

РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ
Те-ВАКАНСИОННОЙ ПРИРОДЫ В РЬТЕИ. А. Черник, А. В. Березин, С. Н. Лыков, Е. П. Сабо,
Ю. Д. Титаренко

Методом низкотемпературной калориметрической спектроскопии в поликристаллических образцах n -РЬТЕ с небольшим (~ 0.1 ат.%) избытком свинца обнаружена δ -образная особенность в плотности состояний зоны проводимости, интерпретированная как узкая (~ 0.01 эВ) полоса резонансных состояний, связанных с вакансионными дефектами в анионной подрешетке исследованных образцов. Электрофизические свойства изученных составов дают независимые подтверждения калориметрическим данным о Те-вакансионных резонансных состояниях и свидетельствуют об интенсивном резонансном рассеянии электронов при $\varepsilon_F \approx E_V(\text{Te})$. Определены положение ($T=0$) резонансного уровня (полосы) над краем зоны проводимости $E_V(\text{Te}) = 202 \pm 15$ мэВ и его температурная зависимость, энергетическая ширина уровня $\Delta E_V(\text{Te}) = 35 \div 40$ мэВ и показана нестационарная природа наблюдаемого уширения. Полученные данные сравниваются с результатами теоретических расчетов собственных дефектов РЬТЕ. Обсуждаются возможности сверхпроводимости n -РЬТЕ<1> при его оптимальном легировании.

1. Настоящая работа была предпринята авторами с целью детального исследования хода плотности состояний в зоне проводимости РЬТЕ и прямого выяснения таким способом справедливости выводов теоретических расчетов Парады и Пратта [1], Волкова и Панкратова [2] о том, что вакансионные дефекты в халькогенной подрешетке РЬТЕ приводят к возникновению на фоне квазинепрерывного энергетического спектра зоны проводимости резонансных уровней (три уровня на каждую вакансию).

По данным [1, 2], порядок «заглубления» Те-вакансионных уровней в s -зону составляет 0.1 эВ, хотя конкретные значения $E_V(\text{Te})$, а также характер и величина энергетического расщепления трех упомянутых уровней, следующие из расчетов [1, 2], заметно различаются.

Несмотря на давнюю теоретическую предсказанность отмеченных уровней, невысокая абсолютная точность теоретических расчетов подобных объектов, и в частности $E_V(\text{Te})$, а также отсутствие до самого последнего времени убедительных и однозначных экспериментальных доказательств реального существования подобных уровней порождали сильный скепсис в отношении результатов расчетов [1, 2], существенно усиливаемый справедливым мнением о том, что экспериментальная изученность свойств РЬТЕ приближается к той высокой степени (см., например, [3, 4]), которая характерна для таких материалов, как Ge и Si.

2. Для внесения ясности в этот важный, с нашей точки зрения, вопрос в качестве основного метода исследования была применена низкотемпературная калориметрическая спектроскопия, хорошо зарекомендовавшая себя на примере многих исследований соединений IV—VI (см., например, [5-7]).

В отношении надежности получаемой информации калориметрический метод исследования плотности электронных состояний является, по-видимому, наиболее предпочтительным из методов современной физики ввиду: а) относительной простоты интерпретации данных эксперимента,

б) реальной возможности обеспечения высокой точности калориметрических измерений, в) основательного теоретического обоснования метода, г) высокой общности методики в смысле нечувствительности ее к индивидуальным особенностям внутреннего строения объекта исследования и к характеру взаимодействий в нем (в силу термодинамической природы эксперимента).

3. В работе были использованы поликристаллические образцы, приготовленные металлокерамическим способом, позволяющим после операции отжига получать достаточно однородные образцы значительных размеров ($\approx 20 \text{ см}^3$), необходимые для реализации надежных измерений низкотемпературной теплоемкости.

В качестве легирующей примеси, вариация содержания которой обеспечивала изменение концентрации электронов (уровня Ферми ε_F), использован иод. Номинальный состав подавляющей части исследованных образцов соответствовал формуле $\text{Pb}_{1.002}\text{Te}_{1-x}\text{I}_x$, т. е. содержал избыточный свинец с целью: а) создания в исследуемых образцах тенденции к образованию вакансионных дефектов в их анионной (теллуровой) подрешетке, б) улучшения электрофизических характеристик образцов (использование для этой цели избыточного свинца является традиционным приемом при металлокерамической технологии приготовления $n\text{-PbTe}$).

