

ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЛКОГО АКЦЕПТОРА В p -InSb

© Л.М.Гуцуляк, В.И.Иванов-Омский, Д.И.Цыпишка

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 21 июля 1995 г. Принята к печати 28 июля 1995 г.)

Методом фотоэлектрической спектроскопии в магнитном поле исследовались образцы p -InSb, легированные кадмием (уровень легирования $N_a - N_d = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). В спектрах наблюдаются линии, связанные с переходами из основного состояния $1S_{3/2}\Gamma_8$ мелкого акцептора в его возбужденные состояния, образующиеся под уровнями Ландау легких дырок, а также в состояния $2P_{5/2}\Gamma_7$, $3P_{3/2}\Gamma_8$, $3P_{5/2}\Gamma_8$ и $3P_{5/2}\Gamma_7$. В результате анализа экспериментальных результатов получена диаграмма зеемановских подуровней этих состояний в магнитном поле.

1. Задача об электронных состояниях мелких акцепторов в кубических полупроводниках рассматривалась довольно детально в последние годы. Сферическая модель мелкого акцептора [1] позволяет довольно точно интерпретировать экспериментальные результаты, полученные при исследовании акцепторов в полупроводниковых материалах. Задача о мелком акцепторе во внешнем магнитном поле более сложна [2,3], однако в последнее время были достигнуты определенные успехи в ее решении [4].

Электронный спектр акцепторных состояний Zn и Cd в InSb исследовался многими авторами [5-8]. Полученные ими результаты в целом весьма схожи, но значения энергии связи акцептора E_a сильно различаются у разных авторов. Разброс данных о значении E_a достигает 20%. По-видимому, этот разброс связан с различной степенью чистоты исследуемых кристаллов и с различиями в экспериментальных методах.

В данной работе представлены результаты дальнейшего экспериментального исследования внутриакцепторных переходов в кристаллах p -InSb с меньшей концентрацией носителей во внешних магнитных полях с целью достижения лучшего разрешения компонент энергетического спектра акцептора. Кроме того, в нашу задачу входило уточнение значения энергии основного состояния акцептора в связи с упомянутым разбросом данных по этому вопросу.

2. Исследовались образцы p -InSb, легированные кадмием (уровень легирования $N_a - N_d = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). По данным холловских измерений

ти экспериментов по фототоллюминесценции этих же образцов, концентрация акцепторных центров составляет $N_a = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации $k = N_a/N_d = 0.8$ [9].

Образцы имели форму параллелепипедов $8 \times 4 \times 1 \text{ мм}^3$. Они изготавливались таким образом, чтобы поверхность образца совпадала с кристаллографической плоскостью [111]. На верхнюю поверхность образца на противоположных краях длинной стороны наносились омические контакты.

В ходе эксперимента измерялась фотопроводимость образцов методом фотоэлектрической спектроскопии во внешних магнитных полях до 6.5 Тл в дальней инфракрасной области спектра ($4 \div 27 \text{ мэВ}$). Измерения проводились при температуре жидкого гелия $T = 4.2 \text{ К}$. Магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида. В качестве источников субмиллиметрового излучения использовались газовые лазеры, работающие на парах CH_3OH и CH_3OD с оптической накачкой от CO_2 -лазера. К образцу прикладывалось напряжение (поле составляло $E = 0.2 \div 2.0 \text{ В/см}$), которое соответствовало линейному участку вольт-амперных характеристик образцов.

Запись спектров осуществлялась при развертке магнитного поля и фиксированной частоте падающего на образец излучения. Когда разность энергий между основным и одним из возбужденных состояний акцептора (эта разность изменяется в магнитном поле) становится равной энергии кванта используемого излучения, происходит его поглощение (если данный переход разрешен) и дырка переходит на возбужденный уровень. Далее она либо возвращается в основное состояние, либо переходит в непрерывный спектр и дает вклад в увеличение сигнала фотопроводимости. В последнем случае в спектре появляется пик.

