

ПРОВОДИМОСТЬ СПЛАВОВ $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ

Акимов Б. А., Никорич А. В., Хохлов Д. Р., Чесноков С. Н.

Исследованы особенности вольтамперных характеристик в магнитном поле у сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, находящихся в диэлектрическом состоянии. Обнаружен эффект гигантской стимуляции проводимости магнитным полем $H \leq 10$ кЭ. Полученные результаты интерпретируются в рамках модели, учитывающей существование одноэлектронных метастабильных примесных состояний в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$.

Возможность генерации долгоживущих неравновесных состояний электронной системы является одной из важных особенностей сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Известно несколько способов возбуждения таких состояний: внешняя ИК подсветка [1], подача импульсов сильного электрического поля [2], введение квантующего магнитного поля [3]. Однако если первый из перечисленных способов универсален, то в последнем случае генерация неравновесных свободных носителей заряда возможна лишь в случае, если уровень Ферми стабилизирован в разрешенной зоне, т. е. для сплавов, находящихся в металлическом состоянии $x < 0.22$, $x > 0.28$ [3]. Влияние магнитного поля на электронную систему сплавов—«диэлектриков» ($0.22 \leq x \leq 0.28$) [4], насколько нам известно, ранее не рассматривалось.

В настоящей работе проведены исследования электрофизических свойств сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, находящихся в диэлектрическом состоянии, при комбинированном воздействии электрического и магнитного полей.

В качестве объектов исследования использовались монокристаллы $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$. Выбор состава $x=0.25$ обусловлен тем, что в этом случае сплавы обладают высоким темновым сопротивлением с энергией активации проводимости $\epsilon_n = 25$ мэВ [4] в области гелиевых температур. Кроме того, уровень Ферми стабилизируется в верхней половине запрещенной зоны, и для интерпретации экспериментов можно принимать во внимание лишь электронную проводимость.

В работе использовались образцы, выращенные из раствора-расплава, методом пар—кристалл, методом Чохральского. Примесь вводилась в жидкую зону, в ростовую шихту и с помощью отжига в парах $InTe$ соответственно. Количество индия в полученных монокристаллах составляло ~ 0.5 ат%.

Методика приготовления и монтажа образцов описана в работе [5]. Измерения проводились в охлаждаемой жидким гелием вакуумируемой металлической камере, полностью экранирующей образец от фонового излучения [6].

Одна из особенностей исследуемых материалов состоит в том, что при температуре 4.2 К на вольтамперных характеристиках (ВАХ) отсутствует омический участок (рис. 1). В диапазоне токов I , меньших некоторого критического значения I_k , ВАХ является суперлинейной. При $I < I_k$ и фиксированном значении напряжения $U = \text{const}$ ток через образец медленно уменьшается во времени, в связи с чем при используемой скорости ввода и вывода напряжения $\partial U / \partial t \sim 1$ В/с на ВАХ наблюдается гистерезис (рис. 1). Поэтому точно определить функциональный вид ВАХ при $I < I_k$ не представляется возмож-

ным. Установлено, однако, что измеренные зависимости $I(U)$ близки к $I \sim U^p$, где $p > 2$. Вид ВАХ, определенных 2- и 4-зондовым методами, аналогичен.

Увеличение температуры приводит к возрастанию величины тока для каждого $U = \text{const}$ (рис. 1). При $T > 8$ К на зависимости $I(U)$ появляется омический участок.

При введении магнитного поля $H \perp I$ ВАХ сплава заметно изменяется. На рис. 2 показан вид зависимостей $I(U)$ при различных значениях H , $T = 4.2$ К. Видно, что для каждого фиксированного значения напряжения величина тока через образец резко возрастает в магнитном поле $H < 10$ кЭ, а затем постепенно уменьшается. Если проводить аналогию с ВАХ, отвечающими закону Ома, то при $H < 10$ кЭ налицо эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Кроме того, при введении магнитного поля на восходящей ветви ВАХ появляется ряд особенностей, которые с увеличением H

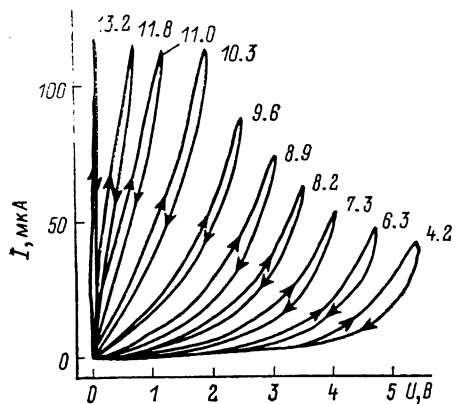


Рис. 1. Вид ВАХ образца размером $0.2 \times 0.6 \times 1.6$ мм, измеренных 2-зондовым методом при различных температурах T . Цифры у кривых — T , К; стрелки обозначают ввод и вывод напряжения.