По результатам измерений коэффициента Холла при комнатной температуре диапазон концентраций электронов в исследованных образцах составлял $2 \cdot 10^{17} - 1.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

4. Анализ результатов калориметрических измерений, выполненных для всех приготовленных образцов в интервале температур $1-7 \text{ К}$, а для части из них в более широком диапазоне $1-20 \text{ К}$, показал, что, во-первых, экспериментальные температурные зависимости теплоемкости $C(T)$ представляют суперпозицию двух главных составляющих — решеточной компоненты $C_l(T)$ и электронной $C_n(T)$ — и, во-вторых, в изученном интервале температур отсутствуют какие-либо признаки фазовых превращений в решеточной и электронной подсистемах исследованных образцов.

При всех изученных температурах $C_l(T)$ значительно превосходила $C_n(T)$, причем уже при $T \geq 2 \div 2.5 \text{ К}$ вклад $C_n(T)$ становился пренебрежимо малым для всех образцов, включая предельно легированные.

Отмечено, что при $T \geq 5 \div 7 \text{ К}$ полученные в работе $C(T) \approx C_l(T)$ хорошо согласуются с данными для $C(T)$ нелегированного PbTe , опубликованными в [8]. В области же низких температур ($1-2 \text{ К}$) обнаружено увеличивающееся с ростом концентрации иода N_I уменьшение $C_l(T)$ (рост акустической жесткости решетки), достигающее $7-10\%$ в образцах с максимальными N_I по сравнению с нелегированным PbTe .

5. Оригинальные и нетривиальные результаты получены из экспериментальных зависимостей $C(T)$ после выделения из них линейно зависящего от температуры члена $C_n(T) = \gamma T$. Как известно, для статистически вырожденной электронной системы с квазинепрерывным (по сравнению с $k_0 T$ эксперимента) энергетическим спектром коэффициент γ с точностью до практически постоянного множителя совпадает с плотностью электронных состояний на уровне Ферми $g(\varepsilon_F)$.

Полученные из эксперимента данные в отношении зависимости $\gamma(n)$ приведены на рис. 1.

Гладкую, монотонно растущую по мере увеличения n , часть зависимости $\gamma(n)$ естественно связать с изменением плотности зонных (распространяющихся) состояний, образующих зону проводимости PbTe . Сопоставление этой гладкой кривой со штриховой линией на рис. 1 подтверждает данные многих исследователей [8, 9] о сильной непараболичности основных зонных экстремумов PbTe .

6. Наиболее примечательной особенностью данных рис. 1 является, конечно, резкая аномалия в $\gamma(n)$, «центрированная» вблизи $n = 3.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и имеющая вид δ -образного всплеска плотности состояний. Как видно из рис. 1, плотность состояний в максимуме этого всплеска

в 3—4 раза превышает значение, свойственное при указанной n зонной $g(\epsilon_F)$, и находится на уровне $g(\epsilon_F)$ в образцах с предельно достижимыми для n -PbTe(I) электронными концентрациями.

Сравнительная узость наблюдаемой особенности в $\gamma(n)$ указывает на то, что эту особенность следует отождествить с неким резонансным уровнем (узкой полосой резонансных состояний), генетически связанным с какими-то дефектами в кристаллической решетке исследованных образцов.

Вполне очевидно, что характер зависимостей $\gamma(n)$ и $n(N_V)$ исключает возможность отождествления наблюдаемого резонансного уровня с легирующей примесью иода [5, 6, 10].

В то же время наличие в составе образцов избыточного свинца и двусторонний характер возможных отклонений соединения PbTe от точного

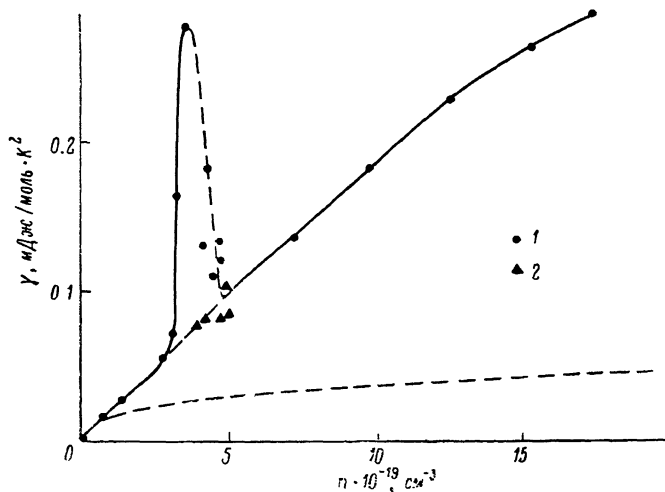


Рис. 1. Коэффициент электронной теплоемкости исследованных образцов n -PbTe(I) в зависимости от холловской (300 К) концентрации электронов.

