

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦЕНТРОВ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ В ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

А. А. ГИППИУС, Ж. Р. ПАНОСЯН, В. А. ЧАПНИН

Оптические свойства центров с глубокими уровнями в теллуриде кадмия исследовались на основе спектров фотолюминесценции, а электрические — из температурной зависимости константы Холла. Определенные из этих измерений термические и оптические энергии ионизации в пределах точности измерений получились одинаковыми для пяти различных центров в теллуриде кадмия.

Настоящая работа посвящена сопоставлению энергий ионизации примесных центров в теллуриде кадмия, определенных на основе электрических и оптических измерений. Для того, чтобы такое сопоставление имело смысл, необходимо быть уверенным в том, что эти энергии ионизации действительно относятся к одному и тому же центру. В кристаллах теллурида кадмия в зависимости от условий их изготовления обычно одновременно присутствуют несколько центров с различными энергиями ионизации. Для измерения энергии ионизации данного центра нами выбирались такие кристаллы и такие условия опыта, когда электрические и оптические свойства кристаллов определялись присутствием именно этого центра. Электрические и оптические измерения проводились либо на одних и тех же образцах, либо на образцах, вырезанных из одной и той же пластины. Во избежание терминологических недоразумений, возникающих иногда при сравнении «термической» и «оптической» энергий ионизации, рассмотрим методы определения энергии ионизации, используемые в данной работе.

Термическая энергия ионизации определялась из температурной зависимости константы Холла. Для анализа выбирались образцы, для которых наклон прямой $\ln n = f(1/T)$ не изменялся при изменении концентрации носителей тока на два порядка, что указывало на отсутствие в материале близко расположенных локальных уровней в сопоставимых концентрациях. При выборе формулы для расчета энергии ионизации центра по температурной зависимости концентрации необходимо знать степень компенсации доноров акцепторами в n -типе (или акцепторов донорами в p -типе). Для оценки степени компенсации привлекались данные о температурной зависимости подвижности носителей тока, когда подвижность определялась комбинацией рассеяния на оптических колебаниях решетки ($\mu_{\text{опт}}$ [1, 2]) и ионизованных примесях (μ_i [3])*. В этом случае с точностью $\approx 30\%$ имеет место
$$\frac{1}{\mu_{\text{эсп.}}} = \frac{1}{\mu_{\text{опт.}}} + \frac{1}{\mu_i}.$$

* В ряде образцов наблюдался аномальный ход температурной зависимости подвижности, который не может быть объяснен комбинацией традиционных механизмов рассеяния.

Пользуясь известными значениями μ_0 т. [1], можно найти μ_i и далее с помощью формулы Брукса-Херринга

$$\mu_i = \frac{2^{7/2} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{N_i \pi^{3/2} e^3 m^{*1/2}} \left| \ln(1+b) - \frac{b}{b+1} \right|^{-1}, \quad (1)$$

$$b = \frac{8 \pi \varepsilon_0 (kT)^2 m^*}{n e^2 \hbar^2}, \quad b \gg 1$$

оценить суммарную концентрацию N_i ионизованных доноров и акцепторов. Разность концентраций доноров и акцепторов может быть найдена из соотношения $N_D - N_A = n$, где n — концентрация носителей в области насыщения холловской кривой (в предположении, что концентрация донорных центров, для которых определяется энергетический уровень, превышает концентрацию более мелких доноров). Степень компенсации доноров акцепторами (N_A/N_D) в n -типе и акцепторов донорами (N_D/N_A) в p -типе оказалась равной $\approx 0,95$. Высокая степень компенсации, определенная из электрических измерений, согласуется с данными спектро-химического анализа: суммарная концентрация известных электрически-активных примесей много больше концентрации носителей тока. В условиях сильной компенсации, а также при $E_g/kT \gg 1$ и $N_A \gg N_c g^{-1} \exp(-E_D/kT)$ концентрация носителей определяется по формуле (для n -типа)

$$n = \frac{N_D - N_A}{g N_A} N_c \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right), \quad (2)$$