В некоторых случаях для оптической перезарядки примеси использовалась дополнительная подсветка образца излучением с частотой, соответствующей фундаментальному поглощению кристалла. Измерения проводились в геометрии Фарадея ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$, где \mathbf{q} — вектор распространения субмиллиметрового излучения, \mathbf{B} — вектор магнитной индукции внешнего поля) при следующей ориентации поля относительно осей кристалла: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B} \parallel [111]$, где \mathbf{E} — электрическое поле используемого излучения.

3. На рис. 1 приведены спектры фотопроводимости образца $p\text{-InSb}$, измеренные по указанной методике на двух разных длинах волн субмиллиметрового излучения. Как видно из этого рисунка, в спектрах наблюдается ряд ярко выраженных линий. Для их идентификации была построена зависимость положения этих линий от магнитного поля (рис. 2). Анализ полученных нами результатов позволяет сделать вывод, что наблюдаемые линии соответствуют переходам из основного состояния мелкого акцептора в его возбужденные состояния, которые образуются под уровнями Ландау легких дырок в сильных магнитных полях. Эти состояния были описаны теоретически в [10].

Сплошные кривые на рис. 2 представляют энергетический спектр легких дырок в магнитном поле (уровни Ландау). Расчеты проводились в рамках трехзонной модели Пиджена-Брауна [11]. Использовались следующие значения параметров Латтинжера: $\gamma_1 = 36.13$, $\gamma_2 = 16.24$, $\gamma_3 = 17.34$, $k = 15.14$, а также $E_g = 0.2352 \text{ эВ}$, $E_p = 23.2 \text{ эВ}$, $\Delta_0 = 0.803 \text{ эВ}$ [7].

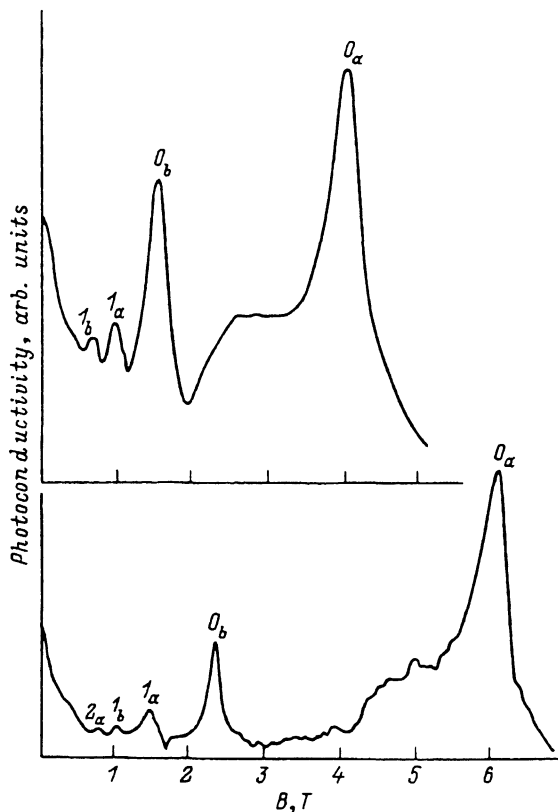


Рис. 1. Спектры фотопроводимости образца p -InSb, измеренные на длинах волн 70.51 мкм (вверху) и 57.00 мкм (внизу).

Энергию наблюдаемых нами оптических переходов можно описать выражением

$$\hbar\omega = E_a(0) + \Delta E_a(B) + \mathcal{E}_1^{a,b}(N, B) - E_{ex}(B), \quad (1)$$

где $E_a(0)$ — энергия основного состояния акцептора в отсутствие внешнего магнитного поля; $\Delta E_a(B)$ — изменение энергии основного состояния в магнитном поле; $\mathcal{E}_1^{a,b}(N, B)$ — энергия уровня Ландау легких дырок, под которым образуется возбужденное состояние, на которое совершается переход; $E_{ex}(B)$ — энергия связи данного состояния с соответствующим уровнем Ландау, зависящая от магнитного поля [10].