1 — составы, отожженные при 650—700 °С; 2 — образцы, отжигавшиеся при 300—350 °С. Штриховая кривая — расчетная зависимость $\gamma(n)$ для зоны с квадратичным законом дисперсии $\epsilon(k)$ при эффективной массе плотности состояний $m_d^* = 0.12 m_0$ [9].

стехиометрического состава [4] позволяют полагать, что наблюдаемый на рис. 1 резонансный уровень связан с вакансионными дефектами в анионной подрешетке исследованных образцов.

Иными словами, резонансный пик плотности состояний на рис. 1 представляет, по нашему мнению, именно то Te-вакансионное образование резонансного характера, которое было предсказано «на кончике пера» авторами [1, 2], а сами данные рис. 1 можно считать первым прямым наблюдением этого дефектного резонансного образования, доказывающим его реальность.

7. В подтверждение этого принципиального заключения сделаем некоторые оценки и сравним их с параметрами, известными из фазовых исследований PbTe.

Перестроив зависимость $\gamma(n)$ в окрестности резонансного пика в кривую $g(\epsilon_F)$, нетрудно проинтегрировать δ -всплеск над монотонной (зонной) частью зависимости $g(\epsilon_F)$, в результате чего, учитывая, что на каждую вакансию Te приходится три резонансных уровня, получаем для концентрации вакансий оценку: $N_V(\text{Te}) \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Этот результат хотя и превышает предельную растворимость избыточного Pb в PbTe ($3.6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), установленную Бребриком для монокристаллов [3, 4], тем не менее представляется вполне разумной величиной для обогащенных свинцом поликристаллических образцов, содержащих, по-видимому, в межкристаллитных прослойках некоторое количество (~ 0.1 ат.%) чистого

свинца. Если же предположить двукратное спиновое вырождение для каждого из трех резонансных Те-вакансионных уровней, то указанная выше оценочная величина уменьшается вдвое и лишь незначительно превышает предельную концентрацию избыточного свинца.

8. Поведение экспериментальных точек на рис. 1 демонстрирует определенную неоднозначность результатов в области резонансного пика. Нам представляется, что эта неоднозначность является вполне естественной и может быть объяснена несколькими причинами, действуя-

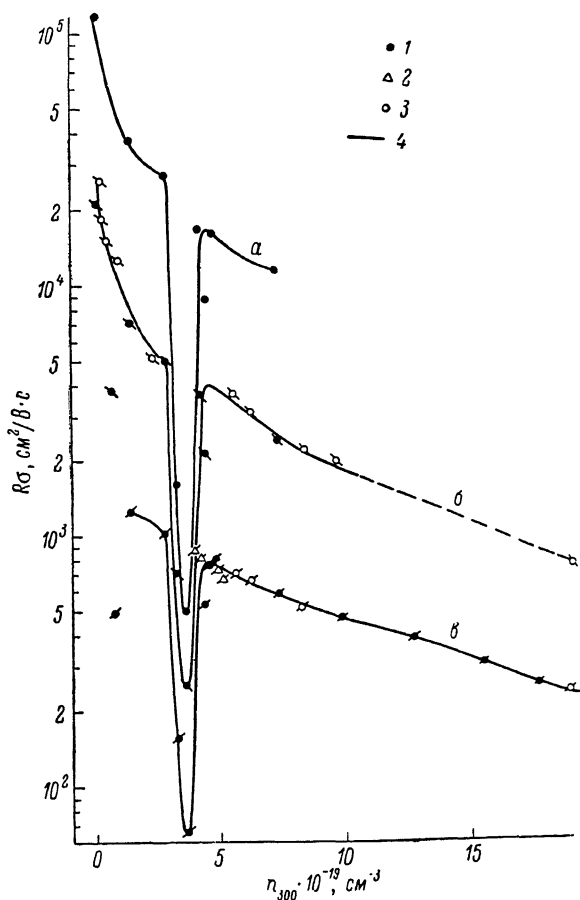


Рис. 2. Холловская подвижность электронов в n -RbTe при $T=4.2$ (а), 77 (б) и 300 К (в). 1, 2 — то же, что и на рис. 1; 3 — [5]; 4 — [3, 4].

