

03.02.08

Андерсоновская локализация и псевдощель в энергетическом спектре дырок в $\text{PbTe}:\text{Tl}$ при наличии резонансного рассеяния

© С.А. Немов^{1,2}, Ю.И. Равич¹, Р.В. Парфеньев², Д.В. Шамшур²¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nemov_s@mail.ru

(Поступила в Редакцию 11 октября 2010 г.)

Подробно изучено влияние дополнительного легирования акцепторной примесью Na на низкотемпературное сопротивление образцов PbTe , легированных примесью Tl (2 at.%), создающей полосу резонансных состояний на фоне зонного спектра валентной зоны. С помощью дополнительного легирования натрием осуществлялось смещение уровня Ферми в пределах полосы резонансных состояний Tl в PbTe и изменялась степень заполнения дырками (k_h) примесных состояний таллия. Большая часть образцов $\text{PbTe}:(\text{Tl}, \text{Na})$ переходит в сверхпроводящее состояние с критической температурой $T_c = 0.4\text{--}2.3$ К. Полученная зависимость $T_c(k_h)$ свидетельствует о том, что в области резонансных состояний в $\text{PbTe}:\text{Tl}$ наблюдается андерсоновская локализация дырок и псевдощель в плотности делокализованных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01158а).

Как известно, в различных соединениях типа $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ примеси III группы создают квазилокальные (резонансные) состояния на фоне разрешенных энергетических зон [1,2]. При этом возникает возможность резонансного рассеяния носителей тока и связанной с ним сверхпроводимости. Наиболее ярко эти эффекты проявились при легировании теллурида свинца примесью таллия, создающего резонансные состояния внутри валентной зоны [1–5]. Как резонансное рассеяние, так и сверхпроводимость относительно велики, когда химический потенциал μ расположен вблизи пика полосы резонансных состояний ε_i . Перемещение химического потенциала экспериментально осуществляется изменением содержания дополнительной электроактивной примеси, например натрия, которая не создает примесных уровней, но существенно влияет на степень их заполнения дырками k_h .

При расчете величины k_h следует учесть концентрации атомов Tl и Na (N_{Tl} и N_{Na}), а также свободных дырок p . Как показали многочисленные исследования [1,2], каждый атом Tl создает два примесных состояния, внося в валентную зону одну дырку. Это означает, что при $p = 0$ и $N_{\text{Na}} = 0$ уровень Ферми находится в центре примесной полосы $\mu = \varepsilon_i$, причем примесная полоса заполнена носителями наполовину ($k_h = 0.5$). При учете величин p и N_{Na} формула для k_h имеет вид

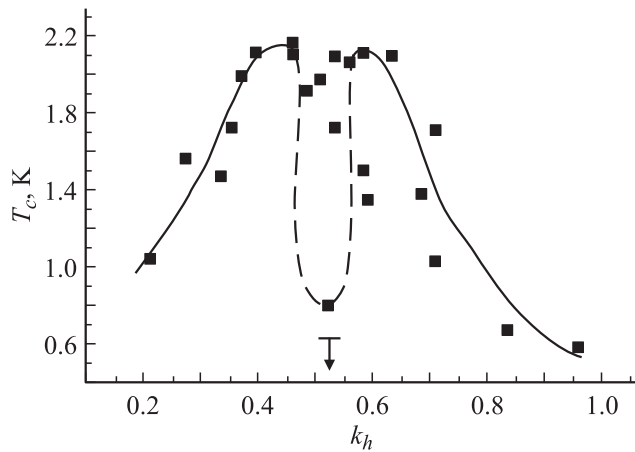
$$k_h = \frac{1}{2} + \frac{N_{\text{Na}} - p}{2n_{\text{Tl}}}.$$

Концентрация дырок p может быть рассчитана из эффекта Холла. Мы получили концентрацию дырок p из значения коэффициента Холла R_H при температуре 77 К. Наличие легких и тяжелых дырок не мешает

определению полной концентрации дырок, так как в условиях сильного резонансного рассеяния отношение подвижностей дырок b близко к единице [6]. При этом необходимо иметь в виду, что фактор Холла A_R в случае резонансного рассеяния может значительно, до двух раз, превосходить свое обычное значение, близкое к единице [7,8]. Однако в настоящей работе ограничимся образцами с относительно большим (2 at.%) содержанием Tl. Как показали наши расчеты, в этих образцах вследствие относительно большой ширины примесной полосы фактор Холла близок к единице, и поправок к p можно не вводить.

