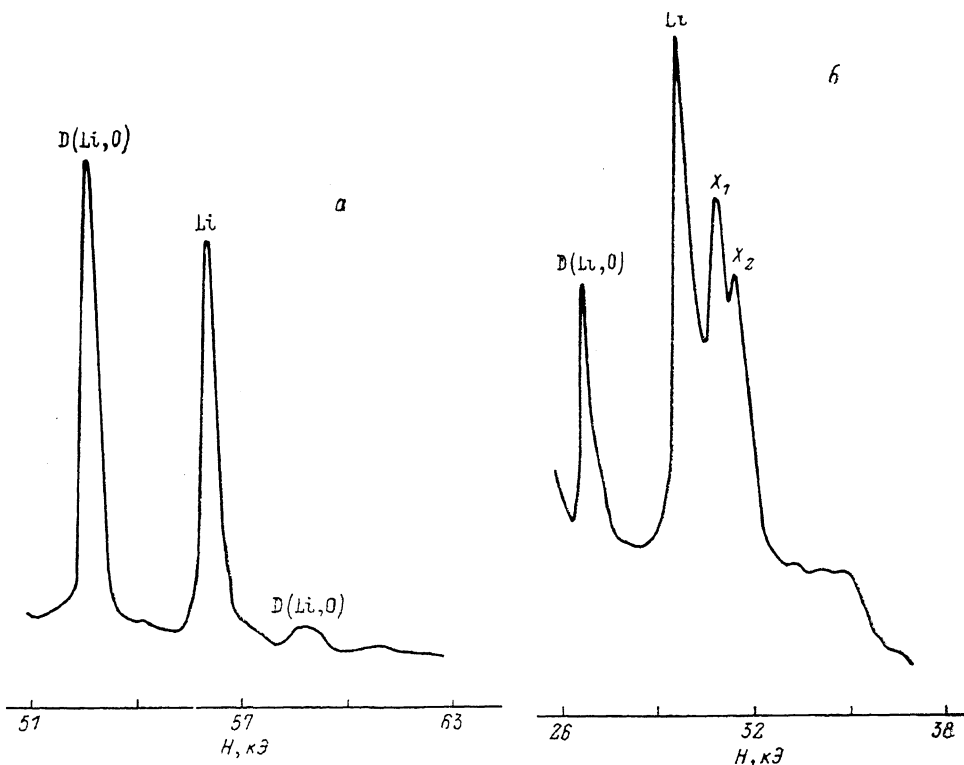


Рис. 1. Фрагменты спектров фотопроводимости образцов германия, соответствующие фотовозбуждению литийсодержащих донорных центров в  $2p_{+1}, A$ -состояние.

$T=4.2$  К. Образцы: а — 1, б — 2, в — 3.  $h\nu$ , мэВ: а — 15.91, б — 12.02, в — 12.84.

даться в четырех эквивалентных долинах. Назовем его волновую функцию  $\chi_a$ , если он находится в долине  $[111]$ ,  $\chi_b$  — в  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ,  $\chi_c$  — в  $[\bar{1}\bar{1}1]$ , и  $\chi_d$  — в  $[11\bar{1}]$ . Таким образом, состояние комплекса будет шестнадцатикратно вырождено в приближении эффективной массы. Долин-орбитальное взаимодействие характеризуется двумя параметрами

$$\Delta_1 = -\langle aA | V | bA \rangle, \quad \Delta_2 = -\langle cA | V | bA \rangle, \quad (1)$$

где  $V$  — короткодействующая часть примесного потенциала. Эффективный гамильтониан электрона при фиксированном положении ядра может быть записан в виде

$$\mathcal{H} = \begin{vmatrix} E_0 - \Delta_1 & -\Delta_1 & -\Delta_1 & -\Delta_1 \\ -\Delta_1 & E_0 - \Delta_2 & -\Delta_2 & -\Delta_2 \\ -\Delta_1 & -\Delta_2 & E_0 - \Delta_2 & -\Delta_2 \\ -\Delta_1 & -\Delta_2 & -\Delta_2 & E_0 - \Delta_2 \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где  $\Delta_1 = -\langle aA | V | aA \rangle$ ,  $\Delta_2 = -\langle bA | V | bA \rangle$ ,  $E_0$  — энергия  $1s$ -состояния электрона в ПЭМ. В результате долин-орбитального взаимодействия в нулевом