щими, по-видимому, в совокупности: а) отсутствием жесткой связи между n и $N_V(\text{Te})$, из которых последняя определяет величину резонансной добавки к зонной $g(\epsilon_F)$, а первая — величину ϵ_F ; б) проявлением тонкой структуры в резонансной части измеряемой в эксперименте интегральной $g(\epsilon_F)$; в) немонотонностью изменения коэффициента Холла, на основе которого определялись значения n , при прохождении ϵ_F через область резонансного пика (подобно немонотонности, отмеченной для сходной физической ситуации с резонансным уровнем галлия в RbTe [5, 6]).

9. Отмеченное в п. «а» обстоятельство дает хорошую возможность для проверки сделанного выше заключения о природе наблюдаемого резонансного уровня.

В самом деле, согласно данным о $T-x$ фазовой диаграмме RbTe [3, 4], растворимость в нем как Rb, так и Te резко снижается при понижении температуры. Поэтому можно ожидать, что образцы, подвергнутые сравнительно низкотемпературному отжигу ($T=300\div 350$ °C), несмотря на наличие в их номинальном составе избыточного свинца, не должны об-

наруживать заметного резонансного роста γ , что и подтверждает эксперимент (рис. 1).

Этот опытный факт, являющийся важным аргументом в подтверждение Те-вакансионной природы наблюдаемого на рис. 1 уровня, одновременно указывает на ограниченность возможностей экспериментального наблюдения этого уровня, которая определяется не только критичностью состава образцов (положения ε_F), но и их термической предысторией, обуславливающей величину $N_{V(\text{Te})}$.

Отмеченная ограниченность возможностей наблюдения проявлений Те-вакансионных резонансных состояний, по-видимому, объясняет тот поразительный факт, что, несмотря на давнюю теоретическую предсказанность этих состояний и, казалось бы, высокую и всестороннюю изученность свойств PbTe, они до последнего времени не были уверенно обнаружены и экспериментально исследованы.

Оценка положения и ширины (у основания резонансного пика) наблюдаемого на рис. 1 резонансного уровня, проведенная на основании данных о зависимости $\varepsilon_F(n)$ для n -PbTe при 120 и 300 К [9] с последующей экстраполяцией результатов к нулевым температурам, приводит к величинам: $E_{V(\text{Te})}^0(0) = 202 \pm 15$ мэВ, $\Delta E_{V(\text{Te})}(0) = 35 \div 40$ мэВ ($E_{V(\text{Te})}^0$ указывает положение уровня над краем c -зоны).

Приведенные энергетические характеристики резонансного уровня могут быть полезны авторам [1, 2] для уточнения по данным эксперимента соответствующих параметров теории.

10. На рис. 2 приведены некоторые из результатов измерений электрофизических свойств исследованных образцов, независимым образом подтверждающих реальность существования отмеченного выше резонансного уровня и дающих важную дополнительную информацию о его свойствах.

Как видно из рис. 2, экспериментальные точки для исследованных в настоящей работе образцов хорошо укладываются на типичные кривые холловской подвижности n -PbTe при соответствующих температурах [3, 9], за исключением тех образцов, которые образуют резонансный всплеск плотности состояний на рис. 1. Для этих образцов характерны существенно более низкие значения R_H . Относительная величина «провалов» подвижности монотонно уменьшается по мере роста температуры и составляет (максимально) примерно 40, 17 и 14 раз соответственно для гелиевой, азотной и комнатной температур. Минимальная зафиксированная в области резонансного пика подвижность уменьшается с ростом реперных температур следующим образом: 490, 255, 65 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Приведенные в отношении зависимостей $R_H(n)$ данные с очевидностью свидетельствуют об интенсивном резонансном рассеянии электронов в области $\varepsilon_F \simeq E_{V(\text{Te})}$.