где g — фактор вырождения, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

На рис. 1 показаны температурные зависимости коэффициента Холла и подвижности для образца n -типа (кривые 1 и 1') и образцов p -типа (кривые 2—4 и 2'—4'). Энергии ионизации центров, определенные из этих данных, составляют $E_c - 0,15$ эв (вероятно, донор), $E_v + 0,05$ эв, $E_v + 0,15$ эв и $E_v + 0,35$ эв (акцепторы). Точность определения энергии ионизации центров составляет 10%. На основании условий получения материала и данных работ [4, 5] можно заключить, что уровень $E_v + 0,05$ эв связан с центром, в состав которого входит вакансия кадмия. Уровень $E_v + 0,35$ эв связан, по-видимому, с примесью меди. Относительно природы донора $E_c - 0,15$ эв и акцептора $E_v + 0,15$ эв в настоящее время трудно сказать что-либо определенное.

Оптическая энергия ионизации центров определялась из спектров фотolumинесценции, возникающей при оптических переходах «зона проводимости—акцептор» или «валентная зона—донор», при помощи соотношения

$$E_i = E_g - E_0, \quad (3)$$

где E_0 — энергия бесфононного оптического перехода. Спектры фотolumинесценции полупроводниковых соединений типа $A_{II}B_{VI}$ обычно имеют довольно сложную структуру, связанную с электрон-фононным взаимодей-

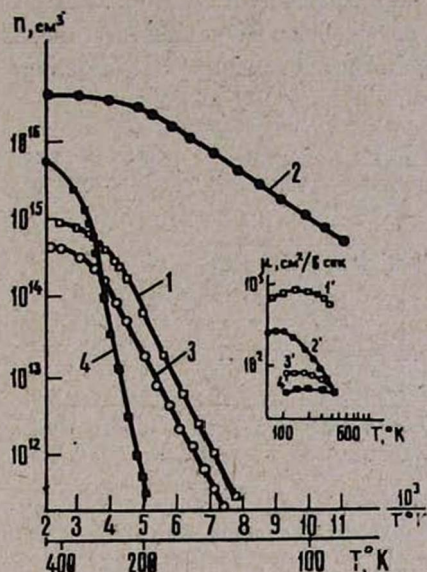


Рис. 1. Температурные зависимости концентрации и подвижности в образцах теллурида кадмия. Кривые 1 и 1' относятся к образцу *n*-типа, кривые 2—4 и 2'—4' — к образцам *p*-типа.

ствием при оптических переходах. В теллуриде кадмия определяющим оказывается взаимодействие с *LO*-фононами. Относительная интенсивность линий фононных повторений, возникающих при излучательных переходах с испусканием различного числа *LO*-фононов, описывается распределением Пуассона [6]

$$I_n = I_0 \bar{N}^n / n! \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4)$$

В случае хорошо разрешаемых фононных повторений, что имеет место для переходов на мелкие и «не очень глубокие» уровни, E_0 определяется непосредственно из спектра люминесценции. Обычно форма отдельных линий отличается от предсказываемой теорией для переходов «зона-примесь», что связано с различными механизмами уширения. Поэтому энергия E_0 определялась не экстраполяцией к нулю коротковолнового края бесфононной линии, а по положению максимума этой линии. Это означает, что точность определения равна примерно полуширине линии, т. е. составляет несколько мэв.