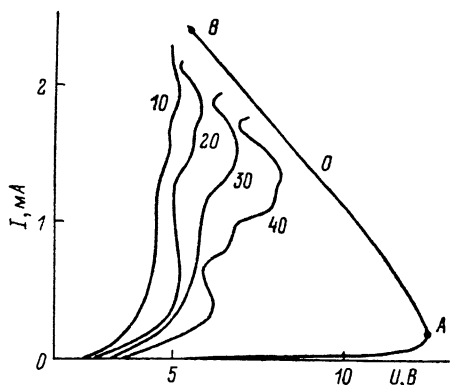


Рис. 2. Вид ВАХ образца размером $0.1 \times 0.5 \times 5$ мм, измеренных 4-зондовым методом в различных магнитных полях H .

Расстояние между потенциальными контактами 1 мм. Цифры у кривых — H , кЭ; $T = 4.2$ К.

становятся более выраженными и сдвигаются в область меньших значений I и больших U . Отметим, что кривые, изображенные на рис. 2, получены при измерениях 4-зондовым методом.

Для того чтобы более подробно описать характер изменения ВАХ в магнитном поле, были проведены измерения зависимости $I(H)$ при фиксированных значениях напряжения U на всем образце. На рис. 3 приведен вид кривых $I(H)$, записанных при скорости ввода магнитного поля $\partial H / \partial t = 1$ кЭ/с при различных значениях U . Видно, что зависимость $I(H)$ имеет максимум в поле $H_m \sim (5-10)$ кЭ, причем значение $I(H_m)$ резко и нелинейно возрастает по мере увеличения U . Интересно, что при $U = 1.4$ В $I(H=0) < 10^{-10}$ А, а в точке $H = H_m$ $I \sim 10^{-4}$ А, т. е. амплитуда эффекта ОМС $I(H_m) / I(H=0) > 10^6$.

При напряжении на образце $U > 2$ В на кривой $I(H)$ вблизи $H = H_m$ появляются неустойчивости и «срывы» тока. При $H = 0$ такого рода эффекты отсутствуют.

При выводе магнитного поля с той же скоростью на кривой $I(H)$ наблюдается значительный гистерезис. Это означает, что релаксационные процессы в магнитном поле играют существенную роль при формировании ВАХ. Для того чтобы определить характер этих процессов, был проведен следующий эксперимент. При фиксированном напряжении на образце быстро вводилось магнитное поле $H = H_m$ и регистрировалось изменение тока через образец во времени.

Оказалось, что, как правило, величина I медленно возрастает, достигая некоторого насыщения через ~ 10 мин. В одном из образцов, однако, через $\sim (1-2)$ мин после начала релаксационного процесса начинали генерироваться медленные автоколебания тока, вид которых существенно зависел от величины

магнитного поля (рис. 4). В образце иной геометрии, вырезанном из той же шайбы, эффект не наблюдался.

При отклонении магнитного поля от направления $H \perp I$ амплитуда ОМС сильно изменяется. Направление H , при котором величина эффекта максимальна, не совпадает ни с $H \parallel I$, ни с $H \perp I$. Кроме того, эффект несимметричен относительно инверсии тока и магнитного поля.

Описанные явления зарегистрированы во всех исследованных образцах, однако наиболее ярко они выражены в монокристаллах, выращенных из раствора-расплава. Характерной особенностью последних является то, что при прочих равных условиях величина фототоклика у них максимальна.

Существуют различные точки зрения о природе механизмов, обуславливающих формирование восходящей ветви ВАХ сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [2, 7].

По нашему мнению, вид этой ветви ВАХ определяется в основном явлением монополярной инжекции с учетом захвата на ловушки.

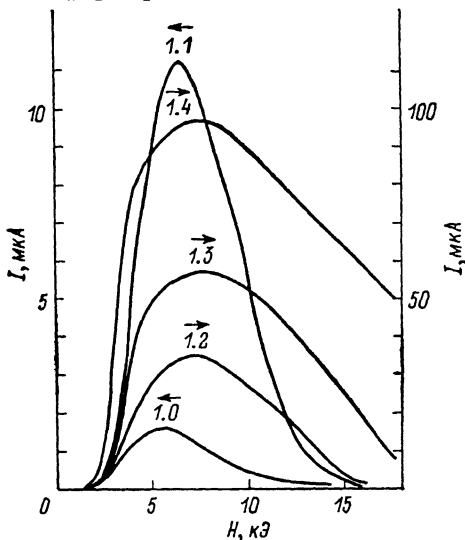


Рис. 3. Зависимости тока через образец I от магнитного поля H для образца размером $0.2 \times 0.6 \times 1.6$ мм при различных значениях напряжения U на образце.