Из этого важного заключения следует, что: а) свойства Те-вакансионных резонансных уровней, с точки зрения их взаимодействия с фоновыми зонными состояниями, существенно отличаются от свойств резонансных состояний, образуемых в PbTe индием [10], и подобны свойствам резонансных уровней таллия [5, 6, 10]; б) наблюдаемое на эксперименте уширение резонансного уровня до нескольких десятков мэВ имеет преимущественно нестационарную природу.

Этот вывод однозначно следует из данных рис. 2. В самом деле, из кривых рис. 2 и данных [3] следует, что «нормальные» значения холловской подвижности электронов при 4.2 К для $n = (3.5 - 4) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ составляют $(2.2 - 2.5) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и определяются главным образом рассеянием электронов на дефектах структурной природы. С поправкой на это «нормальное» рассеяние из указанной выше для 4.2 К минимальной величины R_H (для окрестности максимума резонансного пика) полу-

¹ Оценка положения резонансного уровня из данных [3] о зависимости $\varepsilon_F(n)$ для n -PbTe по результатам низкотемпературных измерений магнетотермоэдс дает результат, примерно на 30 мэВ меньший по сравнению со следующим из [9] в силу различия данных [3] и [9] о степени непараболичности c -зоны PbTe.

чаем величину резонансной компоненты подвижности $u_{\text{рез}} \approx 500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что при эффективной массе плотности состояний на уровне Ферми $m_a^*(\varepsilon_F) = 0.3m_0$ [9] и коэффициенте анизотропии эффективных масс $K=10$ [3] приводит для фермиевских зонных состояний к эффективной массе проводимости $m_c^*(\varepsilon_F) = 0.078m_0$ и времени релаксации электронов по отношению к резонансному рассеянию $\tau_{\text{рез}} \approx 2.2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$.

При резонансном рассеянии фермиевских электронов между зонными и дефектными Те-вакансионными состояниями очевидным условием является равенство прямого и обратного потоков, т. е. $g_{\text{деф}}(\varepsilon_F)/\tau_{\text{деф}} = g_{\text{зон}}(\varepsilon_F)/\tau_{\text{зон}}$, где $\tau_{\text{деф}}$, $\tau_{\text{зон}}$ — средние времена пребывания электронов соответственно в квазилокальном дефектном и зонном состояниях. Используя из данных рис. 1 величину отношения соответствующих плотностей состояний и отождествляя $\tau_{\text{зон}}$ с найденной $\tau_{\text{рез}}$, получаем $\tau_{\text{деф}} \approx 10^{-13} \text{ с}$, что соответствует нестационарному уширению уровня $\Delta E_{V(\text{Te})} = \hbar \tau_{\text{деф}}^{-1} \approx 40 \text{ мэВ}$ и практически совпадает с указанной выше экспериментальной шириной основания резонансного пика.

11. Любопытным фактом, следующим из рис. 2, является то обстоятельство, что минимальные значения подвижности, соответствующие максимальной интенсивности резонансного рассеяния, при всех изученных температурах наблюдаются в одном и том же составе.² Полагая, что резонансное рассеяние наиболее эффективно при совпадении ε_F с центром резонансного пика плотности состояний, приходим к выводу, что функция $E_{V(\text{Te})}(T)$ практически идентична функции $\varepsilon_F(T)$ для отмеченного образца, которую мы для удобства упоминания обозначим $\varepsilon_F^*(T)$.

Считая, что в интервале 4.2—300 К вклад резонансных состояний в величину R пренебрежимо мал, и учитывая, что в указанном интервале температур в образце с $\varepsilon_F^*(T)$ коэффициент Холла увеличивается примерно на 10 %, приходим к заключению, что $\varepsilon_F^*(T) \approx E_{V(\text{Te})}(T)$ имеет характер слабо уменьшающейся функции.

Более точная оценка, учитывающая рост m_{a0}^* и изменение степени непараболичности c -зоны РbТе при увеличении температуры [9], приводит к результату: $E_{V(\text{Te})}^e = (202 \pm 15) - 1.6 \cdot 10^{-1} T \text{ мэВ}$ (в приближении линейной интерполяции между 4.2 и 300 К).