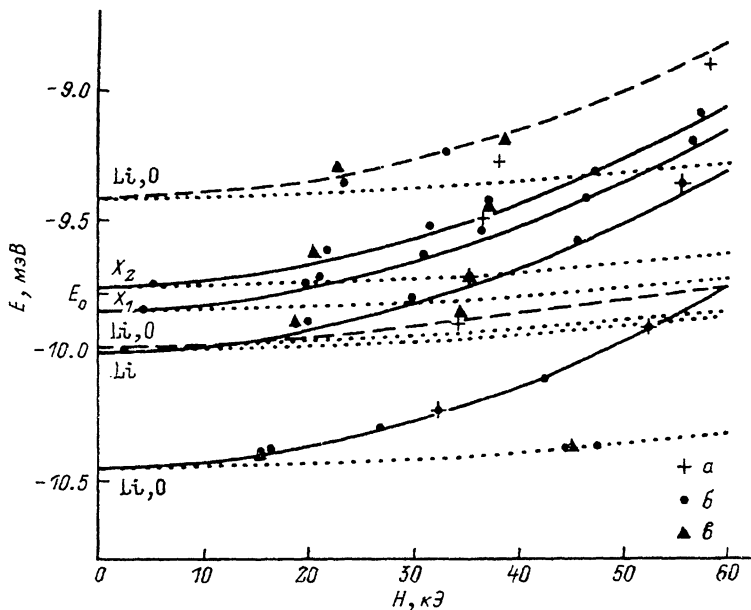


Рис. 2. Энергетический спектр  $1s$ -состояний литийсодержащих донорных центров в магнитном поле.

Экспериментальные данные для образцов:  $a$  — 1,  $b$  — 2,  $v$  — 3. Линии — расчет. Сплошные линии — термы, из которых разрешены переходы в состояния, связанные только с  $A$ -эллипсоидом. Линии, обозначенные точками, — термы, из которых разрешены переходы в состояния, связанные только с  $B$ -эллипсоидами. Штриховые линии — термы, из которых разрешены переходы в состояния, связанные как с  $A$ -, так и  $B$ -эллипсоидами.

магнитном поле  $1s$ -состояние комплекса расщепляется на два однократно вырожденных и одно двукратно вырожденное в отличие от примесного центра замещения с симметрией  $T_d$ , когда в результате расщепления возникают однократно и трехкратно вырожденные состояния. Поэтому спектр фотовозбуждения центров с симметрией  $T_d$  из  $1s$ -состояния в любое нечетное возбужденное состояние в нулевом магнитном поле состоит из двух линий. Наличие трех соответствующих линий в настоящем эксперименте (см. также [2]) свидетельствует о том, что симметрия комплекса не может быть выше, чем  $C_{3v}$ .

В предположении  $\Delta_1 = 0$  основному состоянию  $1s$ -мультиплета с энергией  $E_1 = |E_0 - \Delta_1|$  соответствует волновая функция  $\chi_a \Phi_A$  (с учетом ядерных состояний вырождение четырехкратное, так как такую же энергию имеют состояния с волновыми функциями  $\chi_b \Phi_B$ ,  $\chi_c \Phi_C$ ,  $\chi_d \Phi_D$ ). Магнитное поле, направленное

