

Особенности электропроводности монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

© Л.А. Косяченко, А.В. Марков, Е.Л. Масляничук, И.М. Раренко, В.М. Склярчук

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 21 мая 2003 г. Принята к печати 27 мая 2003 г.)

Исследованы электрические характеристики монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05$) и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.04$) p -типа проводимости с удельным сопротивлением $10^3 - 10^{10}$ Ом·см (300 К). Проводимость и ее изменение с температурой интерпретируются на основе статистики электронов и дырок в полупроводнике с глубокими акцепторными примесями (дефектами) с учетом их компенсации донорами. Найдена глубина акцепторных уровней и степень их компенсации. Обсуждаются проблемы достижения проводимости, близкой к собственной.

1. Введение

CdTe и $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05 - 0.1$) в настоящее время являются основными материалами для полупроводниковых детекторов рентгеновского и гамма излучения, работающих без криогенного охлаждения [1–3]. Электропроводность этих материалов и время жизни носителей, а значит, и ключевые характеристики детектора, какими являются эффективность собирания генерируемых носителей и энергетическая разрешающая способность прибора, определяются остаточными примесями и дефектами. В последнее время опубликован ряд работ, посвященных анализу компенсирующего влияния элементов III или VII групп Периодической системы (Al, In, Cl, Br), а также переходных металлов (V, Ti) на электропроводность CdTe [4,5]. Между тем связь проводимости и ее температурного изменения с параметрами остаточных примесей и собственных дефектов в специально не легированных кристаллах исследована недостаточно, хотя и в этом случае возможно достижение проводимости, близкой к собственной [1]. До конца не выявлено, при каких условиях компенсация акцепторов донорами делает возможным полуизолирующее состояние полупроводника со значительной концентрацией уровней примесей и дефектов различной глубины.

Цель настоящей работы — исследование механизма проводимости специально не легированных монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05$). Как выяснилось в ходе выполнения работы, аналогичный механизм проводимости свойственен и другому твердому раствору $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.04$), а также нелегированным монокристаллам CdTe .

2. Экспериментальные результаты

Монокристаллы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05$) и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.04$) получены модифицированным методом Бриджмена. Ширина запрещенной зоны $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$, найденная из оптических измерений, составляет $E_g = 1.505$ эВ (300 К), что согласуется с примерно линейным увеличением E_g от 1.47 эВ для

CdTe до 2.26 эВ для ZnTe [6]. Значение E_g , найденное по той же методике для $\text{Cd}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$, оказалось равным 1.507 эВ. Удельное сопротивление ρ пластин, вырезанных из центральной части слитков $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, обычно не превышает при комнатной температуре $10^3 - 10^4$ Ом·см, а на концах слитка может быть еще меньшим (вплоть до $10 - 100$ Ом·см). Чтобы понизить проводимость материала, пластины толщиной 1.5–2.5 мм подвергались отжигу в парах Cd. В результате значение ρ заметно возрастало, в некоторых случаях до $10^8 - 10^9$ Ом·см, а то и выше. Результаты измерения эффекта Холла обычно удостоверяют p -тип проводимости кристаллов, подвижность дырок при комнатных температурах не выходит за пределы $60 - 80$ см²/(В·с). На рис. 1, а представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с различными значениями ρ при 300 К, а также высокоомного CdTe для сравнения.

Известно, что в CdTe , как и в достаточно совершенных монокристаллах $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при малых x , в области $T > 200$ К доминирует рассеяние на оптических фонах и поэтому подвижность носителей уменьшается с температурой пропорционально $T^{-3/2}$ [7,8]. Поскольку эффективные плотности состояний в зоне проводимости $N_c = 2(m_n^*kT/2\pi\hbar)^{3/2}$ и валентной зоне $N_v = 2(m_p^*kT/2\pi\hbar)^{3/2}$ пропорциональны $T^{3/2}$, температурная зависимость удельного сопротивления $\rho = 1/(en\mu_n + ep\mu_p)$ определяется только экспоненциальной функцией (m_n^* и m_p^* — эффективная масса электрона и дырки, μ_n и μ_p — их подвижности). Поэтому зависимости $\rho(T)$ в координатах $\lg(\rho)$ от $1000/T$ представляются прямыми линиями, наклон которых сразу же дает величину энергии активации проводимости материала ΔE (указаны на рисунке).

