УДК 621.315.592

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И СТРОЕНИЕ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ТЕЛЛУРИДА ОЛОВА

Г. С. Бушмарина, И. А. Драбкин, М. А. Квантов, О. Е. Кятковский

Приведены результаты измерений зависимости магнитной восприимчивости (МВ) в $Sn_{1-x}Te$ от концентрации дырок и температуры $\chi(p, T)$ в широком диапазоне изменения p и T. Анализ экспериментальных кривых показывает, что на кривой $\chi(p, T=0)$ имеются особенности при $p=1.1\cdot10^{20}$, $2.3\cdot10^{20}$ и $4.9\cdot10^{20}$ см$^{-3}$, которые идентифицированы как особенности Ван Хова, соответствующие Σ-экстремуму, седловой точке в направлении ΣL и Δ-экстремуму валентной зоны. Рассмотрено влияние сильной непараболичности спектра тяжелых дырок из Σ- и Δ-подзон на вклад тяжелых дырок в МВ и получены оценки ряда характеристик дырочного спектра.

Принято считать, что в немагнитных материалах измерения магнитной восприимчивости (МВ) в слабом магнитном поле дают мало информации о зонной структуре этих материалов [1]. Действительно, наличие нескольких вкладов в МВ разной природы, отличающихся знаком и имеющих различную зависимость от температуры и концентрации носителей тока, а также сложная структура микроскопических выражений даже для МВ невзаимодействующих блоховских электронов [2] затрудняют не только получение какой-либо информации о свойствах материалов по данным измерений МВ, но и интерпретацию наблюдаемого поведения МВ по известным свойствам материалов. Так, например, потребовались значительные усилия для объяснения аномально большого диамагнетизма некоторых узкощельных материалов (Bi, Bi—Sb, соединений $A^{IV}B^{VI}$ [3-7], а также для объяснения наблюдаемых температурных и концентрационных зависимостей МВ в узкощельных материалах в области низких концентраций носителей тока по известному энергетическому спектру вблизи краев зон [5-9].

Цель данной работы — показать возможность использования результатов измерений концентрационных и температурных зависимостей МВ для исследования зонной структуры (и прежде всего изменения топологии поверхности Ферми с ростом концентрации носителей тока) немагнитных материалов при произвольной степени лёгирования на примере теллурида олова.

Теоретически этот вопрос рассматривался в работе [10], в которой показана принципиальная возможность определения критических точек зонного спектра носителей тока (экстремумов и седловых точек) по результатам измерений зависимости МВ от концентрации носителей тока и температуры и сформулированы необходимые условия для реализации этого метода.

Этим условиям удовлетворяет, в частности, ряд соединений $A^{IV}B^{VI}$ (PbS, PbSe, PbTe, SnTe и GeTe),[1] в которых, согласно расчетам зонной структуры (ссылки на работы см. в [11]) и некоторым аргументам, основанным на топологических соображениях, имеется принципиальная возмож-

[1] Кроме $A^{IV}B^{VI}$, этим условиям удовлетворяют, по-видимому, некоторые оксиды с перовскитоподобной структурой.

ность наблюдать в валентной зоне до пяти [11] топологических переходов Лифшица [12], связанных с прохождением уровня Ферми через критические точки дырочного спектра.

В работе [11] проведен анализ экспериментальных данных и результатов расчетов зонной структуры для этих пяти соединений и показано, что в области низких температур и достижимых концентраций дырок в SnTe имеется, по-видимому, возможность наблюдать три из пяти предсказываемых теоретически критических точек в спектре дырок. Однако до сих пор в SnTe наблюдалась лишь одна критическая точка в спектре дырок [13–15], которую обычно отождествляют со вторым экстремумом валентной зоны в точке Σ [14, 15].

В данной работе приведены результаты измерений МВ в слабом магнитном поле $\chi(p, T)$ в SnTe в области концентраций носителей тока $p=5.0\cdot10^{19}\div8.5\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ ($p^*=6.7\cdot10^{19}\div1.3\cdot10^{21}$ см$^{-3}$, где $p^*=p_H(300\text{ K})=1/R\,|e|$ — холловская концентрация дырок, в слабом магнитном поле) и в области температур $T=5\div290$ К. В работе также проведен анализ полученных зависимостей с использованием теоретических результатов работ [10, 11], который показывает, что в SnTe в области рассматриваемых концентраций дырок имеются три критические точки дырочного спектра. Определены положение этих точек в шкале концентраций дырок и энергий и их тип. Обсуждается положение этих критических точек в зоне Бриллюэна. Приведены оценки некоторых характеристик дырочного спектра в области концентраций $p\geqslant10^{20}$ см$^{-3}$.

Краткое сообщение о некоторых предварительных результатах работы было опубликовано в [16].

1. Методика эксперимента

Использованные в работе образцы $Sn_{1-x}Te$ получены металлокерамическим способом из слитков, синтезированных сплавлением в откаченных кварцевых ампулах исходных компонент (Sn чистоты 99.999 и Te чистоты 99.999). В работе использованы три группы образцов (A, B и C), полученных из слитков, синтезированных из различных партий исходных материалов (Sn и Te). Образцы подвергались гомогенизирующему отжигу при 400 °С в течение 200—250 ч. Однородность образцов контролировалась металлографическими и микрозондовыми измерениями. Концентрация дырок определялась по результатам измерений эффекта Холла в магнитном поле H=18 кЭ при 300 К. Для нахождения истинной концентрации

Параметры исследуемых образцов $Sn_{1-x}Te$

Номер образца	Серия	Состав x	p^* (300 К), 10^{20} см$^{-3}$	p, 10^{20} см$^{-3}$	$2x/v_0$, 10^{20} см$^{-3}$
1	A	—0.02	0.67	0.50	—
2	A	—0.006	0.78	0.60	—
3	A	0.001	1.00	0.82	0.32
4	B	0.002	1.51	1.26	0.63
5	C	0.003	1.76	1.52	0.95
6	B	0.006	2.5	2.1	1.9
7	C	0.007	2.7	2.2	2.2
8	B	0.008	3.4	2.6	2.5
9	A	0.012	4.7	3.4	4.0
10	B	0.012	5.8	4.0	4.0
11	C	0.013	6.4	4.5	4.3
12	C	0.013	6.7	4.7	4.3
13	B	0.015	7.3	5.0	4.8
14	B	0.020	9.2	6.2	6.4
15	A	0.025	11.4	7.4	8.0
16	B	0.030	13.0	8.5	9.6

