

УДК 537.633.9

ОСОБЕННОСТИ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ HgCr_2Se_4 С ДОБАВКАМИ In И Ga

Л. И. Королева, М. Г. Михеев, В. А. Левшин,
И. К. Курбанжлычев, Н. К. Бельский

В монокристаллах $\text{HgCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$, близких к стехиометрии, обладающих высоким удельным электросопротивлением $\rho \approx 10 \div 10^5$ Ом·см и резким максимумом ρ в точке Кюри T_c , обнаружено изотропное гигантское положительное магнетосопротивление (МС) выше T_c . В этих кристаллах немного ниже T_c сначала наблюдается гигантское отрицательное МС $\sim 90\%$ в поле 43 кЭ, затем МС меняет знак и сразу выше T_c становится положительным, достигая в максимуме $\sim 17\%$. Монокристаллы $\text{HgCr}_2\text{Se}_4 : \text{In}$, имеющие отклонения от стехиометрии и обладающие низкой величиной $\rho \sim 1 \div 10$ Ом·см, обнаруживают значительно меньшее возрастание ρ (приблизительно в три раза) в районе T_c и отрицательное МС $\sim 70\%$ немного ниже T_c . Максимумы положительного МС, модуля отрицательного МС, ρ (для $\text{HgCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$) и кривые намагниченности от температуры в районе T_c смещаются под действием магнитного поля в сторону более высоких температур. Указанные особенности МС и намагниченности объясняются с помощью примесных ферроионов.

Хотя исследованию транспортных свойств HgCr_2Se_4 посвящено много работ [1-9], влияние добавок In на эти свойства исследовано мало [10, 11] и совсем не исследовано влияние на них добавок Ga. В работах [10, 11] обнаружены максимум удельного электросопротивления ρ и минимум гигантского отрицательного магнетосопротивления (МС) в районе точки Кюри T_c в образцах с добавками In, однако в этих работах не исследована зависимость МС от магнитного поля H . Более того, судя по небольшой величине $\rho < 100$ Ом·см, кристаллы с добавками In содержали большое количество других дефектов, характерных для HgCr_2Se_4 . Известно, что в кристаллах HgCr_2Se_4 в отличие от CdCr_2Se_4 , где имеются вакансии Se^{2-} , дефекты в основном двух типов: вакансии Hg^{2+} , являющиеся двухзарядными акцепторами, и вакансии Se^{2-} , являющиеся двухзарядными донорами. Большое количество этих дефектов приводит к высокой смешанной проводимости при температурах $T > 0$, которая в ряде случаев имеет даже металлический характер [2-4, 7, 8]. Для сравнения укажем, что в родственном ферромагнитном (ФМ) полупроводнике CdCr_2Se_4 для составов, близких к стехиометрии, величина ρ достигает 10^7 Ом·см при $T = 300$ К [12]. Не подвергнутые специальной обработке в парах Hg, кристаллы HgCr_2Se_4 обычно p -типа [1, 2, 7, 8]. Поэтому неудивительно, что добавки In (n -тип легирования) в такие кристаллы вначале повышали ρ и лишь для состава $\text{HgCr}_{1.8}\text{In}_{0.1}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ коэффициент термоэдс становился отрицательным при $T = 300$ К [10, 11].

В данной работе была поставлена задача изучить в широком интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ удельное электросопротивление ρ , МС и намагниченность σ , а также их зависимость от величины магнитного поля H кристаллов HgCr_2Se_4 с добавками In и Ga. Для исследования использовались кристаллы, как близкие к стехиометрии, так и имеющие вакансии Hg и Se. Проводится сравнение полученных характеристик с аналогичными для $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{In}$ и $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$. Особенности ρ , МС и σ

объясняются сильным $s-d$ -обменом электронов проводимости с $3d$ -электронами магнитоактивных ионов Cr^{3+} .