Дополнительную информацию о характере проводимости дает положение уровня Ферми и его перемещение в запрещенной зоне при изменении температуры. Обозначим расстояние уровня Ферми от потолка валентной зоны (далее — „энергия уровня Ферми“) через $\Delta\mu$. Тогда для концентрации свободных электронов и дырок можно

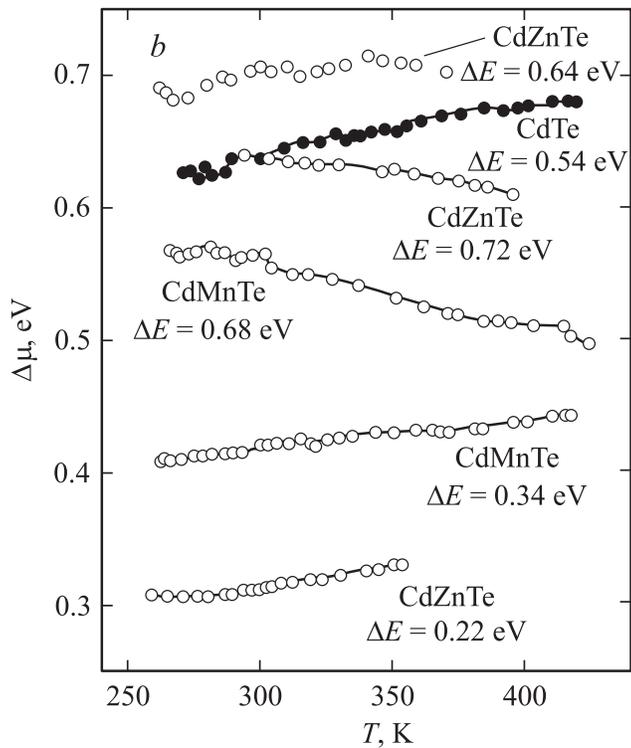
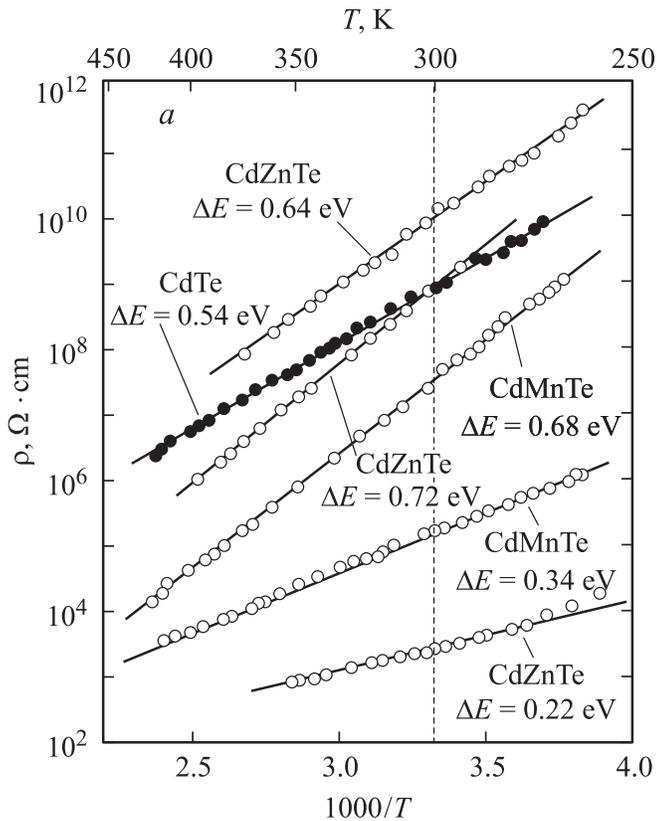


Рис. 1. *a* — температурные зависимости удельного сопротивления ρ монокристаллов $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$ и $Cd_{0.96}Mn_{0.04}Te$ (с различной величиной ρ при 300 К), а также $CdTe$. *b* — температурные зависимости уровня Ферми для тех же образцов.

записать

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\Delta\mu}{kT}\right), \quad (1)$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_g - \Delta\mu}{kT}\right). \quad (2)$$

Решая уравнение для ρ относительно $\Delta\mu$ с учетом (1) и (2) и зная для каждой температуры удельное сопротивление и подвижность носителей, можно найти энергию уровня Ферми как

$$\Delta\mu = kT \ln\left(\frac{1 - \sqrt{1 - 4e^2\rho^2\mu_n\mu_p n_i^2}}{2e\rho\mu_n n_i^2/N_v}\right). \quad (3)$$

Найденные из зависимостей $\rho(T)$ по формуле (3) кривые $\Delta\mu(T)$ представлены на рис. 1, *a*. Эффективная масса электрона m_n^* принята равной $0.11m_0$, дырки $m_p^* = 0.35m_0$ (m_0 — масса электрона в вакууме). Для подвижности электронов и дырок использованы хорошо выполняющиеся для $CdTe$ в области $T > 200$ К (когда доминирует рассеяние оптическими фононами даже при значительных концентрациях примесей) выражения $\mu_n = 5.5 \cdot 10^6 T^{-3/2}$ и $\mu_p = 4 \cdot 10^5 T^{-3/2} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [8,9], согласно которым подвижности электронов и дырок при 300 К равны соответственно 1058 и 77 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