дырок p, определяемой из расчета двух дырок на каждую вакансию олова, использовались экспериментальная зависимость R_{77}/R_{300} от p^*_{77} (R — коэффициент Холла) [13, 15] и экспериментальное значение для фактора Холла $r=p/p^*_{77}$ в диапазоне концентраций $p^*_{77}=2\cdot10^{20}\div2\cdot10^{21}$ см$^{-3}$ [17]. Холл-фактор для всей области низких концентраций неизвестен, однако, по данным [17], вплоть до концентраций $p^*_{77}=8\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ он отличается от приведенного значения не более чем на 10 %. В данной работе мы будем использовать в качестве шкалы истинных концентраций значения $p=0.6\ p^*_{77}$. Данные о составах образцов (по шихте) и концентрациях дырок в них приведены в таблице, В таблице приведены также для составов $Sn_{1-x}Te$ из области гомогенности значения истинной концентрации p, рассчитанной по составу ($p=2x/v_0$, v_0 — объем элементарной ячейки) в предположении однофазности образцов. Различие двух приведенных в таблице значений p в области низких концентраций связано, по-видимому, частично с наличием второй фазы (олова) в этих образцах и частично с отличием фактора Холла от 0.6, а в области высоких концентраций — с погрешностью в определении состава шихты и концентрации носителей тока. Буквами A, B и C у номера образца обозначена его принадлежность к одной из трех описанных групп образцов.

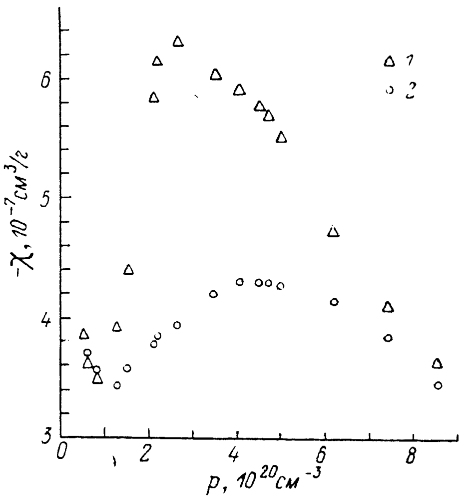

Рис. 1. Концентрационные зависимости МВ в $Sn_{1-x}Te$ при $T=40$ (*1*) и 280 К (*2*).

Магнитная восприимчивость образцов измерялась методом Фарадея на установке MGD3-12FG, изготовленной фирмой «Setaram», в магнитных полях H до 12 кЭ в интервале температур 5—300 К. Номинальная чувствительность установки не хуже 10^{-10} см^3/г. Погрешность измерения МВ не более 1 %.

Наибольшая погрешность измерения МВ, достигающая 1 %, связана с неточностью установки образца в магнитном поле, при этом фиксируется не зависящая от температуры относительная погрешность МВ. Для контроля точности установки образца производилось повторное измерение МВ при комнатной температуре.

2. Результаты измерений магнитной восприимчивости

На рис. 1 представлены результаты измерений зависимостей МВ от концентрации носителей тока (дырок) p для нескольких температур.[2] Обращает на себя внимание сильно немонотонный ход зависимости $-\chi_{40}(p)$, на которой ясно различаются четыре участка монотонного изменения МВ: 1) образцы № 1—3 (см. таблицу), 2) образцы № 4—7, 3) образцы № 8—12, 4) образцы № 13—16. С ростом температуры картина размывается, максимум в области $p\sim(2\div5)\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ сглаживается, так что ход $-\chi_{280}(p)$ почти не сохраняет следов поведения $-\chi(p)$ при низких температурах.

Температурные зависимости МВ в интервале 5—290 К для образцов № 1—7 (рис. 2, *а*) и № 8—16 (рис. 2, *б*) сильно различаются как коли-

[2] Представлены результаты для удельной МВ на единицу массы χ, которая связана с безразмерной МВ на единицу объема χ_v и молярной МВ χ_m соотношениями $\chi=\chi_v/\rho$ и $\chi_m=N_A v_0\chi_v$, где ρ — плотность, N_A — число Авогадро.

чественно, так и качественно для разных областей концентрации дырок p.

Область высоких температур $T \geqslant 150$ K для всех концентраций дырок соответствует кубической фазе SnTe. В этой области с ростом температуры наблюдаются для $p < 1 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ увеличение, а для $p \geqslant 1.2 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ уменьшение диамагнетизма дырок, причем по мере роста концентрации дырок меняется качественный характер (выпуклость) кривых $-\chi(T)$ (рис. 2, *а*, *б*).

Стрелками у кривых на рис. 2, *а* указана температура фазового перехода T_c из кубической в ромбоэдрическую фазу в соответствии с имеющимися

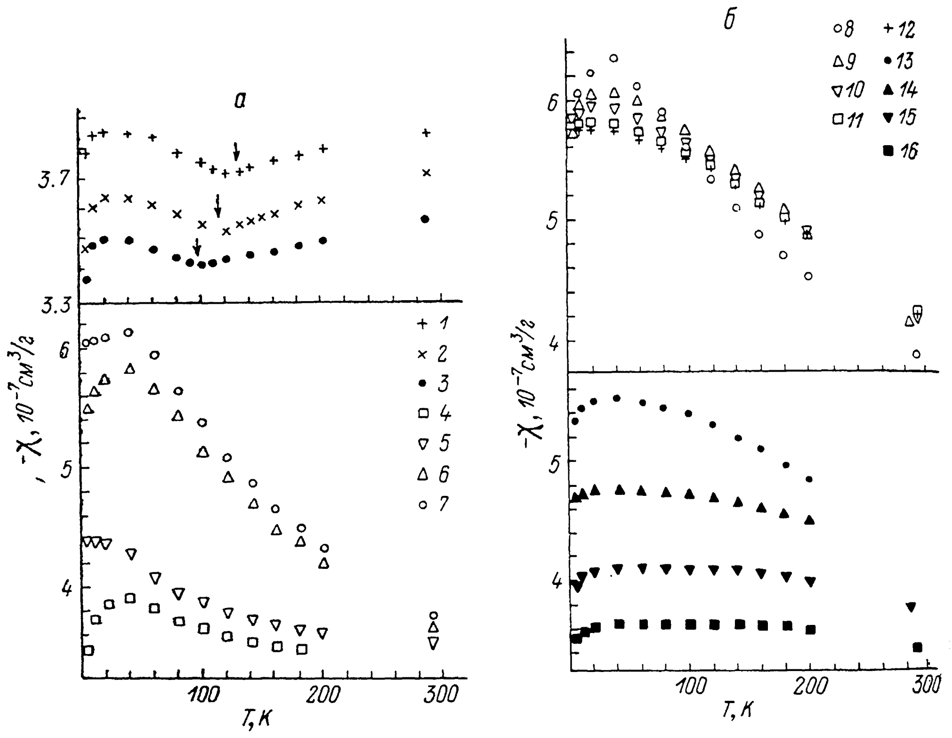

Рис. 2. Температурные зависимости МВ для образцов № 1—7 (*а*) и № 8—16 (*б*) $Sn_{1-x}Te$.