по оси [111], расщепляет основное состояние на синглет ( $\beta$ ) и триплет ( $\alpha$ ). В эксперименте спиновое расщепление в магнитном поле линий фотовозбуждения комплекса из термов  $\alpha$  и  $\beta$  состояния  $E_1$  отсутствует (такое расщепление характерно для центров с симметрией  $T_d$  [13]). Это означает, что  $g$ -фактор основного состояния, определяемый его электронной волновой функцией, совпадает с одноэллипсоидным  $g$ -фактором  $2p_{+1}$ -состояния [14]. Следовательно, волновые функции синглета и триплета не смешиваются и величина  $\Delta_1$  действительно равна нулю. В этом случае триплетному состоянию соответствуют волновые функции  $\chi_b\Phi_B$ ,  $\chi_c\Phi_C$ ,  $\chi_d\Phi_D$  и диамагнитный сдвиг  $\delta E_b$ . Из этого состояния возможны переходы только в  $p$ -состояния, связанные с  $B$ -эллипсоидами. Синглетному состоянию соответствуют волновая функция  $\chi_a\Phi_A$  и диамагнитный сдвиг  $\delta E_a$ . Из этого состояния возможны переходы в  $p$ -состояния, связанные с  $A$ -эллипсоидом.

Вариационный расчет, выполненный нами в приближении эффективной массы согласно [15], показывает, что рассчитанные величины диамагнитных сдвигов близки к экспериментальным (рис. 2).

Обратимся теперь к возбужденным состояниям  $1s$ -мультиплета. Сначала рассмотрим ситуацию, когда атом Li находится в  $A$ -положении, т. е. ось симметрии комплекса параллельна магнитному полю. Тогда возбужденное состояние с энергией  $E_2 = E_0 - \Lambda_2 - 2\Delta_2$  имеет волновую функцию  $(\chi_b + \chi_c + \chi_d)/\sqrt{3}$ . Возбужденное состояние с энергией  $E_3 = E_0 - \Lambda_2 + \Delta_2$  представляет собой дублет (при фиксированном положении атома Li) с волновыми функциями  $(2\chi_d - \chi_b - \chi_c)/\sqrt{6}$ ,  $(\chi_b - \chi_c)/\sqrt{2}$ . Диамагнитный сдвиг для всех этих состояний равен  $\delta E_b(H)$ , а переходы возможны только в состояния, связанные с  $B$ -эллипсоидами.

Теперь рассмотрим случай, когда атом Li находится в  $D$ -положении (ему эквивалентны  $B$ - и  $C$ -положения) и ось симметрии комплекса направлена под острым углом к магнитному полю. Возбужденному состоянию с энергией  $E_2$  соответствует волновая функция электрона  $\chi_s = (\chi_a + \chi_b + \chi_c)/\sqrt{3}$ , а дважды вырожденное состояние с энергией  $E_3$  имеет волновые функции  $\chi_+ = (2\chi_a - \chi_b - \chi_c)/\sqrt{6}$ ,  $\chi_- = (\chi_b - \chi_c)/\sqrt{2}$ . Диамагнитный сдвиг состояния с функцией  $\chi_-$  равен  $\delta E_b(H)$ . При произвольном соотношении диамагнитного сдвига и  $\Delta_2$  зависимость от магнитного поля энергии состояний с волновыми функциями  $\chi_s$  и  $\chi_+$  можно определить из совместного решения двух уравнений

$$\begin{aligned} (E_0 - \Lambda_2 - \delta E_a(H) - E) a_1 - \sqrt{2} \Delta_2 a_2 &= 0, \\ -\sqrt{2} \Delta_2 a_1 + (E_0 - \Lambda_2 - \Delta_2 - \delta E_b(H) - E) a_2 &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Волновые функции двух состояний в магнитном поле представляют собой суперпозицию исходных функций  $\chi_2 = a_1\chi_s + a_2\chi_+$ ,  $\chi_3 = b_1\chi_s + b_2\chi_+$ . Уравнения для амплитуд  $b_1$  и  $b_2$  аналогичны уравнениям для  $a_1$  и  $a_2$ . Они соответствуют второму корню  $E_3(H)$ . Из системы линейных однородных уравнений находим собственные значения

$$E_{2,3}(H) = E_0 - \Lambda_2 + (\delta E_a(H) + \delta E_b(H) - \Delta_2)/2 \pm 1/2 [8\Delta_2^2 + (\Delta_2 + \delta E_a(H) - \delta E_b(H))^2]^{1/2}. \quad (4)$$