Линии, содержащиеся в спектрах, приведенных на рис. 1, обозначены $N_{a,b}$ по номеру соответствующего уровня Ландау.

Штриховые линии на рис. 2, отражающие зависимость энергии оптических переходов от магнитного поля, определяются выражением

$$\hbar\omega = a_0 + a_1 B + a_2 B^2. \quad (2)$$

Параметрами этого выражения, которые были получены в результате математической обработки экспериментальных результатов по методу наименьших квадратов, представлены в табл. 1.

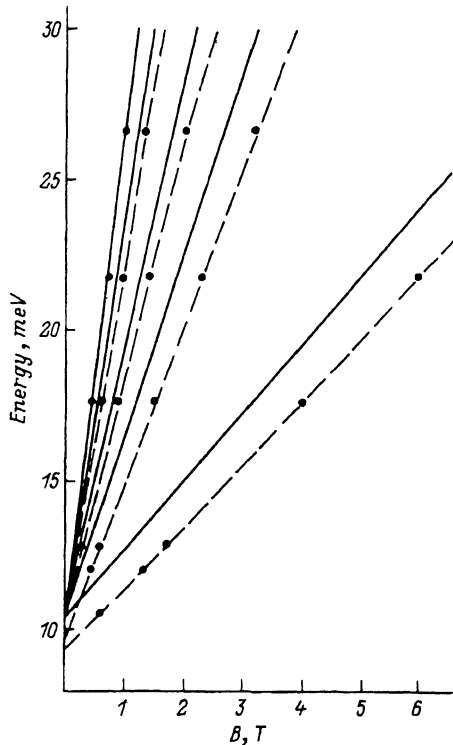


Рис. 2. Зависимость энергии оптических переходов (1) от магнитного поля (экспериментальные точки) и энергетический спектр легких дырок (сплошные линии). Штриховые линии — расчет согласно (2).

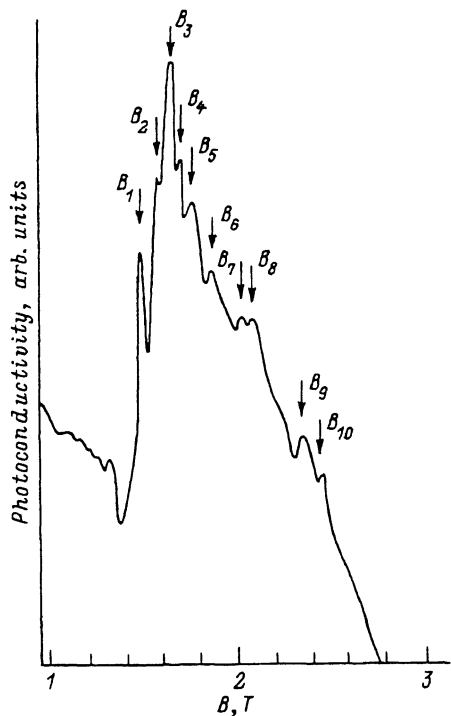


Рис. 3. Фрагмент спектра фотопроводимости образца $p\text{-InSb}$ при $\lambda = 118.83 \mu\text{мкм}$ с линией B , соответствующей переходу $1S_{3/2}\Gamma_8 \rightarrow 3P_{5/2}\Gamma_8$.

Сравнивая выражения (1) и (2) для случая отсутствия магнитного поля ($B = 0$), можно легко заметить, что $a_0 = E_a(0) - E_{ex}(0)$. В работе [7] пренебрегалось $E_{ex}(B)$ в (1) и принималось $E_a(0) = 8.1 \text{ мэВ}$. Данное значение энергии основного состояния акцептора в InSb значительно отличается от большинства экспериментальных результатов, полученных разными авторами [5,6,8,9]. Наши результаты указывают на то, что $E_{ex}(B) \neq 0$ и что для разных возбужденных состояний эта величина разная, т.е. соответствующие им кривые (2) не пересекаются в точке $B = 0$. Экстраполяция наших экспериментальных данных, показанных на рис. 2 точками, с помощью уравнения (2) дает набор значений a_0 , которые приведены в табл. 1. Как видно из этой таблицы, величина a_0 растет с ростом N . Полагая, что при больших N a_0 стремится к $E_a(0)$, мы провели экстраполяцию величины a_0 при $N \rightarrow \infty$, в результате которой получили для энергии основного состояния значение $10.2 \div 10.3 \text{ мэВ}$. Этот результат близок к величине $E_a = 10.24 \text{ мэВ}$, полученной в [8].