литературными данными для SnTe [18-20]. Положение минимума на кривых $-\chi(T)$ для образцов № 1—3 на рис. 2, *а* практически совпадает с T_c (с учетом разброса литературных данных для T_c), что позволяет связать наблюдаемый излом в температурной зависимости МВ для этих образцов с происходящим в них фазовым переходом, а рост диамагнетизма ниже T_c связать с искажением решетки в ромбоэдрической фазе. Поведение МВ в ромбоэдрической фазе SnTe находится в согласии с поведением МВ в GeTe при сегнетоэлектрическом фазовом переходе и с феноменологической теорией [21].

Для всех образцов $Sn_{1-x}Te$ из групп А и В характерным является убывание диамагнетизма в области температур $T \leqslant 30$ K. Наблюдаемое поведение $\chi(T)$ для этих образцов можно связать с проявлением быстро растущего при $T \to 0$ по закону Кюри (или Кюри—Вейсса) парамагнитного вклада $\chi_p(T)$, обусловленного магнитными примесями (Mn, Fe, Cr, Ni и др.), общее содержание которых может достигать нескольких единиц на 10^{17} см$^{-3}$. Оценка χ_p для свободных парамагнитных ионов Mn^{2+} дает при концентрации 10^{17} см$^{-3}$ и $T=5$ K значение $\chi_p = 0.2 \cdot 10^{-7}$ см^3/г, что согласуется с наблюдаемыми изменениями МВ. При $T \geqslant 40$ K вкладом магнитных примесей можно пренебречь.

В то же время, как видно из температурных зависимостей для образцов из группы С вплоть до $T=5$ К не наблюдается заметного вклада парамагнитных примесей, что связано, по-видимому, с высокой степенью очистки исходных компонент от парамагнитных примесей.

3. Обсуждение результатов

Общее выражение для МВ немагнитных кристаллов можно представить в виде [22]

$$\chi=\chi_i+\chi_b+\chi_d, \qquad (1)$$

где χ_i — МВ голых ионных остовов, χ_d — МВ дефектов решетки и примесных атомов, $\tilde{\chi}_b$ — зонный вклад в МВ, т. е. вклад зонных электронов, который в свою очередь состоит из двух вкладов [2]

$$\tilde{\chi}_b=\chi_b+\chi_c, \qquad (2)$$

χ_b — межозный вклад, т. е. вклад прямых межзонных переходов из заполненных состояний, а χ_c — вклад носителей тока (при $T=0$ в χ_c дают вклад только электроны с поверхности Ферми). В отсутствие носителей тока χ_b является вкладом заполненных валентных зон и вместе с χ_i составляет так называемый решеточный вклад в МВ. В дальнейшем решеточный вклад будет считаться выделенным в отдельное слагаемое и под χ_b будет подразумеваться вклад межзонных переходов из состояний, занятых носителями тока (со знаком минус для дырок).

Рассмотрим вопрос о концентрационных и температурных зависимостях различных вкладов в МВ. Решеточный вклад, вообще говоря, зависит от температуры через параметры зонной структуры, но не меняется при изменении концентрации носителей тока.

Основным типом дефектов решетки в SnTe при $T \leqslant 300$ К являются вакансии олова [23], которые при этих температурах полностью ионизированы. Таким образом, вклад вакансий в МВ не зависит от температуры и в предложении об отсутствии взаимодействия между ними является линейной функцией их концентрации, т. е. изменяется линейно с ростом концентрации дырок (см. ниже).

Таким образом, учитывая сказанное, а также характер наблюдаемых зависимостей $\chi(p, T)$, можно ограничиться обсуждением поведения зонного вклада $\tilde{\chi}_b(p, T)$. Принципиальным является вопрос о возможности использования носителей тока в качестве «зонда» для изучения зонной структуры, а переменные p и T рассматривать как независимые. Поэтому обсудим вопрос о природе носителей тока (дырок) в SnTe. Дырки возникают в результате действия механизма самолегирования, связанного с отклонением равновесного состава SnTe от стехиометрического в сторону избытка теллура, и поставляются в валентную зону вакансиями олова из расчета двух дырок на вакансию [23, 24]. Расчеты показывают [24], что уровни дважды ионизованной вакансии олова в SnTe расположены в глубине валентной зоны, так что $Sn_{1-x}Te$, как и другие соединения $A^{IV}B^{VI}$, является фактически металлом с переменной, зависящей от состава концентрацией зонных носителей тока [24].

Таким образом, SnTe удовлетворяет условиям, сформулированным в работе [10], что позволяет использовать теоретические результаты работ [10, 11] при обсуждении поведения $\tilde{\chi}_b(p, T)$ и полной МВ в SnTe.

Согласно расчетам зонной структуры кубической фазы соединений $A^{IV}B^{VI}$ (ссылки на работы см. в [11]),[3] помимо главных экстремумов валентной зоны в точках L зоны Бриллюэна (или в их непосредственной окрестности), вблизи края зоны имеются критические точки спектра на осях

[3] Как показано в [11], в SnTe можно пренебречь при $p \geqslant 10^{20}$ см$^{-3}$ влиянием ромбоэдрического расщепления в ромбоэдрической фазе на концентрационную зависимость МВ при $T=0$.

2-го порядка Σ и 4-го порядка Δ, которые могут быть как экстремумами (соответственно второй и третий минимумы в спектре дырок), так и седловыми точками. Кроме того, если эти точки являются точками экстремума, то в спектре появляются седловые точки, генетически связанные с Σ-экстремумом (на линии ΣL), при достижении которых поверхность Ферми становится открытой [11], и с Δ-экстремумом (в направлениях $\Delta\Sigma$ и ΔL [11]).

Наличие критических точек в спектре носителей тока приводит к особенностям Ван Хова в плотности состояний и соответственно к особенностям в поведении χ $(p,\ T=0)$ [10].

На наличие критической точки в спектре дырок в SnTe при $p_{c1}=(1.1\div 1.3)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ указывают результаты многочисленных экспериментальных исследований кинетических и оптических эффектов (обзор работ содержится в [15]), а также эффектов Де Гааза—Ван Альфена и Шубникова—Де Гааза [14]. Сопоставление результатов работы [14] и расчетов спектра в точках Σ и Δ [25] показывает, что наблюдаемая критическая точка расположена в точке Σ [11].[4] Эта критическая точка обычно рассматривается как второй экстремум валентной зоны (второй минимум в спектре дырок), однако, строго говоря, нельзя полностью исключить возможность того, что это седловая точка. Указания на наличие в спектре дырок других критических точек в области более высоких концентраций дырок в этих работах отсутствуют.