3. Обсуждение модели проводимости исследуемых кристаллов

Даже в наиболее чистых и структурно совершенных монокристаллах $CdTe$, $Cd_{1-x}Zn_xTe$ и $Cd_{1-x}Mn_xTe$ имеются примеси и дефекты, образующие в запрещенной зоне энергетические уровни различной глубины [5,9]. Остаточные примеси Ag, As и P в исходных Cd, Zn и Te образуют мелкие акцепторные уровни $E_v + (0.06-0.15)$ эВ. Избыточный Cd вносит в запрещенную зону глубокий уровень $E_v + (0.4-0.45)$ эВ. Вакансия Cd в комплексе с примесным атомом образует так называемый А-центр, вносящий более глубокий уровень $E_v + 0.76$ эВ. Концентрация этих примесей (дефектов), найденная методом ЭПР в комбинации с оптическими и люминесцентными исследованиями, находится в пределах $10^{15}-10^{16} \text{ см}^{-3}$ [5].

Имея в виду только акцепторные уровни (т.е. игнорируя компенсацию), невозможно объяснить высокие значения ρ , наблюдаемые на исследуемых образцах и представляющие наибольший практический интерес. В этом случае найденные из наклона прямых на рис. 1, *a* значения энергии активации ΔE давали бы половину величины энергии ионизации примеси E_a ($\Delta E = E_a/2$), и тогда для наиболее высокоомных образцов ($\Delta E = 0.64-0.72$ эВ) значение E_a пришлось бы принять равным 1.28–1.44 эВ. В запрещенной зоне $CdTe$ и $Cd_{1-x}Zn_xTe$ обнаружены донорные уровни, отстоящие от дна зоны проводимости на 1.1 эВ [9] и даже на 1.4 эВ [5,10]. Нельзя исключить существование и акцепторных уровней вблизи зоны проводимости. Однако

проводимость полупроводника, содержащего акцепторные уровни различной глубины, определяется наиболее мелкими уровнями. Простой расчет показывает, что при наличии акцепторов с энергией ионизации, например, 1.28 эВ и концентрацией 10^{16} см^{-3} (самостоятельно обеспечивающих проводимость, близкую к собственной) присутствие менее глубоких уровней ($E_a = 0.1\text{--}0.7$ эВ) практически не влияет на положение уровня Ферми только в случае, когда их концентрация меньше собственной концентрации носителей n_i ($4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ для CdTe при 300 К). Если же концентрация менее глубоких уровней больше n_i , то положение уровня Ферми определяется именно этими уровнями. Таким образом, в высокоомных образцах доминирующую роль акцепторных уровней, расположенных вблизи зоны проводимости, следует исключить, а объяснение свойств исследуемых материалов нужно искать в учете компенсации акцепторов донорами, свойственной соединениям элементов II и VI групп Периодической системы.

Характерным для температурной зависимости концентрации носителей в компенсированном полупроводнике является возможность двух значений энергии активации — $\Delta E = E_a$ и $\Delta E = E_a/2$ [11,12]. При высокой степени компенсации и низких температурах концентрация дырок в полупроводнике p -типа определяется выражением

$$p \approx \frac{N_a - N_d}{N_d} N_v \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (4)$$

а при низкой степени компенсации и высоких температурах

$$p \approx \sqrt{N_a N_v} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right). \quad (5)$$

Для кремния с энергией ионизации примесей 0.01–0.05 эВ переход от зависимости (4) к (5) (изменение наклона от $\Delta E = E_a$ к $\Delta E = E_a/2$ на зависимости $\ln p T^{-3/2}$ от $1000/T$) наблюдается при температурах 10–20 К. Чтобы определить условия, при которых формулы (4) или (5) справедливы для широкозонного полупроводника с глубокими уровнями (в особенности для интересующего нас случая проводимости, близкой к собственной), следует решать уравнение электронейтральности в общем виде.