1. Эксперимент

Монокристаллы твердых растворов на основе тетраселенида дихрома ртути с замещением катионов на галлий и индий были выращены методом химических транспортных реакций с использованием в качестве источника транспортирующего агента хлоридов хрома и алюминия. Исходные поликристаллические образцы твердых растворов синтезировали из элементов в вакууме ($\sim 10^{-3}$ Па) при температурах 700—850 (In) и 600—650 °C (Ga). Монокристаллы твердых растворов с Ga выращивали из поликристаллического порошка состава $Hg_{0.9}Ga_{0.1}Cr_2Se_4$ с $AlCl_3$ при

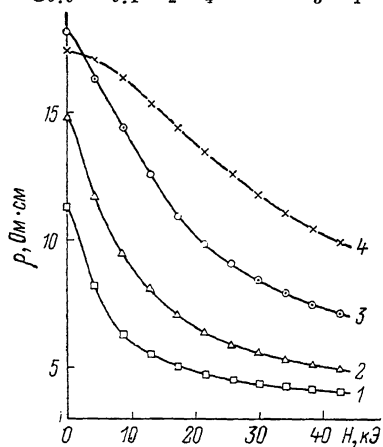


Рис. 1. Зависимость ρ кристалла $HgCr_2Se_4$ (2.6 масс.% In) от внешнего магнитного поля H при $T=84.5$ (1), 102.8 (2), 122.2 (3), 141.6 К (4).

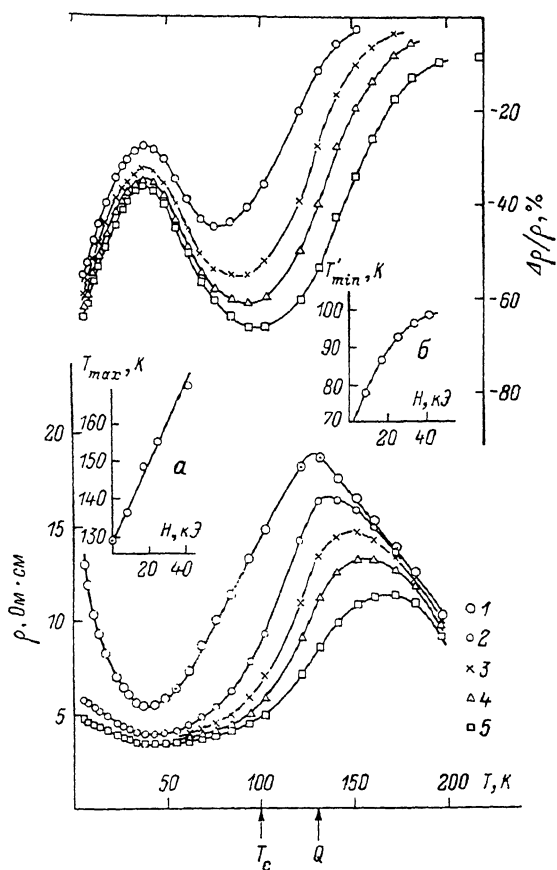


Рис. 2. Температурная зависимость ρ и $\Delta\rho/\rho$ кристалла $HgCr_2Se_4$ (2.6 масс.% In) для $H=0$ (1), 8.52 (2), 17.04 (3), 25.56 (4), 42.6 кЭ (5).

температурах зоны испарения 670 °C и зоны кристаллизации 610 °C. При использовании $CrCl_3$ для выращивания монокристаллов с In температуры зон меняли соответственно на 716 и 650 °C. Процесс вели в течение 14 и 17 суток соответственно. Твердые растворы с In получали в виде монокристаллов из поликристаллических образцов следующих составов: 85 мол.% $HgCr_2Se_4$ — 15 мол.% $HgIn_2Se_4$, 75 мол.% $HgCr_2Se_4$ — 25 мол.% $HgIn_2Se_4$, которые были синтезированы по методике, описанной в [13]. Время роста 14 суток. Температуры зон испарения и кристаллизации менялись в зависимости от состава исходного поликристаллического образца от 708 до 735 °C и от 630 до 680 °C соответственно.

Элементный анализ поверхности кристаллов проводили на рентгеновском микроанализаторе «Самеса». Объемный химический анализ кристаллов проводили атомно-адсорбционным методом. Химический состав монокристаллов существенно отличается от состава исходного поликристаллического порошка. Так, монокристаллы твердых растворов с Ga содержали 4.1 ат.% Ga, а содержание In в кристаллах было от 3.6 до 8.3 ат.%. Кри-

сталлы с Ga оказались близкими к стехиометрическому составу, тогда как кристаллы с In отличались от стехиометрического состава. Это, по-видимому, связано с тем, что кристаллы с Ga получены при более низких температурах, чем кристаллы с In. Более мягкие условия получения первых приводят к сохранению в решетке ионов Hg^{2+} и Se^{2-} . Более того, для кристаллов с In результаты объемного и поверхностного анализов различаются между собой: степень отклонения от стехиометрии нарастает по мере удаления от поверхности.