Более подробно ситуация для SnTe и других соединений $A^{IV}B^{VI}$ обсуждается в работе [11], в которой проанализированы результаты расчетов зонной структуры и экспериментальные данные для плотности состояний в $Sn_{1-x}Te$, а также предложена модель спектра, учитывающая сильную непараболичность спектра в окрестности Σ- и Δ-экстремумов, и получены выражения для плотности состояний в окрестности побочных экстремумов, включающие вклад связанных с ними седловых точек.

Анализ, проведенный в [11], показывает, что если наблюдаемая при $p_{c1}=(1.1\div 1.3)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ критическая точка является вторым экстремумом валентной зоны в точке Σ, то при $p_{c2}=(2.0\div 3.0)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ должна наблюдаться седловая точка 1-го типа в спектре дырок, расположенная на линии ΣL. Кроме того, в [11] на основе анализа экспериментальных данных для SnTe указано на возможность наблюдения третьего экстремума валентной зоны при $p_{c3}=(4.8\div 7.0)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, расположенного в точке Δ.

Рассмотрим, учитывая сказанное, концентрационную зависимость МВ при низких температурах, т. е. χ $(p,\ T=0)$.[5] Согласно [11], в исследуемом диапазоне концентраций дырок могут быть три критические точки в спектре дырок, в которых $-\chi$ $(p,\ T=0)$ должна иметь особенности корневого типа [10]: $\sim\Theta\,(p-p_{c1})\,(p-p_{c1})^{1/2}$ в Σ-экстремуме, $\sim-\Theta\,(p_{c2}-p)\times$ $\times(p_{c2}-p)^{1/2}$ в седловой точке ΣL, $\sim-\Theta\,(p-p_{c3})\,(p-p_{c3})^{1/2}$ в Δ-экстремуме. Из зависимости $-\chi_{40}\,(p)$ (рис. 1) видно, что действительно имеются три точки, поведение МВ в окрестности которых указывает на возможность особенности корневого типа. Это точка p_{c1}, которой соответствует минимум кривой $-\chi_{40}(p)$ в промежутке $(1.0\div 1.2)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$; точка p_{c2}, которой соответствует максимум этой кривой в промежутке $(2.2\div 2.3)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ и точка p_{c3}, в которой имеет место излом кривой в промежутке $(4.7\div 5.0)\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$.

Кривая на рис. 3, *а* представляет качественный ход зависимости $-\chi$ $(p,\ T=0)$ в предположении, что описанные выше особенности в точках p_{c1}, p_{c2} и p_{c3} имеют место. На участке между p_{c1} и p_{c2} кривая проведена с учетом результатов, полученных в Приложении и в работе [11]. Отметим характерную форму этой кривой: наличие точки перегиба, слева от которой кривая выпукла вверх, а справа выпукла вниз.

---

[4] Всего в кубической фазе имеется 12 точек Σ, 24 точки ΣL (по две на каждую точку Σ) и 6 точек Δ.

[5] Из-за влияния парамагнитных примесей мы не имеем фактически экспериментальных значений χ $(p,\ T=0)$ для большинства концентраций дырок. Однако, как это видно из температурных зависимостей МВ, хорошим приближением к χ $(p,\ T=0$ является зависимость $\chi_{40}\,(p)$ (рис. 1).

Покажем, что именно такая форма кривой между точками p_{c1} и p_{c2}, как на рис. 3, *а*, следует из анализа температурных зависимостей МВ вблизи $T=0$. В работе [10] найдено, что низкотемпературное разложение для $\tilde{\chi}_b$ имеет вид

$$\tilde{\chi}_b(p,\ T)-\tilde{\chi}_b(p,\ T=0)=\frac{\pi^2}{6}\nu_f^2(p)\,\tilde{\chi}''_{bpp}(p,\ T=0)\,T^2+O(T^4), \tag{3}$$

где $\nu_f(p)$ — плотность состояний на уровне Ферми, $\tilde{\chi}''_{bpp}$ — вторая производная $\tilde{\chi}_b$ по концентрации носителей тока при $T=0$. Учитывая сказанное выше о поведении различных вкладов в МВ, можно в отсутствие парамагнитных примесей заменить в левой и правой частях равенства (3) $\tilde{\chi}_b$ на полную МВ χ. В результате по знаку $\chi(p,\ T)-\chi(p,\ T=0)$ при $T\to 0$ можно определить знак $\chi''_{pp}(p,\ T=0)$, т. е. выпуклость (вверх или вниз) кривой при данной концентрации носителей тока.

На рис. 1 в области концентраций между p_{c1} и p_{c2} имеются две точки, соответствующие образцам № 4 и 7 из серии *C* (см. таблицу) с низким содержанием парамагнитных примесей. Из температурной зависимости МВ

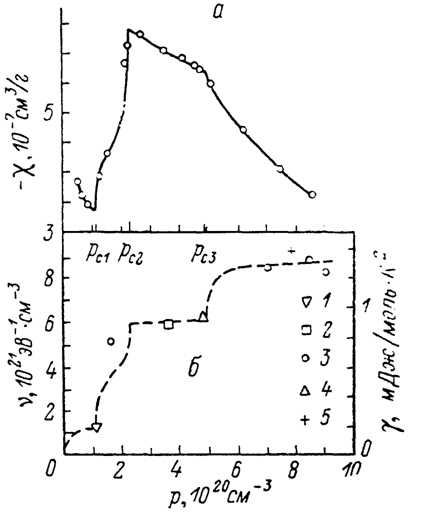

Рис. 3. Качественный вид кривой $-\chi$ (p, $T=0$) в $Sn_{1-x}Te$ с особенностями Ван Хова при p_{c1}, p_{c2} и p_{c3} (экспериментальные точки $-\chi_{40}$ К (p)) (*а*) и поведение плотности состояний ν (p) в $Sn_{1-x}Te$ (*б*) по результатам работ [26] (*1*), [14] (*2*), [27] (*3*), [28] (*4*), [29] (*5*).

γ — коэффициент в низкотемпературной зависимости теплоемкости дырок ($C=\gamma T$). Штриховая линия — качественный вид зависимости ν (p) для $Sn_{1-x}Te$ с учетом особенностей Ван Хова при p_{c1}, p_{c2} и p_{c3}, соответствующих Σ-экстремуму, седловой точке ΣL и Δ-экстремуму.