Рассмотрим дырочный полупроводник с тремя акцепторными и одним компенсирующим донорным уровнем (рис. 2). Концентрацию доноров и акцепторов обозначим через N_d, N_{a1}, N_{a2} , и N_{a3} , их энергии ионизации — через E_d, E_{a1}, E_{a2} и E_{a3} соответственно. Энергию ионизации акцепторов, как и уровня Ферми $\Delta\mu$, будем отсчитывать от потолка валентной зоны, а доноров — от дна зоны проводимости. Условие электронейтральности для такой схемы уровней имеет вид

$$n + N_{a1}^- + N_{a2}^- + N_{a3}^- = p + N_d^+, \quad (6)$$

где $N_d^+, N_{a1}^-, N_{a2}^-, N_{a3}^-$ — концентрации заряженных доноров и акцепторов. Концентрации электронов n и

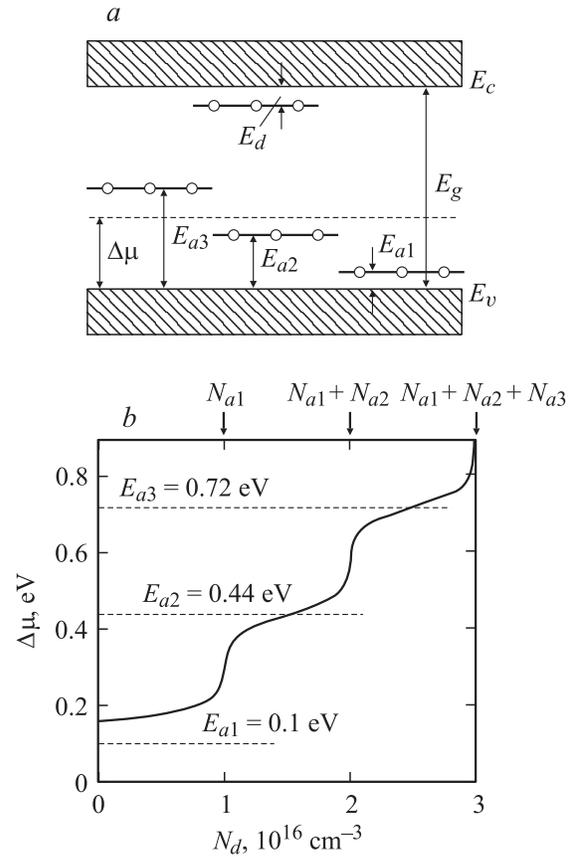


Рис. 2. *a* — зонная схема полупроводника с одним донорным и тремя акцепторными уровнями. *b* — зависимость энергии уровня Ферми $\Delta\mu$ от концентрации компенсирующей донорной примеси N_d при наличии трех акцепторных уровней E_{a1}, E_{a2}, E_{a3} , концентрация каждого из которых равна 10^{16} см^{-3} . Температура 300 К.

дырок p определяются формулами (1) и (2). Для заряженных доноров и акцепторов

$$N_d^+ = \frac{N_d}{g_d \exp\left(-\frac{E_g - E_d - \Delta\mu}{kT}\right) + 1}, \quad (7)$$

$$N_a^- = \frac{N_a}{g_a \exp\left(\frac{E_a - \Delta\mu}{kT}\right) + 1} \quad (8)$$

с индексами „1“, „2“ и „3“ для N_a, E_a и N_a^- . Для определенности примем энергии акцепторных уровней равными $E_{a1} = 0.1$ эВ, $E_{a2} = 0.44$ эВ, $E_{a3} = 0.72$ эВ, донорного — $E_d = 0.1$ эВ. Вариация величины E_d в пределах 0.1–0.7 эВ не изменяет результатов расчета, поскольку при условии, когда донорный уровень расположен на несколько kT выше акцепторного, все донорные примеси практически полностью ионизованы. Факторы спинового вырождения примесей, g_d и g_a примем равными 1, что вносит незначительную погрешность в величину энергии ионизации, равную $kT \ln g_d$ или $kT \ln g_a$ (меньше ± 0.01 эВ при 300 К).

На рис. 2 представлены результаты компьютерного расчета зависимости энергии уровня Ферми $\Delta\mu$ от концентрации донорной примеси при одинаковой концентрации всех трех акцепторов 10^{16} см^{-3} . Как видно, в компенсированном полупроводнике положение уровня Ферми (а значит, и проводимость) уже не определяется примесью или дефектом с наименьшей энергией ионизации. В области малых значений N_d , недостаточных для компенсации самого мелкого акцептора, уровень Ферми медленно удаляется от валентной зоны при увеличении N_d (разумеется, $\Delta\mu \approx E_a/2$ при $N_d \rightarrow 0$ и $T \rightarrow 0$). При приближении N_d к N_{a1} это перемещение ускоряется, а при $N_d = N_{a1}$ уровень Ферми „перескакивает“ в область энергий $\Delta\mu \approx E_{a2}$. При дальнейшем увеличении N_d уровень Ферми снова медленно удаляется от валентной зоны, пока N_d не приблизится к $N_{a1} + N_{a2}$. Как только N_d становится равным $N_{a1} + N_{a2}$, уровень Ферми делает новый „прыжок“ в область энергий $\Delta\mu \approx E_{a3}$. Когда, наконец, N_d превысит суммарную концентрацию всех акцепторов $N_{a1} + N_{a2} + N_{a3}$, уровень Ферми перемещается в верхнюю половину запрещенной зоны (проводимость становится электронной и резко возрастает).