При исследовании свойств $\text{PbTe}:(\text{Tl}, \text{Na})$ неоднократно измерялась совокупность величин, существенно зависящих от k_h : удельное сопротивление ρ , критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c , критическое магнитное поле H_{c2} , плотность спаривающихся электронов $N(E_F)$, низкотемпературная теплоемкость [1–4]. При этом ожидалось, что все эти величины максимальны при приближении химического потенциала к центру примесной полосы, и кривые должны иметь колоколообразную форму. Однако при совпадении в основных чертах формы кривых с ожидаемыми имеются сильные искажения колоколообразной формы зависимостей от k_h , асимметрия кривых и резко выпадающие точки в области $k_h > 0.5$.

Если форма кривой для плотности состояний $g(k_h)$, полученной из измерений низкотемпературной теплоемкости, почти не искажена и кривая имеет один максимум вблизи $k_h = 0.5$ [9], то кривые для T_c , $N(E_F)$ и H_{c2} имеют по два максимума: один при $k_h \approx 0.5$ и второй при $k_h > 0.5$. Провал между пиками часто довольно глубокий, что указывает на возможное существование



Зависимость критической температуры T_c от степени заполнения примесных состояний таллия дырками k_h в серии образцов $\text{PbTe}:(\text{Tl}, \text{Na})$ с $N_{\text{Tl}} = 2 \text{ at.}\%$. Дополнительные примеси: избыток свинца — донор, натрий — акцептор в PbTe . Стрелкой отмечен образец, не перешедший в сверхпроводящее состояние вплоть до температуры 0.4 К.

псевдощели в энергетическом спектре дырок. Иногда наблюдались отдельные выпадающие точки [1,4]. Пока исследовались общие закономерности сверхпроводимости и резонансного рассеяния, выпадающие точки детально не обсуждались и часто не приводились на рисунках из-за сомнений, не обусловлены ли эти аномалии, обычно наблюдаемые одновременно с высоким удельным сопротивлением, дефектами, образующимися в неудачно приготовленных образцах, тем более что аномалии возникали не всегда и были плохо воспроизводимы.

Тем не менее постоянство появления аномалий приблизительно в одной и той же области изменения k_h побуждает обратить на них внимание и попытаться объяснить их. Наиболее удивительным кажется то, что аномалии постоянно проявлялись на кривых, изображающих сверхпроводимость, и никогда — на зависимостях низкотемпературной теплоемкости в нормальном состоянии, хотя все эти кривые должны отражать зависимость плотности состояний дырок от положения химического потенциала.

Для того чтобы сделать еще более надежным отмеченный экспериментальный факт, была изготовлена серия образцов, приготовленных одним и тем же методом. Измерения критической температуры T_c в этих образцах дали результаты, показанные на рисунке. Полученная кривая $T_c(k_h)$ характеризуется резким провалом, а два образца с $k_h \approx 0.5$ имеют концентрации дырок $p \approx (1-3) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и не переходят в сверхпроводящее состояние при температурах $T \geq 0.4 \text{ K}$, так что существование псевдощели в энергетическом спектре дырок $\text{PbTe}:\text{Tl}$ можно считать надежно установленным фактом. В то же время кривая, изображающая зависимость низкотемпературной теплоемкости от степени заполнения валентной зоны и резонансной полосы внутри нее, как указано выше, имеет плавный вид [9].

Приблизиться к пониманию этой закономерности позволяют оценки длины свободного пробега дырок l в области максимального резонансного рассеяния. Такие оценки производились при анализе электропроводности в $\text{PbTe}:(\text{Tl}, \text{Na})$ [6].