4. На рис. 3 показан фрагмент спектра фотопроводимости, снятого с использованием излучения с длиной волны $\lambda = 118.83 \mu\text{мкм}$, содержащий линию, обозначенную нами B . Легко воспроизводимые особен-

Таблица 1. Параметры зависимости (2), которые описывают положение пиков фотопроводимости $N_{a,b}$ в магнитном поле

Обозначение линии ($N_{a,b}$)	a_0 , мэВ	a_1 , мэВ/Тл	a_2 , мэВ/Тл ²
0_a	9.30	2.11	-0 0014
0_b	9.55	5.27	-0 0038
1_a	9.70	9.01	-0.43
1_b	9.82	11 80	0.33
2_a	9.94	15.24	0.13

Таблица 2. Обозначение зеемановских компонент энергетических состояний мелкого акцептора

m	Обозначение	Сокращенное обозначение (q)
+3/2	Γ_{6_1}	6 ₁
+1/2	Γ_4	4
-1/2	Γ_5	5
-3/2	Γ_{6_2}	6 ₂

ности этой линии отмечены стрелками и обозначены той же буквой с номерными индексами (B_i). Смысл этих индексов мы раскроем далее в тексте. Аналогичные спектры получены и для других длин волн падающего на образец излучения. Анализ полученных нами экспериментальных результатов, а также работы [6] и их сопоставление с теоретическими данными [1,4] позволяют сделать вывод, что линия B соответствует оптическому переходу из основного состояния $1S_{3/2}\Gamma_8$ мелкого акцептора в его возбужденное состояние $3P_{5/2}\Gamma_8$ (здесь и далее состояния акцептора обозначены согласно [1]), а отмеченные стрелками особенности B_i связаны с переходами между различными зеемановскими подуровнями этих состояний. Зеемановские компоненты обозначены согласно [4], как это представлено в табл. 2, в зависимости от магнитного квантового числа (m).

В табл. 3 представлены все возможные переходы между зеемановскими компонентами основного и возбужденных состояний акцептора с учетом правил отбора для оптических переходов в случае используемой нами ориентации поля $\mathbf{E} \perp \mathbf{B} \parallel [111]$ ($\Delta m = \pm 1, \pm 2$). Каждый из этих переходов обозначен номером (i). Возвращаясь к рис. 3, отметим, что индексы, которые мы использовали при обозначении отмеченных стрелками особенностей, совпадают с этими номерами, т.е. соответствуют определенным переходам. Идентификация этих переходов осуществлялась посредством анализа вероятностей переходов, степени заполнения соответствующих состояний и относительных интенсивностей сигнала в пиках.

Таблица 3. Возможные переходы между зеемановскими компонентами основного и возбужденных состояний акцептора

Переход	Δm	Обозначение (i)
$4 \rightarrow 6_2$	+2	1
$5 \rightarrow 6_2$	+1	2
$6_1 \rightarrow 5$	+2	3
$4 \rightarrow 5$	+1	4
$6_2 \rightarrow 5$	-1	5
$6_1 \rightarrow 4$	+1	6
$5 \rightarrow 4$	-1	7
$6_2 \rightarrow 4$	-2	8
$4 \rightarrow 6_1$	-1	9
$5 \rightarrow 6_1$	-2	10

Как можно заметить из рис. 3, в линии B наблюдаются все возможные переходы. Тот факт, что проявляются даже переходы, вероятность которых относительно мала, связан, по нашему мнению, с тем, что зеемановские подуровни состояния $3P_{5/2}\Gamma_8$, на которые совершаются переходы, расположены в данном конкретном случае вблизи уровней Ландау легких дырок $-1a$ и $-1b$. Это обстоятельство значительно увеличивает вероятность дальнейшей термоионизации акцептора.