Следует подчеркнуть, что процесс компенсации самого глубокого уровня происходит независимо от наличия уже полностью скомпенсированных менее глубоких уровней. Влияние этих уровней сводится к тому, что на их компенсацию „израсходовано“ необходимое количество доноров (в реальном случае под N_d следует понимать суммарную концентрацию всех доноров). На процесс компенсации частично компенсированного уровня практически не влияют также расположенные выше более глубокие уровни, исключая очень узкую переходную область легирования $N_d = (1 \pm 0.05)N_a$, когда происходит скачок уровня Ферми (особенно для глубоких уровней, представляющих наибольший интерес). Выполнить столь жесткое условие $N_d = (1 \pm 0.05)N_a$ в значительном объеме полупроводника представляется нереальным. Более вероятным является состояние, когда уровень Ферми при изменении N_d медленно перемещается, находясь вблизи акцепторного уровня (так называемый „ripping“), чему и соответствует $\Delta E = E_a$. Очевидно, что соотношение $\Delta E = E_a/2$ может наблюдаться только для слабо компенсированных, а значит, низкоомных образцов.

4. Обсуждение результатов эксперимента

Начнем с анализа экспериментальных результатов, полученных для монокристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe$. В соответствии с изложенным выше наблюдаемые для высокоомных образцов значения энергии активации $\Delta E = 0.64$ и 0.72 эВ равны энергии ионизации акцепторов E_a , а довольно высокое удельное сопротивление $\rho = 1.6 \cdot 10^{10}$ и $9 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ позволяет предположить их значительную

компенсацию. На рис. 3, а и 3, b представлены температурные зависимости энергии уровня Ферми $\Delta\mu$, рассчитанные из уравнения электронейтральности (6) для $E_a = 0.64$ и 0.72 эВ при различных значениях $\xi = N_d/N_a$ (указаны на рисунке). Там же представлены кривые $\Delta\mu(T)$, найденные из экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ по формуле (3) (рис. 1, b). Как видно, сопоставляя рассчитанные и экспериментальные зависимости, можно довольно точно определить степень компенсации акцепторов донорами. Для образца с $\rho = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ $\xi = 0.90-0.92$, для другого образца с $\rho = 9 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ $\xi = 0.044$, т.е. большее ρ достигается в результате большей компенсации, несмотря на меньшую глубину акцепторного уровня.

Для низкоомного образца $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($\rho = 3 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\Delta E = 0.22$ эВ) такое же сопоставление экспериментальной кривой с рассчитанными зависимостями $\Delta\mu(T)$ не приводит к согласующимся результатам. Этого можно было ожидать, поскольку низкое ρ свидетельствует о слабой компенсации акцепторной примеси, а в этом случае $\Delta E = E_a/2$, т.е. в данном случае энергия ионизации E_a равна 0.44 эВ, а не 0.22 эВ. Сравнение экспериментальной зависимости $\Delta\mu(T)$ с кривыми, рассчитанными для $E_a = 0.44$ эВ при разной степени компенсации, подтверждает такое предположение (рис. 3, c). Как видно из рисунка, наилучшее согласование результатов расчета с экспериментом достигается, если предположить слабую, но все же ощутимую компенсацию $\xi \approx 0.001$. При столь слабой компенсации, согласно (5), $p = (N_a N_v)^{1/2} \exp(-E_a/2kT)$. Сравнивая с этим выражением экспериментальные значения концентрации дырок, которые легко определить, зная ρ и подвижность дырок ($p = 1/e\rho\mu_p$), находим концентрацию акцепторной примеси (дефекта) $N_a = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Сопоставление экспериментальных зависимостей $\Delta\mu(T)$, полученных для $Cd_{1-x}Mn_xTe$, с рассчитанными кривыми на рис. 3, d позволяет сразу же предположить, что высокоомному образцу с большим углом наклона на графике $\rho(T)$ отвечает значительная компенсация акцепторов донорами, а низкоомному образцу — слабая компенсация, т.е. в первом случае энергия активации ΔE дает значение E_a , а во втором — $E_a/2$. Сопоставление результатов расчета с экспериментом сделано на рис. 3, d, где приведены зависимости $\Delta\mu(T)$, рассчитанные для $E_a = 0.68$ эВ и широкого набора ξ . Там же показаны значения $\Delta\mu$, найденные из результатов измерений для $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (рис. 1, b). Как видно, сделанное предположение оправдывается. Проводимость исследуемых монокристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ определяет акцепторная примесь с энергией ионизации 0.68 эВ, компенсированная донорами для разных образцов по-разному. При низкой степени компенсации ($\xi < 10^{-4}$) энергия активации ΔE равна 0.34 эВ, при относительно сильной компенсации ($\xi \approx 0.03$) — $\Delta E = 0.68$ эВ, т.е. отличие энергии активации высокоомного и низкоомного образцов вдвое (0.68 и 0.34 эВ) не является случайным.