4. Как видно из рис. 2, вышеизложенный теоретический расчет хорошо описывает экспериментальную зависимость энергии основного состояния D (Li, O) от магнитного поля и объясняет спектр переходов со второго и третьего состояний  $1s$ -мультиплета. Меньшая интенсивность линий (рис. 1) с энергиями ионизации начальных состояний в отсутствие магнитного поля, равными  $E_2 = 9.99$  и  $E_3 = 9.42$  мэВ, связана как с меньшей заселенностью этих состояний при низких температурах, так и с меньшей вероятностью переходов в  $2p_{+1, A}$ -состояние. Указанная вероятность определяется вкладом волновой функции  $\chi_a$  в полные электронные функции  $\chi_2$  и  $\chi_3$  соответствующих термов мультиплета. Отметим, что увеличение температуры образца приводит к увеличению отношения интенсивностей линий  $E_2 \rightarrow 2p_{+1, A}$  и  $E_3 \rightarrow 2p_{+1, A}$  по отношению к интенсивности линии фотовозбуждения D (Li, O) из основного состояния. Линии  $E_2 \rightarrow 2p_{+1, A}$ ,  $E_3 \rightarrow 2p_{+1, A}$  уширены из-за отличия  $g$ -факторов начальных со-

стояний, являющихся комбинациями продольного  $g_{\parallel}$ - и поперечного  $g_{\perp}$ -факторов Ланде, от  $g$ -фактора  $2p_{+1, A}$ -состояния ( $g_{\parallel}$ ).

С ростом магнитного поля линия  $E_2 \rightarrow 2p_{+1, A}$  перестает наблюдаться. Это связано с уменьшением вероятности соответствующего перехода. Действительно, из приведенного выше рассуждения следует, что в достаточно сильных полях при  $\delta E_a(H) > \Delta_2$  ( $\Delta_2 = 0.19$  мэВ,  $H \geq 30$  кЭ) волновые функции двух состояний имеют вид  $\chi_2 = (\chi_b + \chi_c)/\sqrt{2}$  и  $\chi_3 = \chi_a$ , т. е. в них не смешиваются состояния, принадлежащие  $A$ - и  $B$ -эллипсоидам. Это означает, что диамагнитный сдвиг состояния  $E_2(H)$  стремится к  $\delta E_b(H)$ , а переходы в  $2p_{+1, A}$ -состояние становятся запрещенными и соответствующая линия перестает наблюдаться.

Спектр фотовозбуждения в магнитном поле из  $1s$ -состояния донора Li в определенное возбужденное состояние состоит из меньшего числа линий (рис. 2). Тонкая структура линий ФВ ( $\Delta E = 46$  мкэВ), сообщенная в [3] и приписанная долин-орбитальному расщеплению, не наблюдается. Диамагнитный сдвиг основного состояния такой же, как в приближении эффективной массы для одной долины.

Предположим, что для донора Li величина  $E_2 - E_1 \leq \Delta E$ . При таком малом долин-орбитальном расщеплении  $g$ -фактор и диамагнитный сдвиг основного состояния не будут отличаться от однодолинных в магнитных полях, удовлетворяющих неравенствам

$$\begin{aligned} H > H_1 &= (E_2 - E_1)/g_{\parallel}\mu_B, \\ \delta E_a(H) > \delta E_a(H_2) &= E_2 - E_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Максимальные значения  $H_1$  и  $H_2$  в (5) соответственно равны 9.6 и 14.5 кЭ. Следовательно, влияние короткодействующего потенциала, определяющего симметрию донора лития, на его электронную волновую функцию в магнитных полях  $\gamma \sim 1$  пренебрежимо мало. Здесь  $\gamma = \hbar\omega_c/2R^*$  — безразмерное магнитное поле,  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $R^* = m_1e^4/2x^2\hbar^2 = 4.677$  мэВ — эффективный Ридберг. Электронная волновая функция  $1s$ -состояния в таких полях имеет однодолинный характер, и по данным эксперимента нельзя сделать вывод о симметрии и расположении атома лития в кристаллической решетке.