этих образцов вблизи $T=0$ (рис. 2, *а*) и сказанного выше следует, что $-\chi''_{pp}$ (p, $T=0$) для образца № 4 отрицательна, а для образца № 7 положительна. Таким образом, кривая $-\chi$ (p, $T=0$) имеет в промежутке между p_{c1} и p_{c2} точку перегиба и слева от этой точки выпукла вверх, а справа выпукла вниз, что подтверждает правильность формы кривой на рис. 3, *а* в этом промежутке.

Используя результаты работы [11] и полученное в Приложении выражение (П. 4) для вклада Ландау—Пайерлса в МВ, а также результаты расчета эффективных масс в Σ-экстремуме в работе [25] и расчетов дырочного спектра в окрестности точек L в SnTe в работе [26], можно получить оценки ряда характеристик спектра дырок.

Прежде всего с учетом кривой $-\chi_{40}$ (p) (рис. 1) и кривой на рис. 3, *а* получаем следующие значения для критических концентраций p_{c1} и p_{c2}, определяющих положение Σ-экстремума и седловой точки ΣL: $p_{c1}=1.1\cdot 10^{20}$ и $p_{c2}=2.3\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Имея значение величины $\Delta p=p_{c2}-p_{c1}=1.2\cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, получаем, используя выражения (7) и (9) из работы [11], величину энергетического зазора между Σ-экстремумом и седловой точкой ΣL $\Delta=E_{c2}-E_{c1}=0.038$ эВ, а также изменение плотности состояний $\Delta\nu=\nu_{c3}-\nu_{c1}=3.9\cdot 10^{21}$ эВ$^{-1}\cdot$см$^{-3}$. Для этих оценок были использованы выражения для $\Delta p=\Delta p_\Sigma+\Delta p_l$, $\Delta p_l\cong\nu_{c1}\Delta$ и значение $\nu_{c1}=1.3\cdot 10^{21}$ эВ$^{-1}\cdot$см$^{-3}$ из работы [26]. При этом мы пренебрегли изменением вклада в плотность состояний от L-точек в области концентраций между p_{c1} и p_{c2}, так что полученная выше оценка $\Delta\nu$ является заниженной, а оценка Δ — несколько завышенной, хотя и незначительно. На рис. 3, *б* представлены значения плотности состояний дырок для нескольких значений их концентрации, полученные в результате расчета спектра дырок в окрестности точек L в [26], а также по результатам измерений низкотемпературной теплоемкости в [27-29] в приближении невзаимодействующих блоховских электронов. Видно, что имеется хорошее согласие с полученной нами оценкой снизу для $\nu_{c2}=5.2\cdot10^{21}$ эВ$^{-1}\cdot$см$^{-3}$.

Имея оценку для $\Delta\nu$, можно оценить величину вклада дырок из состояний между Σ-экстремумом и седловой точкой ΣL в χ_{LP} в точке p_{c2}, т. е. $\Delta\chi_{LP}=\delta\chi_{LP}(\Delta)$. Используя выражение (П. 4) для $\delta\chi_{LP}$, получаем оценку сверху и снизу для $\Delta\chi_{LP}$: $-7.5\cdot10^{-7}$ см^3/г $\leqslant \Delta\varkappa_{LP} \leqslant -4.5\cdot10^{-7}$ см^3/г. Смысл приведенных оценок обсуждается в Приложении.

Полное изменение МВ $\Delta\chi=\chi(p_{c2})-\chi(p_{c1})$ определяется в основном изменением МВ носителей тока χ_c, которая наряду с χ_{LP} содержит парамагнитный эффективный спиновый вклад χ_{ES} (см. Приложение), так что $\Delta\chi\simeq\Delta\chi_c=\Delta\chi_{LP}+\Delta\chi_{ES}$. Используя экспериментальное значение $\Delta\chi\simeq\simeq-3\cdot10^{-7}$ см^3/Г, оценки, полученные выше для $\Delta\chi_{LP}$, а также выражение (П. 2) для χ_{ES}, получаем в пренебрежении дисперсией эффективного g-фактора и изменением вклада L-точек в МВ в промежутке между p_{c1} и p_{c2} следующие оценки снизу и сверху для эффективного g-фактора дырок в Σ-экстремуме: $4\leqslant|g(\Sigma)|\leqslant7$. Учитывая близость свойств SnTe и PbTe, можно отметить хорошее согласие полученных оценок $g(\Sigma)$ в SnTe со значением $g(\Sigma)=4.6$ для PbTe, вычисленным по формуле (П. 2) по рассчитанным в работе [30] значениям $g_i(\Sigma)$.

Обсудим теперь точку $p_{c3}=(4.7\div5.0)\cdot10^{20}$ см$^{-3}$, в которой на рис. 1 наблюдается излом кривой $-\chi_{40}(p)$. Имеются соображения, позволяющие связать эту особенность с прохождением уровня Ферми через еще одну критическую точку в спектре дырок, которая, согласно расчетам зонной структуры, должна находиться в точке Δ зоны Бриллюэна.

Как видно из рис. 3, *б*, в области концентраций дырок $p=(4.8\div7.0)\times\times10^{20}$ см$^{-3}$ происходит значительный рост плотности состояний, причиной которого может быть наличие еще одного минимума в спектре дырок в этой области значений p (возможность седловой точки 1-го типа, допускаемая поведением $\nu(p)$ на рис. 3, *б*, исключается поведением $-\chi_{40}(p)$ на рис. 1 [10]).

На наличие особенности в спектре дырок в SnTe в этом интервале концентраций указывает также излом на концентрационной зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние $T_S(p)$ при $p=(5.5\div6.0)\times\times10^{20}$ см$^{-3}$, наблюдавшийся в [31], который может быть объяснен, в частности, появлением новой группы сверхпроводящих носителей тока при $p=(4.5\div5.0)\cdot10^{20}$ см$^{-3}$.

И наконец, наблюдаемое поведение МВ (падение диамагнетизма при $p>p_{c3}$ на рис. 1) хорошо согласуется с расчетом главных значений эффективных масс в точке Δ в [25]. Согласно [25], в SnTe критическая точка на линии Δ является экстремумом (минимумом в спектре дырок). В Приложении показано, что при значениях эффективных масс в Δ-экстремуме, указанных в работе [25] (см. также [11]), дырки в Δ-экстремуме являются парамагнитными даже при $g(\Delta)=g_0=2$.