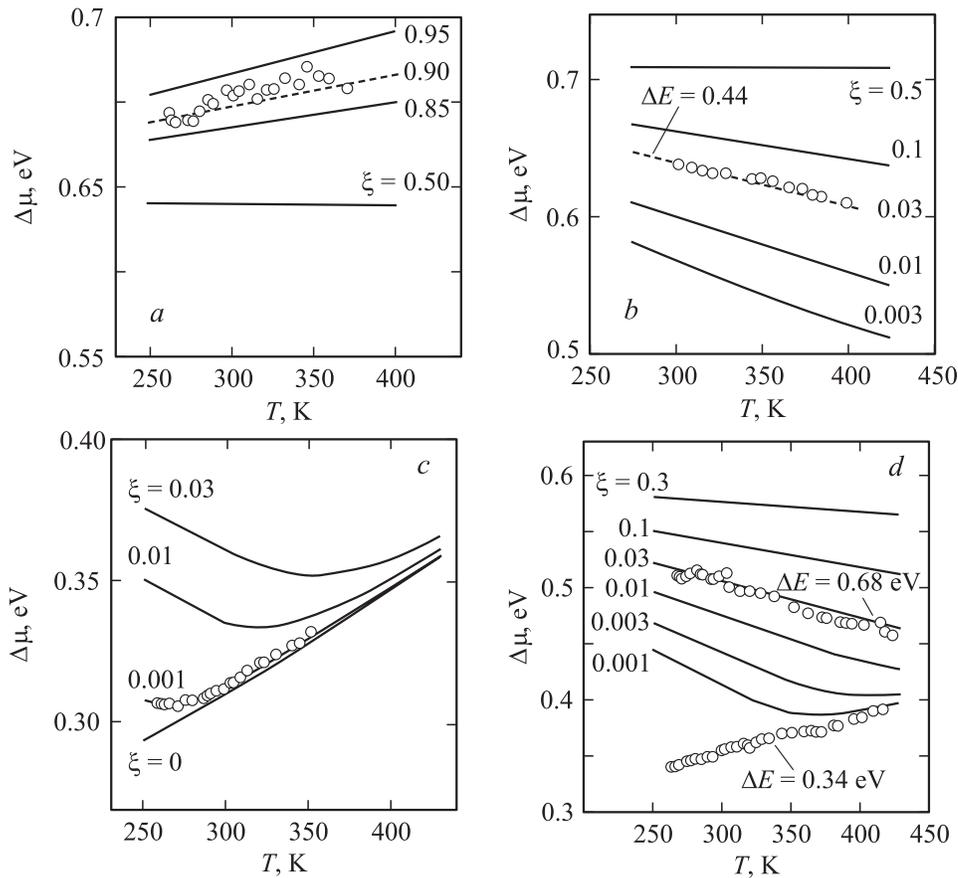


Рис. 3. Рассчитанные температурные зависимости энергии уровня Ферми $\Delta\mu$ при разной степени компенсации $\xi = N_d/N_a$ (при $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) в $\text{Cd}_{0.95}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ (a–c) и $\text{Cd}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$ (d). Энергия ионизации акцепторов E_a , эВ: a — 0.64, b — 0.72, c — 0.44, d — 0.68. Точки — экспериментальные данные.

Из анализа экспериментальных данных, полученных для монокристалла CdTe, следует, что высокое удельное сопротивление ($1.5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) в этом случае достигается в результате близкой к полной компенсации ($\xi \approx 0.98$) акцепторного уровня $E_a = 0.54$ эВ.

5. Оптимальные условия достижения полуизолирующего материала

Итак, электропроводность высокоомных монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и CdTe p -типа определяется достаточно сильно компенсированными глубокими акцепторами, относительно низкоомных образцов — слабо компенсированными и менее глубокими акцепторами.

Вводя компенсирующую примесь можно существенно уменьшить проводимость, однако это не означает, что при компенсации 100% ($\xi = 1$) достигается собственная проводимость материала. Такое требование было бы правильным только в некоторых случаях, например при „симметричном“ расположении акцепторных и донорных уровней относительно середины запрещенной зоны и равенстве эффективных масс электронов и дырок.

В реальном случае, когда в процессе роста кристалла или при отжиге в парах кадмия глубокие акцепторные примеси компенсируются мелкими донорами, дело обстоит сложнее.