Кроме того, нами наблюдались оптические переходы и в другие возбужденные состояния: $2P_{5/2}\Gamma_7$, $3P_{3/2}\Gamma_8$ и $3P_{5/2}\Gamma_7$. Для наблюдения некоторых переходов приходилось прибегать к «межзонной подсветке».

Полученные нами экспериментальные результаты позволили получить картину зеемановских компонент вышеупомянутых состояний в магнитном поле. Энергию наблюдаемых нами переходов можно описать выражением

$$\hbar\omega = E_a(0) - \Delta E_d + \Delta E_z - E_{ex}^q(B), \quad (3)$$

где ΔE_d — диамагнитный сдвиг энергии основного состояния в магнитном поле; ΔE_z — величина зеемановского расщепления основного состояния; $E_{ex}^q(B)$ — энергия зеемановской компоненты возбужденного состояния, на которую совершается переход (q определяется по табл. 2). Диамагнитный сдвиг основного состояния был определен в приближении малых полей ($\beta = \hbar\omega_c/2R_0^* < 1$, где ω_c — циклотронная частота; R_0^* — эффективный Ридберг акцептора; $R_0^* = (1/\epsilon_0^2\gamma_1)13.6\text{эВ}$ [1]; ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость), которое выполняется в используемом нами интервале магнитных полей:

$$\Delta E_d = \frac{1}{2}\beta^2 R_0^*. \quad (4)$$

Зеемановское расщепление основного состояния определялось с помощью выражений, полученных в [12], которые для рассматриваемой

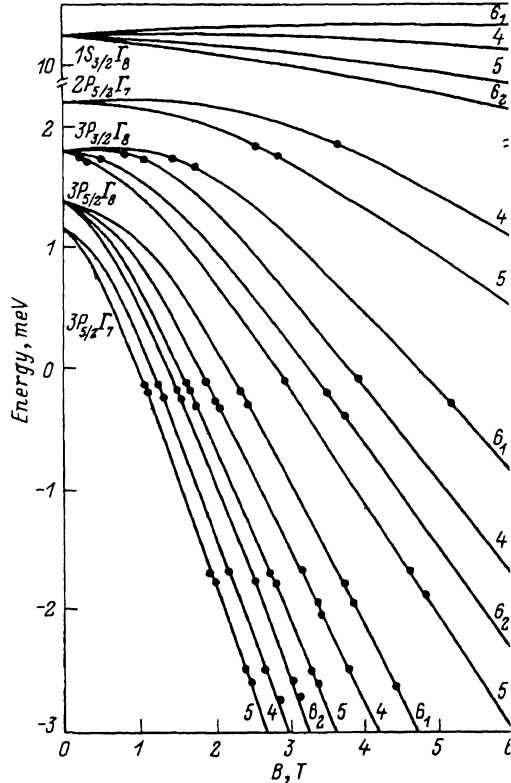


Рис. 4. Спектр ряда энергетических состояний мелкого акцептора в p -InSb в магнитном поле ($E \perp B \parallel [111]$).

ориентации поля ($E \perp B \parallel [111]$) в линейном приближении принимают форму

$$\Delta E_z(\pm 3/2) = \pm \left[\left(\frac{3}{2} \frac{g'_1}{g'_2} + \frac{23}{8} \right)^2 + \frac{1}{2} \right]^{1/2} g'_2 \mu_B B, \quad (5)$$

$$\Delta E_z(\pm 1/2) = \pm \left(\frac{1}{2} \frac{g'_1}{g'_2} + \frac{13}{8} \right) g'_2 \mu_B B,$$

где μ_B — магнетон Бора; g'_1, g'_2 — g -факторы основного состояния.