В то же время, согласно [25], масса плотности состояний в Δ-экстремуме настолько велика ($m_d(\Delta)=1.361m_0$), что при параболическом законе дисперсии приводит к слишком быстрому росту вклада точек Δ в плотность состояний $\delta\nu_\Delta$. Так, при $p=8.5\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ $\delta\nu_\Delta$, вычисленная для параболического закона дисперсии, почти в четыре раза превышает экспериментальное значение этой величины, которое можно оценить по данным рис. 3, *б*, приближенно считая $\delta\nu_\Delta(p)=\nu(p)-\nu(p_{c3})$. В работе [11] показано, что в Δ-экстремуме велика непараболичность спектра; предложена модель спектра, учитывающая непараболичность закона дисперсии; получено выражение для вклада Δ-экстремума в плотности состояний $\delta\Delta_\Delta(E)$. Непараболичность приводит к ограничению роста плотности состояний, причем в зависимости от соотношения между параметрами, характеризующими непараболичность, возможны два типа поведения $\delta\nu_\Delta(E)$. Как упоминалось выше, имеются два типа седловых точек (1-го типа в направлении $\Delta\Sigma$ и 2-го типа в направлении ΔL), генетически связанных с Δ-экстремумом. Возможна ситуация, когда по крайней мере точки 1-го типа в направлениях

$\Delta\Sigma$ близки по энергии к Δ-экстремуму. В этом случае $\delta\nu_\Delta(E)$ имеет вид, качественно сходный с поведением $\delta\nu_\Sigma(E)$ для Σ-экстремума [11]. Возможна, однако, ситуация, когда седловые точки далеки по энергии от Δ-экстремума и имеется область энергий, в которой $\delta\nu_\Delta(E)$ имеет вид кривой с насыщением, выходит на плато [11]. Наблюдаемое при $p > p_{c3}$ поведение МВ не позволяет сделать однозначный выбор между этими ситуациями. Видно лишь, что вплоть до $p = 8.5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ нет признаков новых критических точек спектра.

Приведем оценки энергий (отсчитываемых от края валентной зоны), определяющих положение критических точек спектра. Прежде всего, используя данные рис. 3, *б* и приведенные выше значения p_{c1}, p_{c2} и p_{c3}, получаем следующие оценки сверху и снизу: 0.043 эВ $\leqslant E_{c3} - E_{c2} \leqslant 0.05$ эВ и 0.041 эВ $\leqslant E_f\ (p = 8.5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}) - E_{c3} \leqslant 0.059$ эВ. Учитывая полученное выше значение $E_{c2} - E_{c1} = 0.038$ эВ, а также величину $E_f\,(p_{c1} = 1.1 \times 10^{20}$ см$^{-3}) = 0.115$ эВ, вычисленную в [26], получаем: $E_{c1} = 0.115$ эВ, $p_{c1} = 1.1 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$; $E_{c2} = 0.153$ эВ, $p_{c2} = 2.3 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$; 0.196 эВ $\leqslant E_{c3} \leqslant 0.203$ эВ, $p_{c3} = 4.9 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$; 0.237 эВ $\leqslant E_f\ (p = 8.5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}) \leqslant 0.262$ эВ.

В заключение, следуя [10], обсудим температурные зависимости МВ в области высоких температур $T > T_f$. Для блоховских электронов температура вырождения T_f, вообще говоря, не совпадает с энергией Ферми E_f и для определенной группы носителей тока определяется расстоянием от уровня Ферми до ближайшей критической точки их спектра [10]. При этом область низкотемпературного разложения (3) определяется минимальной при данной концентрации носителей тока температурой вырождения, для которой мы сохраним обозначение T_f. В то же время полностью вырождение снимается лишь при $T \gg T_f^{(0)} = E_f$, т. е. область температур $T_f < T < T_f^{(0)}$ соответствует случаю промежуточного вырождения.

В отсутствие критических точек спектра в глубине зоны, т. е. когда $T_f = T_f^{(0)} = E_f(p)$, область температур, в которой применимо разложение (3), монотонно растет с ростом концентрации носителей тока. Поскольку параметром разложения (3) является $(T/T_f)^2$, то с ростом концентрации носителей тока монотонно растет и область температур, в которой $\chi(T) - \chi(0) \sim T^2$. При этом в области температур $T < E_f$ должны отсутствовать точки экстремумов или перегиба на кривой $\chi(T)$, за исключением, возможно, концентраций носителей тока, соответствующих точкам перегиба на концентрационной зависимости МВ при $T = 0$.

Видно, что это правило нарушается фактически во всех образцах, начиная с образца № 4 (см. таблицу), если учесть, что при $p \geqslant p\,(c1)$ $T_f^{(0)}(p) \geqslant 1200$ K и $(T/T_f)^2 \leqslant 1/16$. Таким образом, уже простой анализ температурных зависимостей МВ указывает на наличие критических точек в спектре дырок в SnTe в области $p \geqslant 10^{20}$ см$^{-3}$.

Далее из кривых $\chi(T)$ для образцов № 4—9 видно, что при $T \sim T_f(p)$, в точках перегиба или экстремума (для образца № 7) происходит изменение характера температурных зависимостей МВ. Это указывает на то, что температурные зависимости МВ вблизи критических точек спектра определяются прежде всего температурным размытием поверхности Ферми, т. е. зависимостью $\chi_c(T)$.

Рассмотрим характерные особенности поведения $\chi(T)$ для образцов № 4—12. Для этих образцов, во-первых, наблюдаются усиление температурной зависимости МВ для концентраций $p_{c1} \leqslant p \leqslant p_{c2}$, т. е. в области быстрого роста плотности состояний между Σ-экстремумом и седловой точкой ΣL (см. [11] и рис. 3, *б*), и ослабление температурной зависимости МВ для $p \geqslant p_{c2}$, т. е. в области слабого изменения плотности состояний. Во-вторых, поведение $\chi(T)$ для образцов № 4—8 указывает на наличие промежуточной асимптотики $\chi(T)$ при $T \gg T_f(p)$ для этих образцов. Качественное объяснение такого поведения $\chi(T)$ дано в [10] на примере ситуации с двумя близкими критическими точками ($\Delta \ll E_f$). Предложенная в [10] модель дает также и количественно верное описание при $T \gtrsim \Delta$. Отметим еще, что наличие максимума на кривой $-\chi(T)$ для образца № 7 является косвенным доказательством того, что при $p=p_{c2}$ уровень Ферми проходит седловую точку 1-го типа (типа M_1) [10].

Итак, наличие особенностей Ван Хова в критических точках спектра на концентрационной зависимости МВ при $T=0$ $\chi(p, T=0)$ [10] и найденная в работе [10] связь χ''_{pp} $\chi''_{pp}(p, T=0)$ с поведением МВ в области низких температур позволили установить по экспериментальной зависимости $\chi_{40\,\text{K}}(p)$ и температурным зависимостям МВ наличие двух критических точек в спектре дырок в SnTe при $p_{c1}=1.1\cdot10^{20}$ и $p_{c2}=2.3\cdot10^{20}$ см$^{-3}$.