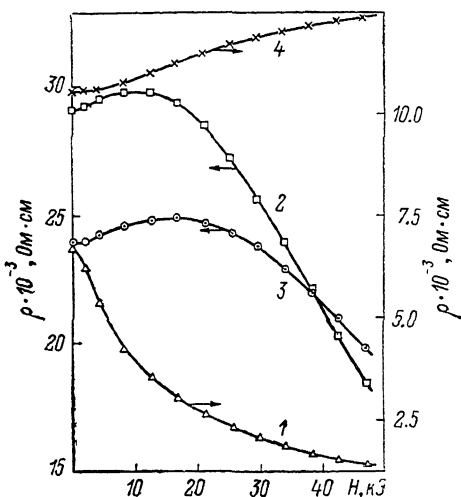


Рис. 3. Зависимость ρ кристалла $HgCr_2Se_4$ (0.46 масс. % Ga) от внешнего магнитного поля H при $T=93.4$ (1), 116.2 (2), 118.5 (3), 127.9 (4).

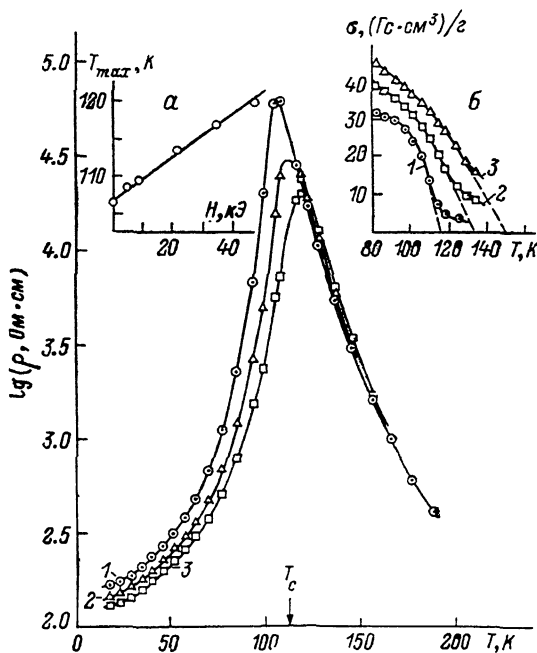


Рис. 4. Температурная зависимость ρ кристалла $HgCr_2Se_4$ (0.46 масс. % Ga) для $H=0$ (1), 17 (2), 47 кЭ (3).

Омические контакты к образцам, имеющим форму параллелепипеда с размерами менее 1 мм^3 , приваривались точечной сваркой. Измерения сопротивления производились с помощью прибора Щ-300 двухконтактным методом. Намагниченность измерялась вибрационным магнетометром, парамагнитная восприимчивость — весами Фарадея. Точки Кюри T_c кристаллов были определены из кривых намагниченности по методу термодинамических коэффициентов Белова—Аррота.

На рис. 1 для кристалла $HgCr_2Se_4$ (2.6 масс. % In), имеющего вакансии Hg^{2+} и Se^{2-} , приводится зависимость $\rho(H)$ для нескольких температур, расположенных как в области T_c , как и вдали от нее. Видно, что даже в максимальном поле $H=47$ кЭ кривые $\rho(H)$ далеки от насыщения. Величина ρ резко падает в районе T_c , т. е. МС отрицательно. Это МС изотропно. На рис. 2 показаны температурные зависимости ρ и МС $\Delta\rho/\rho$ того же кристалла, типичные и для другого исследованного кристалла, содержащего In (см. таблицу). На оси температур отмечены T_c и парамагнитная точка Кюри Θ . Видно, что температурная зависимость сопротивления имеет немонотонный характер. Величина $\rho \sim 1\div 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, и лишь при низких температурах ($T \leq 40 \text{ К}$) зависимость $\rho(T)$ имеет активационный характер с очень низкой энергией активации $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$. Начиная от 40 К наблюдается возрастание ρ , затем ρ проходит через максимум при $T=T_{\text{max}}$, расположенной между T_c и Θ . T_{max} смещается к более высоким температурам при наложении внешнего магнитного поля (вставка а к рис. 2). Для этого кристалла, как видно из рис. 1, 2, имеет