Для расчета значений g -факторов основного состояния мы воспользовались схемой, которая была описана в [4], и получили следующие результаты: $g'_1 = 0.46$ и $g'_2 = 0.10$.

При построении диаграммы энергетических уровней акцептора в магнитном поле мы принимали во внимание аналогичную картину, полученную теоретически для германия [4]. Этот шаг, по нашему мнению, оправдан, если учесть схожесть энергетических спектров акцепторов в InSb и Ga [6].

Полученная нами диаграмма для InSb приведена на рис. 4. Точки на этом рисунке соответствуют пикам, присутствующим в экспериментальных спектрах фотопроводимости и отмеченным на рис. 3 стрелка-

ми. Соответствующая им энергия $E_{\text{ex}}^q(B)$ отсчитывалась от основного состояния акцептора с помощью уравнения (3). При этом мы принимали $E_a(0) = 10.24 \text{ мэВ}$ [8]. Кривые на рис. 4 показывают зависимость от магнитного поля зеемановских компонент основного и ряда возбужденных состояний акцептора. Для основного состояния $1S_{3/2}\Gamma_8$ эта зависимость рассчитывалась с помощью выражений (4) и (5). Спектр возбужденных состояний представлен интерполяционными кривыми, проведенными через экспериментальные точки и значения энергии этих состояний в нулевом магнитном поле. В случае состояния $2P_{5/2}\Gamma_7$ мы использовали также результаты, полученные в [6].

Следует отметить, что нами не наблюдались акцепторные переходы в состояния $2P_{3/2}\Gamma_8$ и $2P_{5/2}\Gamma_8$. Это связано с тем, что мы не располагали достаточно мощным излучением соответствующих частот.

Полученная таким образом картина энергетических состояний мелкого акцептора, в качестве которого выступал Cd, в InSb во внешнем магнитном поле позволяет довольно разумно интерпретировать наши экспериментальные результаты.

Список литературы

- [1] A. Baldereschi, N.O. Lipari. Phys. Rev. B, **8**, 2697 (1973).
- [2] J. Broeckx, P. Clauws. Sol. St. Commun., **28**, 355 (1978).
- [3] N.O. Lipari, M. Altarelli. Sol. St. Commun., **33**, 47 (1980).
- [4] W.O.G. Schmitt, E. Bangert, G. Landwehr. J. Phys.: Condens. Matter., **3**, 6789 (1991).
- [5] В.Н. Мурзин, А.И. Демешина, Л.М. Умаров. ФТП, **6**, 488 (1972).
- [6] R. Kaplan. Sol. St. Commun., **12**, 191 (1973).
- [7] C.L. Littler, D.G. Seiler, R. Kaplan, R.I. Wagner. Phys. Rev. B, **27**, 7473 (1983).
- [8] R. Meisels, F. Kuchar. Phys. St. Sol. (b), **116**, 557 (1983).
- [9] В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, Ш.У. Юлдашев, О.А. Гадаев, Р.А. Страдлинг, И. Фергюсон. ФТП, **26**, 413 (1992).
- [10] P.J. Lin-Chung, B.W. Hennis. Phys. Rev. B, **12**, 630 (1975).
- [11] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev., **146**, 575 (1966).
- [12] A.K. Bhattacharjee, S. Rodrigues. Phys. Rev. B, **6**, 3836 (1972).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoexcitation of a shallow acceptor in *p*-InSb

L.M. Gutsulyak, V.I. Ivanov-Omskii, D.I. Tsypishka

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

A study of cadmium-doped *p*-InSb ($N_a - N_d = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) has been made by far infrared photoelectrical spectroscopy in the magnetic field. Photoexcitation of Cd acceptor from the ground state $1S_{3/2}\Gamma_8$ to $2P_{5/2}\Gamma_7$, $3P_{3/2}\Gamma_8$, $3P_{5/2}\Gamma_8$, $3P_{5/2}\Gamma_7$ states, as well as to excited states bound to Landau levels of light holes, are observed. A spectrum of Zeeman sublevels is obtained from the experimental data analysis.