Точка p_{c1} совпадает с наблюдавшейся ранее во многих работах критической точкой спектра в SnTe. Анализ, основанный на результатах работы [11] и расчетов зонной структуры в работе [25], приводит к выводу, что точка p_{c1} является вторым минимумом в спектре дырок и расположена в точке Σ зоны Бриллюэна, а точка p_{c2} является седловой точкой 1-го типа на линии ΣL, генетически связанной с Σ-экстремумом. Таким образом, при $p=p_{c2}$ поверхность Ферми в SnTe становится открытой. Определены энергетический зазор между Σ-экстремумом и седловой точкой ΣL $\Delta=$ $=0.038$ эВ, вклад всех Σ-экстремумов и седловых точек ΣL в плотность состояний при $p=p_{c2}$ $\Delta\nu_{\Sigma}=3.9\cdot10^{21}$ см$^{-3}\cdot$эВ$^{-1}$, а также получены оценки снизу и сверху для эффективного g-фактора дырок в Σ-экстремуме $4 \leqslant g(\Sigma) \leqslant 7$.

Показано, что слабо выраженная особенность (излом) зависимости $\chi_{40\,\text{K}}(p)$ при $p_{c3}=4.9\cdot10^{2}$ см$^{-3}$ связана с третьим минимумом в спектре дырок, который с учетом расчетов зонной структуры в работе [25] и результатов работы [11] может быть отождествлен с Δ-экстремумом. Определен энергетический зазор между Σ- и Δ-экстремумом $E_{c3}-E_{c1}=0.081\div$ 0.088 эВ.

Приведены оценки энергетических расстояний всех трех критических точек спектра от края валентной зоны: $E_{c1}=0.115$, $E_{c2}=0.153$, и $E_{c3}=$ $=0.2$ эВ.

К сожалению, наличие значительных ($\sim10^{17}$ см$^{-3}$) содержаний парамагнитных примесей в большинстве образцов не позволяет проанализировать характер особенности МВ в точке p_{c3} более детально, основываясь на знаках и величине χ''_{pp} $(p, T=0)$.

Однако даже полученная в работе информация о спектре дырок в SnTe при $p \gtrsim 10^{20}$ см$^{-3}$, например обнаружение седловой точки на линии ΣL, в которой поверхность Ферми становится открытой и которая не была обнаружена в многочисленных экспериментах с использованием других методов (в том числе методов Де Гааза—Ван Альфена и Шубникова—Де Гааза [14]), на наш взгляд, оправдывает изучение магнитной восприимчивости в слабом магнитном поле в немагнитных материалах, имеющих сложную зонную структуру.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Магнитная восприимчивость дырок в Σ- и Δ-экстремумах

Вклад носителей тока в МВ χ_c является суммой орбитального вклада Ландау—Пайерлса χ_{LP} и парамагнитного эффективного спинового вклада χ_{ES}, которые при $T=0$ определяются следующими выражениями [2, 10]:

$$\chi_{LP}(E) = -\frac{e^2\hbar^2}{3m_0^2c^2}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}F(\mathbf{k})\,\delta(E_{\mathbf{k}}-E), \tag{П. 1}$$

$$F(\mathbf{k}) = \frac{m_0^2}{4\hbar^4}\left[\left(\sum_{\alpha}Q_{\alpha\alpha}\right)^2 - \sum_{\alpha\beta}Q_{\alpha\beta}^2\right], \quad Q_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2}{\partial k_\alpha \partial k_\beta}E_{\mathbf{k}},$$

$$\chi_{ES}(E)=\frac{e^2\hbar^2}{4m_0^2c^2}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}\,g^2(\mathbf{k})\,\delta(E_{\mathbf{k}}-E), \tag{П.2}$$

$$g^2=(g_1^2+g_2^2+g_3^2)/3,$$

где $E_{\mathbf{k}}$ — закон дисперсии носителей тока; g_1, g_2, g_3 — главные значения эффективного g-фактора, определяющие спиновое расщепление уровней в магнитном поле [2].

Рассмотрим МВ дырок в Σ- и Δ-экстремумах. Различие в характере анизотропии спектров в окрестности второго и третьего экстремумов валентной зоны [11] приводит к сильному различию $F(0)=m_0^2(m_1+m_2+m_3)/3m_1m_2m_3$ в точках Σ и Δ: $F(\Sigma)\simeq m_0^2/3m_1m_2$, т. е. определяется легкими массами m_1 и m_2, а $F(\Delta)\simeq 2m_0^2/3m_1m_\perp$, т. е. содержит тяжелую массу $m_\perp$. Это приводит к сильному различию в величине орбитальных вкладов $\delta\chi_{LP}$ в Σ- и Δ-экстремумах. Используя результаты расчетов эффективных масс в [25], получаем, что для SnTe $F(\Sigma)=49.3$ и $F(\Delta)=1.6$. Таким образом, в параболическом приближении в SnTe дырки должны быть парамагнитными в Δ-экстремуме даже при $g(\Delta)=g_0=2$, а в Σ-экстремуме дырки при $g(\Sigma)\leqslant 8$ должны быть диамагнитными. Учитывая сравнительно большие энергии межзонных переходов в точках Σ ($\sim$1 эВ) и Δ ($\sim$2 эВ), можно ожидать, что $g(\Sigma)$ и $g(\Delta)$ незначительно отличаются от g_0 и, следовательно, имеет место слабый парамагнетизм дырок в Δ-экстремуме и сильный диамагнетизм дырок в Σ-экстремуме. Можно ожидать также, что имеет место слабая дисперсия эффективного g-фактора дырок в обоих экстремумах и зависимость $\delta\chi_{ES}(\varepsilon)$ будет воспроизводить ход плотности состояний $\delta\nu(\varepsilon)$. Однако в случае χ_{LP} дисперсия $F(\mathbf{q})$, связанная с непараболичностью закона дисперсии дырок, может быть значительной вследствие сильной непараболичности спектра в окрестности Σ- и Δ-экстремумов [11]. Известно, например, что дисперсия $F(\mathbf{q})$, связанная с непараболичностью кейновского закона дисперсии, может в принципе приводить даже к изменению знака χ_{LP} [32]. Учитывая возможный сильный диамагнетизм дырок в Σ-экстремуме, оценим влияние дисперсии $F(\mathbf{q})$ на $\delta\chi_{LP}(\varepsilon)$ в области энергий между Σ-экстремумом и седловой точкой ΣL, используя предложенную в [11] модель дырочного спектра. Используя (П. 1) и выражение (1) из работы [11], находим

$$F(q)-F(0)=(m_0^2/3\hbar^4)\,[3(a_1+a_2)\,b-c^2]\,q_3^2. \tag{П.3}$$

Все обозначения в (П. 3) и ниже соответствуют работе [11]. В результате вычислений с учетом (П. 1), (П. 3) и выражений (1)—(6) из работы [11], получаем

$$\delta\chi_{LP}(\varepsilon)=\delta\chi_{LP}^{(0)}(\varepsilon)\begin{cases}1+\xi\left(1-\sqrt{1-\sqrt{\varepsilon/\Delta}}+\sqrt{\varepsilon/\Delta}\right), & 0\leqslant\varepsilon\leqslant\Delta,\\ 1+2\xi, & \varepsilon\geqslant\Delta,\end{cases} \tag{П.4}$$