Электрические и магнитные свойства кристаллов $\text{HgCr}_2\text{Se}_4:\text{In}$
и $\text{HgCr}_2\text{Se}_4:\text{Ga}$

Состав	T_c, K	θ, K	$\rho, \text{Om} \cdot \text{cm}$	Энергия активации проводимости, эВ	
				$T < T_c$	$T > T_c$
HgCr_2Se_4	115	143	$\sim 10^3 \div 10^6$	$7 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$
HgCr_2Se_4 (2.1 масс.% In)	104	137	~ 1	$1.9 \cdot 10^{-5}$	
HgCr_2Se_4 (2.6 масс.% In)	100	130	~ 10	$3.6 \cdot 10^{-4}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$
HgCr_2Se_4 (0.46 масс.% Ga)	112	119	$0, 15 \cdot 10^3 - 60 \cdot 10^3$	—	$1.12 \cdot 10^{-1}$
HgCr_2Se_4 (0.11 масс.% Ga)	109	123	$10 - 10^5$	$3.3 \cdot 10^{-4}$ ($T \approx 5 \text{ K}$)	$4.9 \cdot 10^{-2}$ ($T \approx T_c$)

Продолжение

Состав	$\Delta T'_c$	Смещение под действием поля $H = 43 \text{ кЭ}$, К		$(\Delta\rho/\rho)_{\text{min}}, \%$	$(\Delta\rho/\rho)_{\text{max}}, \%$
		T'_{min}	T'_{max}		
HgCr_2Se_4	28.5				
HgCr_2Se_4 (2.1 масс.% In)	27	16	—	76	
HgCr_2Se_4 (2.6 масс.% In)	41.5	20	—	68	—
HgCr_2Se_4 (0.46 масс.% Ga)	38	21	14	90	17
HgCr_2Se_4 (0.11 масс.% Ga)	34	3	16	25	14

место гигантское отрицательное МС, при этом МС достигает минимума при $T \leq T_c$. Температура минимума $\Delta\rho/\rho$ T'_{min} расположена немного ниже T_c и увеличивается с ростом H ; T'_{min} смещается на $\sim 20 \text{ K}$ при возрастании поля от 8.5 до 43 кЭ (вставка б к рис. 2).

На рис. 3—5 приводятся зависимости $\rho(H)$, $\lg \rho(1/T)$ и $\Delta\rho/\rho$ для кристалла HgCr_2Se_4 (0.46 масс.% Ga), типичные и для другого кристалла с добавками Ga. В отличие от кристаллов, содержащих In, здесь имеется резкий пик ρ в T_c , причем в пике ρ возрастает на ~ 2.5 порядка по сравнению с низкотемпературными значениями. В области температур $5 \text{ K} \leq$

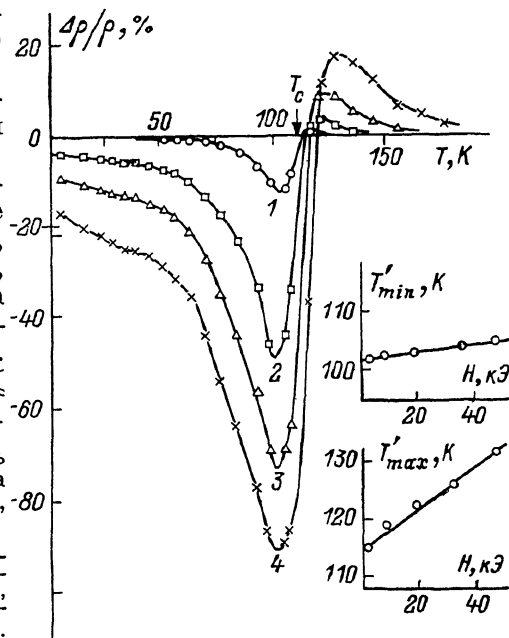


Рис. 5. Температурная зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ кристалла HgCr_2Se_4 (0.46 масс.% Ga) для $H=2$ (1), 8 (2), 20 (3), 47 (4).