На рис. 4 представлены зависимости удельного сопротивления материала ρ от степени компенсации акцепторов донорами при трех значениях энергии ионизации акцепторов $E_a = 0.44, 0.64$ и 0.72 эВ. Расчеты проведены для $E_g = 1.5$ эВ, $m_n^* = 0.11m_0$, $m_p^* = 0.35m_0$, $T = 300$ К, $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_d = 0.1$ эВ (как уже отмечалось, величина E_d не влияет на результаты расчетов при условии, что донорный уровень расположен на $(4-5)kT$ выше акцепторного уровня).

Как видно из рисунка, для акцепторного уровня с наибольшей глубиной, $E_a = 0.72$ эВ, максимальное значение удельного сопротивления $\rho \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ достигается при 60–70%-ной компенсации ($\xi = 0.6-0.7$), однако для $E_a = 0.64$ эВ — при 96%-ной, а для $E_a = 0.44$ эВ — при практически 100%-ной компенсации. Отметим, что из-за большого различия подвижностей электронов и дырок максимальное значение удельного сопротивления ($5 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) выше, чем в собственном полупроводнике ($2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Важно, что в случае $E_a = 0.72$ эВ при изменении степени

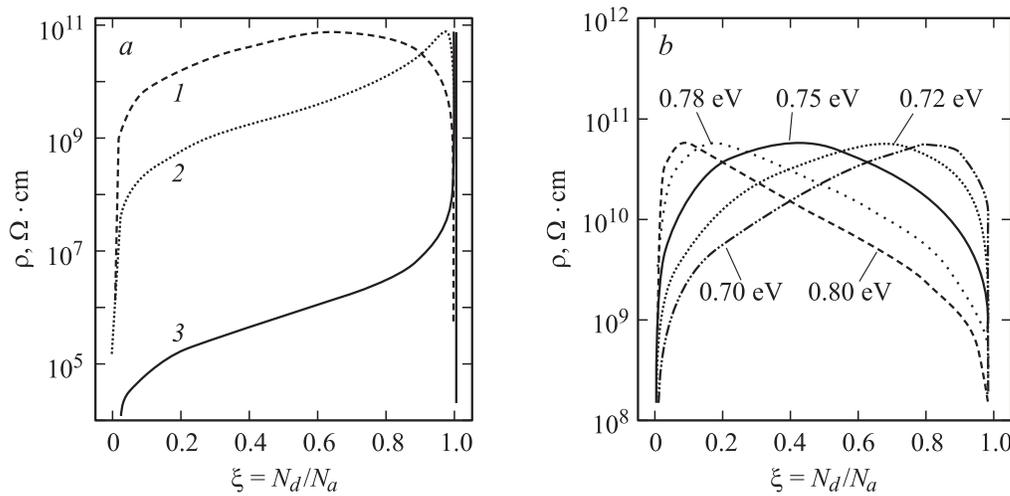


Рис. 4. Зависимости удельного сопротивления ρ при $T = 300$ К от степени компенсации акцепторов донорами ξ . *a* — при энергии ионизации акцепторов E_a , эВ: 1 — 0.72, 2 — 0.64, 3 — 0.44. *b* — для случая уровней, расположенных вблизи середины запрещенной зоны.

компенсации ξ в довольно широких пределах 0.2–0.8 удельное сопротивление уменьшается по сравнению с максимальным значением не более чем в 2 раза. Чтобы обеспечить такое же изменение удельного сопротивления для $E_a = 0.64$ эВ, уровень компенсации должен изменяться в более узких пределах, а именно 0.85–0.99, причем превышение ξ выше 0.99 является недопустимым, поскольку ρ при этом стремительно уменьшается. Для $E_a = 0.44$ эВ практически полная компенсация $\xi = 1$ должна обеспечиваться с чрезвычайно высокой точностью (по-видимому, практически нереальной при используемой технологии).

Таким образом, высокое удельное сопротивление компенсированного полупроводника наиболее просто достигается, если проводимость материала определяется примесями (дефектами), уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны полупроводника (скажем, не дальше 0.1 эВ). Глубокие уровни можно создавать, вводя специальные примеси в процессе роста кристалла. В работе [4] использована разработанная для GaAs [13] модель, согласно которой полуизолирующая проводимость CdTe, легированного V или Ti, объясняется компенсацией всегда имеющихся акцепторных уровней донором, уровни которого расположены вблизи середины запрещенной зоны. При этом материал перекомпенсируется так, что суммарная концентрация доноров несколько превышает суммарную концентрацию акцепторов. В результате образуется полуизолирующий материал слабо выраженного *n*-типа проводимости. Позднее эта же модель была использована для интерпретации полуизолирующей проводимости специально не легированного CdTe [14]. Было сделано предположение, что роль глубокого донора играет теллур, занимающий место кадмия в решетке (Te_{Cd} antisite defect). Таким образом, полуизолирующую проводимость исследуемых монокристаллов (обычно *p*-типа проводимости) можно

получить, либо недокомпенсируя имеющиеся глубокие акцепторы, обеспечив слабо выраженную дырочную проводимость материала, либо перекомпенсируя глубокими донорами, преобразуя проводимость материала в слабо выраженную электронную. Заметим, что дополнительное легирование глубокими донорами может привести к нежелательному уменьшению жизни носителей заряда.