где $\delta\chi_{LP}^{(0)}$ определяется выражением (П. 1) с $F(\mathbf{q})=F(0)$, а

$$\xi=\left[\left(2+\frac{2m_2}{3m_1}\right)\frac{q_{01}^2}{q_{03}^2}-\frac{m_1+m_2}{m_3}\right]\Big/\left(1+\frac{m_1+m_2}{m_3}\right), \tag{П.5}$$

q_{01}, q_{03} — координаты седловых точек ΣL [11].

Из выражений (П. 4) видно, что связанная с учетом дисперсии $F(\mathbf{q})$ поправка к $\delta\chi_{LP}^{(0)}$ является монотонной функцией ε (первая и вторая производные положительны при $\xi>0$) и изменяется от 0 до $2\xi\delta\chi_{LP}^{(0)}(\Delta)$ при изменении ε от 0 до Δ. Из геометрических соображений [11] следует, что $q_{01}^2/q_{03}^2\leqslant 1/8$, при этом для SnTe при значениях эффективных масс из [25] получаем оценку $-0.16\leqslant 2\xi\leqslant 0.40$. Таким образом, поправка к $\delta\chi_{LP}^{(0)}$ может быть существенной по величине при $\varepsilon\geqslant\Delta$, однако качественный вид кривой $\delta\chi_{LP}(\varepsilon)$ остается тем же: сохраняются особенности при $\varepsilon\to+0$ и $\varepsilon\to\Delta-0$, остается точка перегиба, хотя и при другом значении ε, и не меняется знак $\delta\chi_{LP}$ (из (П. 5) видно, что $|\xi|\leqslant 1$ при $\xi<0$).

Изменение знака тяжелых масс m_3 (Σ) и $m_\perp$ (Δ), т. е. переход от экстремумов в точках Σ и Δ к седловым точкам, практически не влияет на F (Σ) и изменяет знак F (Δ). Одновременно меняет знак $\delta\nu_\Delta$ (ε) для $\varepsilon > 0$, т. е. если точка Δ является седловой, то при $p > p$ (Δ) должен наблюдаться рост диамагнетизма, в то время как для Δ-экстремума наиболее вероятным является убывание диамагнетизма при $p > p$ (Δ).

Авторы благодарны В. Л. Гуревичу и Р. В. Писареву и участникам руководимых ими семинаров за полезное обсуждение работы.

Список литературы

[1] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 616 с.
[2] Misra P. K., Kleinman L. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 11. P. 4581—4597.
[3] Adams E. N. // Phys. Rev. 1953. V. 89. N 3. P. 633—648.
[4] Fukuyama H., Kubo R. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. C 3. P. 570—581.
[5] Misra P. K., Kleiman L. // Phys. Lett. 1972. V. 40A. N 5. P. 359—360.
[6] Бенеславский С. Д., Фальковский Л. А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 3. С. 1063—1071.
[7] Фальковский Л. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 334—348.
[8] Bowers R., Yafet Y. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 5. P. 1165—1172.
[9] Buot F. A. // The Physics of Semimetals and Narrow-gap Semiconductors // Ed. D. L. Carter and R. T. Bate Pergamon, 1971. P. 99—112.
[10] Квятковский О. Е. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 9. С. 2533—2542.
[11] Квятковский О. Е. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 2862—2868.
[12] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 5. С. 1569—1576.
[13] Кайданов В. И., Черник И. А., Ефимова Б. А. // ФТП. 1967. Т. 1. № 6. С. 869—879.
[14] Savage H. T., Houston B., Burke J. R. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 6. P. 2292—2304.
[15] Allgaier R. S., Houston B. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 6. P. 2186—2197.
[16] Драбкин И. А., Квантов М. А., Квятковский О. Е. // Материалы для термоэлектрических преобразователей. Л., 1987. С. 11—12.
[17] Houston B. B., Allgaier R. S., Babiskin J., Sibenmann R. G. // Bull. Am. Phys. Soc. 1964. V. 9. N 1. P. 60.
[18] Grassie A. D. C., Agapito J. A., Gonzales P. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 24. P. L925—L927.
[19] Kobayaski K. L. J., Kato Y., Katayama Y., Komatsubara K. F. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. N 12. P. 772—774.
[20] Sugai S., Katayama S., Takaoka S., Nishi S., Kawamura H. // Sol. St. Comm. 1977. V. 25. N 5. P. 407—409.
[21] Драбкин И. А., Жукова Т. Б., Квантов М. А., Квятковский О. Е., Сысоева Л. М. // ФТП. 1981. Т. 15. № 10. С. 2005—2011.
[22] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
[23] Абрикосов Н. Х., Шелимова Л. Е. Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$. М.: Наука, 1975. 195 с.
[24] Pratt G. W. // J. Nonmetals. 1973. V. 1. N 1. P. 103—109.
[25] Melvin J. S., Hendry D. C. // J. Phys. C. 1979. V. 12. P. 3003—3012.
[26] Cohen M. L., Tsang Y. W. // The Physics of Semimetals and Narrow-gap Semiconductors // Ed. D. L. Carter and R. T. Bate. Pergamon, 1971. P. 303—317.
[27] Phillips N. E., Triplett B. B., Clear R. D., Simon H. E., Hulm J. K., Jones C. K., Mazelsky R. // Physika. 1971. V. 55. N 10. P. 571—576.
[28] Bevolo A. J., Shanks H. R., Eckels D. E. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3523—3533.
[29] Finegold L., Hulm J. K., Mazelsky R., Phillips N. E., Triplett B. B. // Ann. Acad. Sci. Fennicae. Ser. A. 1966. V. 210. P. 129—134.
[30] Панкратов О. А., Сазонов А. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3507—3508.
[31] Hulm J. K., Jones C. K., Deis D. W., Fairbank H. A., Lawless R. A. // Phys. Rev. 1968. V. 169. N 2. P. 388—394.
[32] Zawadski W. // Phys. St. Sol. 1963. V. 3. N 8. P. 1421—1428.

Институт химии силикатов АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 ноября 1989 г.