На вставках — зависимость от H температуры T'_{min} , при которой наблюдается минимум отрицательного магнетосопротивления, и T'_{max} , при которой наблюдается максимум положительного магнетосопротивления.

$\leq T \leq 75 \text{ K}$ ρ почти не зависит от температуры, хотя и слабо возрастает с увеличением T . Для другого образца с Ga (см. таблицу), наоборот, в этой температурной области ρ слабо падает с энергией активации $\sim 10^{-4}$ эВ. На

вставке a к рис. 4 показана зависимость T_{\max} — температуры максимума ρ от величины H . Видно, что T_{\max} возрастает с ростом H . Таким образом, зависимости $\rho(T)$ и $T_{\max}(H)$ HgCr_2Se_4 : Ga похожи на аналогичные зависимости кристаллов CdCr_2Se_4 , легированных In или Ga [12]: также имеется резкий максимум сопротивления, который смещается в область более высоких температур под действием магнитного поля. Однако в отличие от CdCr_2Se_4 максимум ρ расположен на 6 К ниже T_c , тогда как в легированных In или Ga кристаллах CdCr_2Se_4 он располагается выше T_c на ~ 20 К.

Из рис. 3—5 видно, что МС и ρ в исследованных полях далеки от насыщения. Как показали наши измерения, МС изотропно. В отличие от кристаллов HgCr_2Se_4 , содержащих In, здесь, кроме минимума гигантского отрицательного МС в области $T \leq T_c$, достигающего в поле 47 кЭ $T \approx 90\%$, при $T \geq T_c$ наблюдается большое положительное МС, причем смена знака МС происходит в районе T_c . С дальнейшим повышением температуры положительное МС проходит через максимум. В максимуме величина $\Delta\rho/\rho \sim 18\%$. Максимум положительного МС и минимум отрицательного МС при увеличении H смещаются в область более высоких температур. Это смещение показано на вставках к рис. 5, где приводятся зависимости от H температуры минимума отрицательного МС T'_{\min} и температуры максимума положительного МС T'_{\max} . Хотя картина гигантских отрицательного и положительного МС в HgCr_2Se_4 : Ga напоминает наблюдавшуюся картину отрицательного и положительного МС и фотомангнетосопротивления в CdCr_2Se_4 : Ga или CdCr_2Se_4 : In [12, 14], имеются и существенные различия. Так, в отличие от кадмиевой шпинели, где минимум отрицательного МС наблюдается в T_c и его положение не зависит от поля, в HgCr_2Se_4 : Ga, так же как и в HgCr_2Se_4 : In, минимум отрицательного МС наблюдается немного ниже T_c и довольно сильно сдвигается в область более высоких температур под действием магнитного поля. Далее максимум положительного МС сильно зависит от величины поля, в котором измеряется МС; в CdCr_2Se_4 подобный эффект не наблюдался.

2. Обсуждение результатов

Резкий максимум ρ в области T_c , наблюдавшийся нами для кристаллов HgCr_2Se_4 : Ga (рис. 4), объясняется наличием примесных ферронов [15]. В ФМ полупроводниках примесные ферроны образуются в районе T_c , при этом электроны автолокализуются около доноров и выключаются из процесса переноса заряда — концентрация электронов проводимости резко убывает. С другой стороны, происходит рассеяние свободных электронов на магнитных моментах ферронов. Это рассеяние на 1—2 порядка выше, чем на простых дефектах решетки. Вследствие того что в ферроне спины сильно скоррелированы и рассеивают когерентно, интенсивность рассеяния резко возрастает.