6. Заключение

Электропроводность специально не легированных высокоомных монокристаллов *p*-типа $Cd_{1-x}Zn_xTe$, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, как и CdTe, определяется акцепторными примесями с энергией ионизации $E_a = 0.54, 0.64, 0.68$ или 0.72 эВ, а наблюдаемое различие проводимости образцов обусловлено различной степенью их компенсации донорами. В полуизолирующих монокристаллах степень компенсации ξ составляет 0.02–0.98, в низкоомных — $\xi < 10^{-3} - 10^{-4}$. Концентрация акцепторов в исследуемых монокристаллах находится в пределах $(6-9) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Проводимость, близкая к собственной, наиболее просто достигается при компенсации акцепторов, уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны ($E_a = (E_g/2) \pm 0.1$ эВ), причем при довольно значительном изменении степени компенсации ($\xi = 0.3-0.9$) величина проводимости изменяется слабо (в несколько раз). Если же уровень примеси (дефекта) значительно отстоит от середины запрещенной зоны (более чем несколько десятых долей электровольта), то для получения собственной проводимости необходима близкая к полной компенсация, причем выдержанная по объему кристалла с высокой точностью.

Авторы выражают искреннюю благодарность З.И. Захарук за предоставленные монокристаллы, а также С.Л. Королюку за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Y. Eisen, A. Shor. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 1302 (1998).
- [2] Y. Eisen, I. Mardor, A. Shor. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A428**, 158 (1999).
- [3] M.R. Squillante, L. Cirignano, R. Grazioso. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A458**, 288 (2001).
- [4] M. Fiederle, D. Ebling, C. Eiche, P. Hug, W. Jorger, M. Laash, R. Schwarz, M. Salk, K.W. Benz. *J. Cryst. Growth*, **146**, 142 (1995).
- [5] D.M. Hofmann, W. Stadler, P. Christmann, B.K. Meyer. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A380**, 117 (1996).
- [6] Л.А. Косяченко, И.М. Раренко, З.И. Захарук, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук, И.В. Солончук, И.С. Кабанова, Е.Л. Масляничук. *ФТП*, **37**, 238 (2003).
- [7] S.S. Devlin. In: *Physics and Chemistry of II–VI Compounds*, ed. by M. Aven, J.S. Prener (North-Holland Publishing Company, N.Y., 1967) p. 418. [Русск. пер.: С.С. Девлин. В кн.: *Физика и химия соединений А^{II}В^{VI}*, под ред. С.А. Медведева (М., Мир, 1970)].
- [8] I. Turkevych, R. Grill, J. Franc, E. Belas, P. Hoschl, P. Moravec. *Semicond. Sci. Techn.*, **17**, 1064 (2002).
- [9] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni. *J. Appl. Phys.*, **83**, 2121 (1998).
- [10] B.K. Meyer, P. Omling, E. Weigel, G. Muller-Vogt. *Phys. Rev. B*, **46**, 15 135 (1992).
- [11] К Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [12] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [13] E.J. Jonson, J.A. Kafalas, R.W. Davies. *J. Appl. Phys.*, **54**, 204 (1983).
- [14] M. Fiederle, C. Eiche, M. Salk, R. Schwarz, K.W. Benz, W. Stadler, D.M. Hofmann, B.K. Meyer. *J. Appl. Phys.*, **84**, 6689 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

Peculiarities of $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ and $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ single crystal conductivity

L.A. Kosyachenko, A.V. Markov, O.L. Maslyanchuk,
I.M. Rarenko, V.M. Sklyarchuk

Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract Electrical characteristics of *p*-type $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05$) and $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.04$) single crystals with resistivity $10^3 - 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ (300 K) are investigated. The conductivity and its variation with temperature are treated in terms of electron and hole statistics in a semiconductor containing deep acceptor levels of impurities (defects) with account made for their compensation by donor. The ionization energy of acceptors and their compensation are found from the temperature dependences of the conductivity and the Fermi energy level. The problems of obtaining the semiintrinsic conductivity required for application of the material in X- and γ -ray detectors are discussed.