По тем же причинам, что и для донора лития, по однодолинному характеру  $g$ -фактора и диамагнитного сдвига состояний нельзя сделать вывод о симметрии центров  $X_1$  и  $X_2$ .

Подчеркнем, что возможность образования комплексов, в состав которых входят помимо кислорода другие атомы, необходимо учитывать при определении содержания кислорода в германии методом преципитации лития.

Отметим теперь один аспект, касающийся комплекса D (Li, O).

Если разница энергий основного  $E_1$  и первого возбужденного  $E_2$  уровней мелкого донора обусловлена долин-орбитальным взаимодействием, то  $g$ -фактор и диамагнитный сдвиг основного состояния будут отличаться от однодолинных в магнитных полях, соответственно удовлетворяющих неравенствам, обратным (5).

Для комплекса D (Li, O) магнитное поле  $H_1$  оказывается порядка 100 кЭ,  $H_2$  — порядка 50 кЭ. Следовательно, в магнитных полях, меньших 50 кЭ, влияние короткодействующего потенциала на электронную волновую функцию основного состояния D (Li, O) будет ощутимым. Справедливость данного вывода подтверждается экспериментальным наблюдением неоднородных  $g$ -фактора и диамагнитного сдвига основного состояния донора Sb [4], имеющего энергию ионизации 10.45 мэВ, практически аналогичную энергии D (Li, O).

Следовательно, отсутствие расщепления линий фотовозбуждения комплекса D (Li, O) из термов основного состояния  $E_1$  в магнитном поле меньше 50 кЭ, т. е. однодолинный характер  $g$ -фактора этих состояний, согласующийся с данными по ЭПР [9], также позволяет сделать вывод о том, что симметрия комплекса не может быть выше, чем  $C_{3v}$ .

Список литературы

- [1] Fox R. I. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. V. NS-13. P. 367—368.  
 [2] Haller E. E., Hansen W. L., Goulding F. S. // Adv. Phys. 1981. V. 30. N 1. P. 93—138.  
 [3] Darken L. S. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6564—6567.  
 [4] Аверкиев Н. С., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кротов Г. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 4 (10). С. 1409—1417.  
 [5] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. И., Минервин И. Г., Осутин А. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. В. 2. С. 282—285.  
 [6] Lee N., Larsen D. M., Lax B. // J. Phys. Chem. Sol. 1974. V. 35. N 3. P. 401—407.  
 [7] Бейнихес Н. Л., Коган Ш. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 1 (7). С. 285—301.  
 [8] Levinger B. W., Frankl D. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 20. N 2. P. 281—288.  
 [9] Haller E. E., Falicov L. M. // Inst. Phys. Conf. Ser. 43. 1979. Ch. 27. P. 1039—1042.  
 [10] Clauws P., Van den Steen K., Broeckx J., Schoenmackers W. // Inst. Phys. Conf. Ser. 46. 1979. Ch. 3. P. 218—225.  
 [11] Boyle W. S., Howard R. E. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. N 3/4. P. 181—188.  
 [12] Joos B., Haller E. E., Falicov L. M. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 2. P. 832—840.  
 [13] Gelmont B. L., Golubev V. G., Ivanov-Omskii V. I., Kropotov G. I., Haller E. E. // Proc. 19 Int. Conf. Semicond. / Ed. by W. Zawadzki. 1988. V. 2. P. 1281—1284.  
 [14] Wilson D. K. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 3A. P. 265—286.  
 [15] Lee N., Larsen D. M., Lax B. // J. Phys. Chem. Sol. 1973. V. 34. N 11. P. 1817—1825.

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

Получена 30.05.1989  
 Принята к печати 9.06.1989