Эффекты гигантского отрицательного и положительного МС также объясняются с помощью понятия о примесных ферронах [15]. В области температур, где намагниченность внутри феррона близка к предельной (район T_c), включение внешнего магнитного поля повышает степень ФМ порядка в кристалле и повышает кинетическую энергию электронов, вследствие чего их рассеяние на магнитных моментах ферронов уменьшается. Более того, внешнее поле уменьшает энергию активации электронов, сдвигая вниз дно зоны проводимости. Вследствие этих причин и наблюдается гигантское отрицательное МС. Однако в парамагнитной (ПМ) области, где намагниченность внутри феррона понижена из-за термического разупорядочения или совсем разрушена, включение внешнего магнитного поля увеличивает степень ФМ порядка вблизи донора сильнее, чем в целом по кристаллу из-за того, что электрон донора увеличивает интенсивность эффективного обмена между магнитными атомами в окрестности донора. Т. е. внешнее поле восстанавливает разрушенный температурой феррон,

а значит, и рассеяние на нем, а также увеличивает энергию активации из-за понижения донорного уровня. Это и вызывает положительное МС [16].

Внешнее магнитное поле увеличивает степень ферромагнитного порядка в кристалле, приближая намагниченность в матрице к намагниченности внутри ферронов. Восприимчивость кристаллов с ферронами выше, чем восприимчивость кристаллов без ферронов. Поэтому при заданном значении магнитного поля намагниченность первых кристаллов выше, чем вторых. Таким образом, наличие ферронов в районе T_c усиливает размытие перехода ФМ—ПМ, вызываемое внешним полем, по сравнению с обычными ФМ. Это проявляется в следующих особенностях поведения намагниченности в районе T_c . Известно, что точное значение T_c можно получить лишь из экспериментов без внешнего магнитного поля, поскольку включение поля размывает фазовый переход. Однако на практике часто определяют точку Кюри экстраполяцией наиболее крутой части $\sigma(T)$ на ось температур, хотя при этом получают, вообще говоря, в силу вышесказанного некоторую характеристическую температуру T'_c , близкую к T_c . Как показали наши измерения, величина T'_c сильно зависит от поля, в котором она измерена. Так, разность $\Delta T'_c$ между характеристическими температурами T'_c , измеренными в полях 9.3 и 0.74 кЭ, в образцах, легированных Ga, достигает 38 К. В качестве примера на вставку б к рис. 4 приводятся кривые намагниченности $\sigma(T)$, измеренные в магнитных полях $H=0.74$ (1), 3.7 (2), 9.3 кЭ (3) для образца HgCr_2Se_4 (0.46 масс.% Ga). Штрихами показана экстраполяция кривых $\sigma(T)$ до пересечения с осью температур, она дает $\Delta T'_c \approx 30$ К. Подобный эффект мы наблюдали ранее для легированных кристаллов CdCr_2Se_4 [12]. Так, $\Delta T'_c$ достигала для некоторых кристаллов 35 К (в [12] величины T'_c измерялись в полях 12.7 и 0.9 кЭ). Наименьшее значение $\Delta T'_c = 4$ К было получено для близкого к стехиометрии кристалла CdCr_2Se_4 . Таким образом, в кристаллах HgCr_2Se_4 , легированных Ga или In, внешнее магнитное поле препятствует разрушению дальнего магнитного порядка в T_c и оно происходит при более высоких температурах. По-видимому, это обстоятельство и приводит к сдвигу максимумов на кривых $\rho(T)$ и $(\Delta\rho/\rho)(T)$ в область более высоких температур.

Как видно из сравнения рис. 2 и 4, 5, температурные зависимости $\rho(T)$ и $(\Delta\rho/\rho)(T)$ в кристаллах $\text{HgCr}_2\text{Se}_4 : \text{In}$ иные, чем в $\text{HgCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$. В образцах с In величина ρ возрастает в районе T_c всего лишь в 3 раза и максимум ρ в районе T_c сильно размыт; образцы с Ga обнаруживают резкий максимум в T_c и ρ возрастает на ~ 2.5 порядка. Величина максимального отрицательного МС в T_c для кристалла с индием составляет всего лишь 65 %, тогда как для кристалла с галлием ~ 90 %. В отличие от кристаллов с Ga положительное МС в кристаллах с In отсутствует. Величина ρ в кристаллах с индием много ниже, чем в кристаллах с Ga, а значит, концентрация свободных электронов в первых выше, чем во вторых.