При увеличении глубины уровня усиливается взаимодействие как с *LO*-, так и с акустическими фононами [7]. Последнее вызывает уширение уровней, так что в случае глубоких уровней ($E_i \approx 0,3$ эв) отдельные фононные повторения уже не разрешаются и наблюдаются широкие бесструктурные полосы. Определить E_0 непосредственно из спектра теперь уже не удастся. Изменение характера спектра при переходе от мелких уровней к глубоким происходит аналогично изменению спектра при повышении температуры для не очень глубоких уровней (когда при низких температурах

фононная структура еще разрешается, см. рис. 2). При этом контур полосы люминесценции, образовавшейся в результате перекрытия термически уширенных линий фононных повторений, представляет собой огибающую

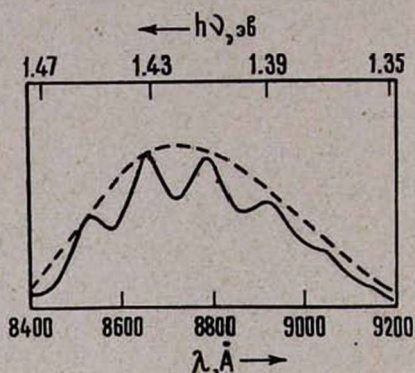


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции, связанные с центром $E_v + 0,14$ эв, при $T = 20^\circ\text{K}$ (сплошная линия) и $T = 77^\circ\text{K}$ (пунктирная линия).

линий, относительная интенсивность которых описывается распределением Пуассона. Имея в виду эту аналогию, мы попытались описать контуры широких полос люминесценции, связанной с оптическими переходами на глубокие уровни, при помощи огибающих распределения Пуассона (4) исходя из предположения о том, что как и в случае мелких уровней основную роль в формировании контура играет взаимодействие с LO -фононами. В качестве примера на рис. 3 показаны контур полосы с максимумом при $1,11$ эв и огибающие распределения Пуассона для различных $\bar{N}$. Видно, что контур этой полосы хорошо описывается огибающей распределения Пуассона с $\bar{N} = 7,4$. Форма огибающей достаточно сильно зависит от $\bar{N}$, поэтому точность определения $\bar{N}$ указанным способом составляет $\approx 5\%$.

Основываясь на этих данных, мы использовали следующий метод определения энергии ионизации центров, дающих широкие полосы люминесценции. Вначале подбиралась величина $\bar{N}$, обеспечивающая совпадение наблюдаемого контура полосы с огибающей распределения Пуассона, а затем определялась энергия E_0 , отвечающая в этом распределении бесфононному переходу. Ошибка в определении E_i таким способом не превышает, по-видимому, энергию LO -фонона. Хотя указанная процедура оказывается довольно трудоемкой, она, несомненно, дает правильное значение энергии ионизации в отличие от некоторых ранних работ, в которых энергия ионизации центра определялась по формуле типа (3), где вместо E_0 фигурировала либо энергия, соответствующая половине интенсивности на коротковолновом крае полосы [8], либо энергия максимума полосы [9]. При определении энергии ионизации по максимуму полосы люминесценции получаются значения, завышенные по сравнению с величинами, найденными по методу, использованному в данной работе (различие в величинах E_i , найденных этими двумя способами, примерно равное $\bar{N}\hbar\omega_{LO}$, достигает $\approx 0,2$ эв при $\bar{N} \approx 10$).

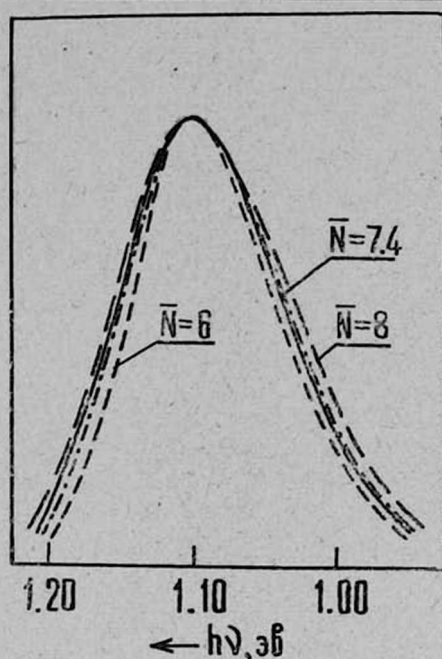


Рис. 3. Сопоставление контура полосы с максимумом при 1,11 эв (сплошная линия) с огибающими распределения Пуассона с различными $\bar{N}$ (пунктирные линии).