Согласно утверждению, высказанному Регелем и Иоффе [10], при достаточно сильном рассеянии носителей тока, когда $kl < 1$ (где k — величина волнового вектора), не имеет смысла описывать носители в разрешенной зоне блоховскими волнами, так как рассеяние происходит на расстоянии, значительно меньшем длины волны $\lambda = 2\pi/k$. При $kl < 1$ происходит качественное изменение вида волновых функций носителей тока; в частности, волновые функции становятся локализованными (т.е. происходит переход Андерсона). Оказалось, что в PbTe (с содержанием до 2 at.% Tl) минимальные значения критерия Регеля—Иоффе [10] kl меньше единицы (например, $kl \sim 0.6$ при содержании Tl 2 at.%), и андерсоновская локализация имеет место, когда химический потенциал расположен внутри полосы резонансных состояний таллия.

Описанные аномалии наблюдаются в основном не при $k_h = 0.5$ ($\mu = \varepsilon_i$), а смещены в сторону более высоких значений химического потенциала дырок. Возможно, с ростом k_h выше 0.5 уровень Ферми углубляется во вторую валентную зону с более высокой плотностью состояний, что смещает условие минимума длины l в сторону больших значений коэффициента заполнения.

Плохая воспроизводимость результатов при $k_h > 0.5$ наводит на мысль, что обсуждаемые эффекты наблюдались при значительных неоднородностях параметров полупроводника. Стабилизация химического потенциала резонансными состояниями существенно уменьшает обычные для полупроводников неоднородности концентрации свободных носителей тока в разрешенной зоне, причем это уменьшение происходит за счет появления случайных неоднородностей другой величины — коэффициента заполнения примесной полосы k_h . Если мы находимся в области значений k_h , где параметры сверхпроводимости, включая T_c , сильно зависят от k_h , зависимость локальных значений T_c от координат в образце представляет собой случайную функцию, причем возможен случай, когда в некоторых точках образца сверхпроводимость отсутствует.

При случайном распределении в пространстве нормальных и сверхпроводящих частей мы имеем неупорядоченную смесь сверхпроводящих областей и практически непроводящего по сравнению со сверхпроводником компонента. Эффективная проводимость такой смеси вычисляется методами теории протекания. Расчет приводит к выводу, что существует минимальная объемная доля сверхпроводящей фазы x_c , называемая порогом протекания, при которой сверхпроводящая фаза образует бесконечный кластер, и ток течет практически по сверхпроводящей фазе, т.е. эффективное сопротивление образца равно нулю.

Порог протекания для случайной смеси проводящих и непроводящих областей равен $x_c = 0.16$, т. е. достаточно всего 16% объема образца в сверхпроводящем состоянии, чтобы образец в целом был сверхпроводником. Экспериментальная эффективная величина $T_c^{(ef)}$ больше, чем локальная величина T_c при среднем значении коэффициента заполнения $\langle k_h \rangle$. Существенная зависимость критической температуры от степени неоднородности может объяснить плохую восприимчивость полученных результатов при химическом потенциале, близком к пику полной плотности состояний (и в то же время к псевдощели в плотности делокализованных состояний).

Таким образом, выполненные нами исследования в совокупности с ранее полученными результатами позволяют утверждать, что в области резонансных состояний в $RbTe:Ti$ наблюдается андерсоновская локализация дырок и псевдощель в плотности делокализованных состояний. Учет структуры полосы резонансных состояний и флуктуаций степени ее заполнения позволяют объяснить имеющуюся (на первый взгляд противоречивую) совокупность экспериментальных данных как по проводимости (в нормальном и сверхпроводящем состояниях), так и по низкотемпературной электронной теплоемкости.

Список литературы

- [1] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 51 (1985).
- [2] С.А. Немов, Ю.И. Равич. УФН **168**, 817 (1998).
- [3] И.А. Черник, С.Н. Лыков. ФТТ **23**, 2956 (1981).
- [4] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур. Письма в ЖЭТФ **35**, 517 (1982).
- [5] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП **26**, 201 (1992).
- [6] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич, А.М. Зайцев. ФТП **17**, 1613 (1983).
- [7] Л.В. Прокофьева, А.А. Шабалдин, В.А. Корчагин, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП **42**, 1180 (2008).
- [8] С.А. Немов, Ю.И. Равич, В.А. Корчагин. ФТП, в печати.
- [9] И.А. Черник, С.Н. Лыков, Н.И. Гречко. ФТТ **24**, 2931 (1982).
- [10] А.Ф. Иоффе, А.Р. Регель. Prog. Semicond. **4**, 237 (1960).