Как говорилось выше, кристаллы с In имеют большую степень отклонения от стехиометрии, чем кристаллы с Ga. Это приводит к тому, что по величине ρ кристаллы с In близки к кристаллам HgCr_2Se_4 , описанным в работе [1-9], проводимость которых носит смешанный характер. Одновременное наличие вакансий по Hg^{2+} и Se^{2-} приводит при $T=0$ к компенсации акцепторов (вакансий Hg^{2+}) электронами части доноров (вакансий Se^{2-} и In), и образец имеет n -тип проводимости. По мере возрастания T происходят термические возбуждения в зону проводимости электронов с отрицательно заряженных акцепторов вследствие малости ширины запрещенной зоны (она меняется от 0.28 эВ при $T \geq 0$ К до 0.8 эВ при $T=200$ К). Из-за малой энергии активации проводимости для дырок ~ 0.01 эВ [9] уже при низких температурах появившиеся из-за термической раскомпенсации нейтральные акцепторы становятся источниками дырочной проводимости по валентной зоне. Проводимость имеет смешанный характер, однако, как показали наши измерения, знак термоэдс указывает на преобладание n -типа проводимости. В области низких температур проводимость имеет активационный характер (рис. 2). Очевидно, она

перескокового типа, поскольку часть доноров после компенсации акцепторов осталась неионизованной.

В области T_c вклад дырочной проводимости в суммарную проводимость может быть значителен. Поскольку верх валентной зоны в HgCr_2Se_4 , так же как и в CdCr_2Se_4 , образован в основном p -орбиталями немагнитных анионов, взаимодействие дырок с $3d$ -электронами Cr^{3+} значительно слабее, чем взаимодействие электронов. Вследствие этого дырочная проводимость не имеет особенностей в T_c , малó и МС для дырок. Вклад дырочной проводимости понижает величину МС в районе T_c и сглаживает максимум в T_c . Меньшая величина максимума ρ и минимума $\Delta\rho/\rho$ в районе T_c образцов с индием также может быть связаны с большей степенью легирования кристаллов с In, чем с Ga (см. таблицу). Известно, что величина максимума ρ и минимума $\Delta\rho/\rho$ в районе T_c магнитных полупроводников n -типа сильно зависит от степени легирования. По мере увеличения легирующей добавки эти величины сначала возрастают, а потом падают. Отсутствие положительного МС в образцах с In неудивительно: как показано в [16], для реализации положительного МС необходимы довольно жесткие условия.

В заключение выражаем благодарность Э. Л. Нагаеву за обсуждение результатов и К. П. Белову за поддержку работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lehmann H. W., Emmenegger F. P. // Sol. St. Comm. 1969. V. 7. N 14. P. 965—968.
- [2] Goldstein L., Gibart P., Selmi A. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1474—1476.
- [3] Самохвалов А. А., Гижевский Б. А., Ложкарева Н. Н. и др. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 11. С. 3467—3469.
- [4] Гижевский Б. А., Самохвалов А. А., Костылев В. А. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2647—2650.
- [5] Веселаго В. Г., Голант К. М., Ковалева И. С., Юрчи И. М. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 5. С. 1857—1861.
- [6] Selmi A., Mauger A., Heritier M. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 29. P. 5599—5604.
- [7] Renata Chaves M., Ribeiro J. L., Selmi A., Gibart P. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 263. N 1. P. 263—271.
- [8] Selmi A., Heritier M., Gibart P. // Prog. Crystal Growth and Charact. 1986. V. 13. N 1. P. 121—143.
- [9] Королева Л. И., Михеев М. Г., Флорентьева Н. В. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 743—750.
- [10] Minematsu K., Miyatani K., Takahashi T. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 1. P. 123—128.
- [11] Takahashi T., Minematsu K., Miyatani K. // J. Phys. Chem. Sol. 1971. V. 32. N 5. P. 1007—1013.
- [12] Белов К. П., Третьяков Ю. Д., Гордеев И. В. и др. // Магнитные полупроводники—халькогенидные сплавы. М., 1981. 279 с.
- [13] Ковалева И. С., Левшин В. А., Калинин В. Т. // ЖНХ. 1981. Т. 26. № 4. С. 1029—1033.
- [14] Белов К. П., Королева Л. И., Павлов В. Ю. // ФТТ. 1986. Т. 27. № 12. С. 626—630.
- [15] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979.
- [16] Коваленко А. А., Нагаев Э. Л. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 4. С. 1075—1079.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
2 июня 1988 г.
В окончательной редакции
29 августа 1988 г.