Пользуясь описанным методом, мы нашли величины оптической энергии ионизации центров люминесценции в тех кристаллах теллурида кадмия, электрические свойства которых представлены на рис. 1. Эти величины сведены в таблицу для сравнения с указанными ранее энергиями термической ионизации.

Таблица

Тип центра	E_i (опт.) (эв)	E_i (терм.) (эв)
Донор	$0,135 \pm 0,008$	$0,15 \pm 0,02$
Акцептор	$0,05 \pm 0,005$	$0,05 \pm 0,006$
Акцептор	$0,064 \pm 0,005$	$0,05 \pm 0,006$
Акцептор	$0,14 \pm 0,008^*$	$0,15 \pm 0,02$
Акцептор	$0,32 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,03$

* Энергия ионизации этого акцептора была определена по формуле $E_i = E_g - E_0 - E_D$, где E_D — энергия ионизации мелкого донора, переходы с уровней которого на уровень акцептора с $E_i = 0,14$ эв дают характерную группу линий люминесценции в области 1,39–1,45 эв [10].

Как видно из таблицы, энергии оптической и термической ионизаций оказываются в пределах точности измерений одинаковыми для пяти различных центров в теллуриде кадмия.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. Segall, M. R. Lorenz, R. E. Halsted. Phys. Rev., 129, 2471 (1963).
2. Б. М. Вул, А. Ф. Плотников, В. И. Сальман, А. А. Соколова, В. А. Чапнин. ФТП, 2, 1243 (1968).
3. C. Herring, E. Vogt. Phys. Rev., 101, 944 (1956).
4. M. R. Lorenz, B. Segall. Phys. Letts., 7, 18 (1963).
5. Б. М. Вул, В. С. Вавилов, В. С. Иванов, В. Б. Стопачинский, В. А. Чапнин. Proc. Intern. Conf. on Cadmium Telluride, Strasbourg, 1971.
6. J. J. Hopfield. J. Phys. Chem. Solids, 10, 110 (1959).
7. J. R. Panossian, A. A. Gippius, V. S. Vavilov. Phys. Stat. Sol., 35, 1069 (1969).
8. R. E. Halsted. Physics and Chemistry of II—VI Compounds, Chapter 8, Eds. M. Aven and J. S. Prener, Amsterdam, 1967.
9. F. J. Bryant, E. Webster. Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D), ser. 2, 1, 965 (1968).
10. V. S. Vavilov, A. A. Gippius, J. R. Panossian. II—VI Semicond. Compounds, Ed. D. G. Thomas, New-York, 1967, p. 743.

ԽՈՐԸ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ ԱՌԱՋԱՑՆՈՂ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԿԱԴՄԻՏԻՄԻ ԹԵԼՈՒՐԻՏԻՄ

Ա. Ա. ԳԻՊԻՍՈՒՍ, Ժ. Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ, Վ. Ա. ՉԱՊՆԻՆ

Խորը մակարդակներ առաջացնող կենտրոնների օպտիկական հատկությունները կադմիումի թելուրիդում ուսումնասիրվել են ֆոտոլյումինեսցենցիայի սպեկտրների դիտումից, իսկ էլեկտրական հատկությունները՝ Հոլլի հաստատունի ջերմային կախվածությունից: Կադմիումի թելուրիդում հինգ տարբեր կենտրոնների համար այդ շափումներից որոշված ջերմային և օպտիկական իոնիզացիայի էներգիաները չափման սխալի ճշտությամբ համընկնում են:

OPTICAL AND ELECTRICAL PROPERTIES OF CENTRES
WITH DEEP LEVELS IN CADMIUM TELLURIDE

A. A. GIPPIUS, J. R. PANOSSIAN, V. A. CHAPNIN

Optical properties of centres with deep levels in cadmium telluride have been obtained from the photoluminescence spectra and electric properties from the temperature dependence of the Hall coefficient. The thermal and optical ionization energies turned to be equal for five different centres in the cadmium telluride within the limits of measurement error.