Следует отметить, что температурный коэффициент в $E_{V(\text{Te})}(T)$ заметно возрастает и меняет знак, если отсчет $E_{V(\text{Te})}$ вести от потолка валентной зоны. Такой отсчет более резонантен, ибо, согласно [1, 2], Те-вакансионные резонансные состояния отщепляются от валентной зоны и отсчитанная от верхнего края v -зоны $E_{V(\text{Te})}^v$ более наглядно, чем $E_{V(\text{Te})}^e$ характеризует величину этого отщепления.

Поскольку, как известно [3], для РbТе $E_g = 190 + 4 \cdot 10^{-1} T \text{ мэВ}$, для Те-вакансионного отщепления состояний v -зоны получаем $E_{V(\text{Te})}^v = (392 \pm 15) + 2.4 \cdot 10^{-1} T \text{ мэВ}$.

12. Ввиду существенных различий в деталях расположения Те-вакансионных резонансных уровней, рассчитанных в [1, 2], интересно сравнить представленные выше экспериментальные результаты с теоретическими моделями, следующими из этих расчетов и приведенными на рис. 3.

Нетрудно видеть, что такое сравнение приводит к выводу о достаточной адекватности модели Волкова и Панкратова данным эксперимента как в качественном, так и в количественном отношениях, тогда как расчетная

² Возможное сомнение читателя в истинно физической, связанной с резонансным рассеянием, природе низкой подвижности в образце с $n = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и подозрение на возможность объяснения наблюдаемой для него аномально малой подвижности тривиальными причинами, такими, например, как внутренние трещины в образце, «зарезающие» величину экспериментально измеряемой $R\sigma$, опровергаются рядом аргументов, и в частности: а) калориметрическими данными о высоком γ , нечувствительными к макроскопическим внутренним дефектам образцов; б) отмеченной выше жесткой корреляцией между повышенными по сравнению с зонными значениями $\gamma(n)$ величинами коэффициента γ и резко пониженными $R\sigma$, демонстрируемыми другими образцами из области резонансного пика в $\gamma(n)$.

картина Те-вакансионных уровней Парады и Пратта трудно согласуема с опытными данными и потому, вероятно, является ошибочной (в отношении энергии уровней $E_{V(Te)}^i$, $i=1, 2, 3$).

Действительно, согласно [1], два из трех резонансных уровней расположены в непосредственной близости от дна s -зоны (в пределах 50—60 мэВ), т. е. в области ϵ_F , характерных при $T \leq 100$ К для образцов с $n \leq 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, которая исследована самыми разнообразными методами столь обстоятельно, что возможность «просмотра» двух резонансных уровней, способных к резонансному рассеянию, представляется абсолютно невероятной. Уже одно это соображение показывает крайнюю сомнительность схемы расположения резонансных уровней в модели авто-ров [1].

Учет существенного влияния ян-теллеровской перестройки решетки вокруг вакансионных дефектов в РbТе на энергетическое положение Те-вакансионных уровней, отмеченного авторами [2] в [1], казалось бы, может «спасти» модель [1]. В самом деле, при достаточной величине ян-теллеровского энергетического выигрыша два наинизших уровня модели [1] могут оказаться в запрещенной зоне и характер резонансного с состояниями s -

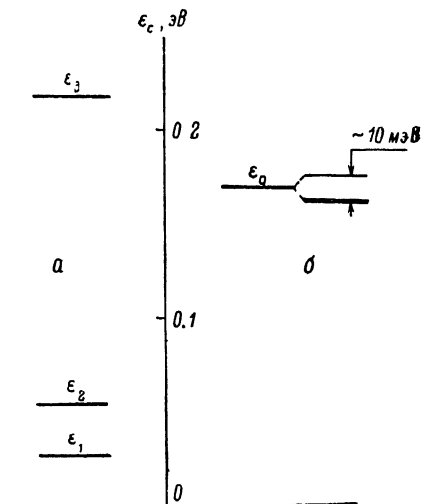


Рис. 3. Схема расположения Те-вакансионных резонансных уровней по данным расчетов [1] (а) и [2] (б).

$\epsilon_F \approx 100$, $\epsilon_1 = 27$, $\epsilon_2 = 55$, $\epsilon_3 = 218$ мэВ.

зоны сохранит лишь уровень с максимальной энергией. Однако реальность подобной физической ситуации опровергается рядом экспериментальных фактов, например: 1) отсутствием эффекта вымораживания электронов в обогащенных свинцом окколостехиометрических составах РbТе; 2) при наличии лишь одного резонансного уровня на вакансию теллура величина $N_{V(Te)}$, оцененная выше из данных рис. 1, увеличивается втрое и ее трудно согласовать с данными о предельной растворимости Рb в РbТе.

Подобные сложности не свойственны модели авторов [2] ни в ее «затравочном» виде, ни в случае реальных масштабов ее ян-теллеровской трансформации. Из данных рис. 1 и 3, по-видимому, следует, что как величина спин-орбитального расщепления трех Те-вакансионных уровней (на дублет и синглет), так и вероятное расщепление дублета по своей величине существенно меньше нестационарного уширения этих уровней, в результате чего свойственная им тонкая структура «смазывается» и все они воспринимаются как один размытый уровень (узкая полоса резонансных состояний).

13. В случае, если особенности оптического поглощения в ионно-имплантированном n -РbТе, описанные в [12] и предположительно интерпретированные как проявление Те-вакансионных уровней со структурой модели [2], действительно являются таковыми, то близость оптических и изложенных выше данных в отношении $E_{V(Te)}^i(0)$ может служить независимым свидетельством верности определения этого параметра.

14. В заключение отметим, что очевидное подобие свойств n -Рb $_{1-y}$ ·Те $_{1-x}$ И $_x$ и p -РbТе<Тl> (p -Рb $_{1-x-y}$ Тl $_x$ Na $_y$ Те) позволяет ожидать от первого способности к резонансной дефектной сверхпроводимости. Это явление (новый тип сверхпроводников) было обнаружено сравнительно недавно [5, 13] и состоит в возможности приносить в исходно несверхпроводящие материалы (в частности, полупроводниковые) способность к об-

разованию сверхпроводящего состояния путем введения в них соответствующих дефектов, образующих резонансные состояния, подобные по свойствам резонансным уровням таллия в PbTe и оптимального легирования, обеспечивающего совмещение ϵ_F с областью пика резонансных состояний.

Судя по результатам некоторых исследований, связанных с высокотемпературной сверхпроводимостью Беднорца, Мюллера, можно, по-видимому, полагать, что принципиальное устройство энергетического спектра носителей заряда в оксидных керамиках с высокими T_c и характерная резонансность в поведении T_c при изменении положения ϵ_F аналогичны ситуации, реализующейся в $p\text{-PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ [5].

Поиски сверхпроводимости $n\text{-PbTe}\langle\text{Pb, I}\rangle$, стимулированные указанными физическими аналогиями и проведенные до $T \simeq 0.5$ К, не дали пока положительных результатов.

Учитывая важный вывод [5] относительно существования критической для образования сверхпроводящего состояния концентрации резонансных центров и ориентируясь на порядок этой величины в случае $p\text{-PbTe}\langle\text{Tl, Na}\rangle$, успех дальнейших попыток обнаружения сверхпроводимости $n\text{-PbTe}\langle\text{Pb, I}\rangle$, по-видимому, будет зависеть от возможности значительного увеличения концентрации теллурических вакансий.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Parada N. J., Pratt G. W. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 5. P. 180—182.
- [2] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 1. С. 280—293.
- [3] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe , PbSe , PbS . М., 1968. 383 с.
- [4] Абрикосов Н. Х., Шелимова Л. Е. Полупроводниковые материалы на основе соединений A_2B_6 . М., 1975. 195 с.
- [5] Черник И. А., Лыков С. Н., Гречко Н. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 2931—2937.
- [6] Константинов П. П., Лыков С. Н., Равич Ю. И., Черник И. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 12. С. 3530—3534.
- [7] Черник И. А., Вышинский А. Г., Березин А. В., Лыков С. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. № 7. С. 1261—1266.
- [8] Bevolo A. J., Shanks H. R., Eckels D. E. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 3523—3533.
- [9] Житинская М. К., Кайданов В. И., Черник И. А. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 1. С. 295—297.
- [10] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 51—86.
- [11] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ДАН СССР. 1980. Т. 255. № 1. С. 93—97.
- [12] Беспалова Н. С., Вейс А. Н., Дашевский З. М. // ФТП. 1987. Т. 21. № 5. С. 946—948.
- [13] Черник И. А., Лыков С. Н. // Тез. докл. совещ. по физике узкозонных полупроводников. М., ФИАН СССР, 1985. С. 38.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина
Ленинград

Поступило в Редакцию
10 октября 1988 г.