Цифры у кривых — U , В; стрелки у цифр указывают на шкалу тока для соответствующей кривой; $T=4.2$ К.

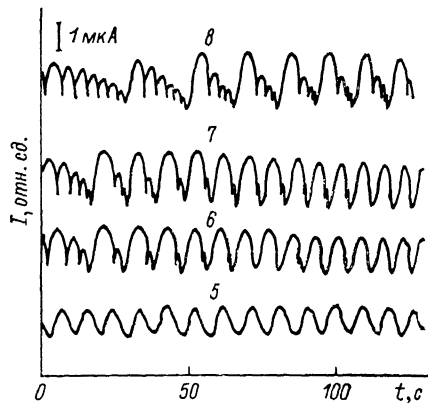


Рис. 4. Вид колебаний тока через образец во времени для образца размером $0.15 \times 0.8 \times 1.5$ мм в различных магнитных полях H .

Цифры у кривых — H , кГ; $T=4.2$ К; $U=1.4$ В.

Действительно, прежде всего неомичность ВАХ не связана с контактными явлениями, поскольку вид характеристик, снятых 2- и 4-зондовыми методами, аналогичен. Кроме того, близость измеренных ВАХ к виду $I \sim U^2$, характерному для монополярной инжекции [8], также свидетельствует в пользу высказанного предположения.

Экспериментально наблюдаемые величины тока I через образец, однако, существенно ниже теоретического значения, получаемого из вида «безловушечной» ВАХ для идеального изолятора [8]:

$$j = \chi \mu U^2 / L^3, \quad (1)$$

где j — плотность тока, χ — статическая диэлектрическая проницаемость, μ — подвижность носителей заряда, L — длина образца. Так, формула (1) дает величину тока I при $U=5$ В для образца, ВАХ которого изображена на рис. 1 (кривая, соответствующая $T=4.2$ К), $I \sim 10$ мА. Это означает, что если предположение о механизме формирования восходящей ветви ВАХ верно, то на значение тока через образец существенное влияние оказывает захват инжектированных носителей заряда на ловушки.

Спектр характерных времен захвата очень широк. «Быстрые» ловушки обеспечивают описанное выше снижение величины тока в измеренных ВАХ относительно «безловушечного» значения. Захват инжектированных носителей заряда на «медленные» ловушки приводит к медленному падению тока через

образец при фиксированном напряжении и к появлению гистерезиса на ВАХ при вводе—выводе электрического поля.

Повышение температуры ведет к появлению в разрешенной зоне значительного количества равновесных носителей заряда. Проводимость, обеспечиваемая последними, подчиняется закону Ома, поэтому при малых U на ВАХ появляется омический участок.

В магнитном поле происходит изменение восходящей ветви ВАХ. Поскольку вид последней в отсутствие магнитного поля определяется, по всей видимости, инжекцией носителей заряда, то есть основания предполагать, что особенности ВАХ в магнитном поле также связаны с этим явлением. Возрастание тока через образец при $H < H_m$, $U = \text{const}$ связано, вероятно, с освобождением носителей заряда с ловушек, причем объемный заряд в образце при этом не изменяется, а величина I приближается к своему «безловушечному» значению. Возникает вопрос, почему увеличение магнитного поля приводит к переходу инжектированных электронов с ловушек в разрешенную зону.

В работах [9, 10] было показано, что в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ в результате ян-теллеровской неустойчивости могут возникать локальные двухэлектронные состояния ε_2 , отделенные барьером W_{20} от зонных. Эти локальные состояния обеспечивают стабилиза-

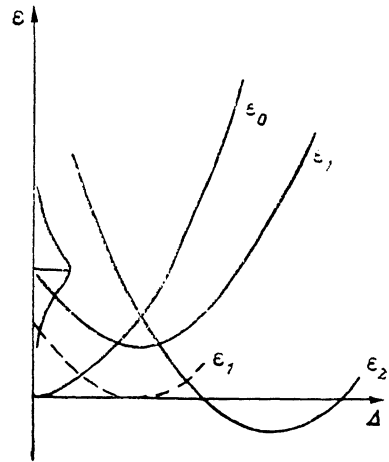


Рис. 5. Конфигурационная диаграмма ян-теллеровского центра [11].

ε_0 — состояние без электрона на центре (дно зоны проводимости); ε_1 — одноэлектронное, ε_2 — двухэлектронное состояния; Δ — конфигурационная координата. Показано уширение уровня ε_1 . Штрихами обозначена конфигурационная диаграмма для «ловушечного» центра в хвосте плотности состояний.

цию уровня Ферми в сплавах. В то же время должны существовать и метастабильные одноэлектронные состояния ε_1 , отделенные от зонных и двухэлектронных барьерами W_{10} и W_{12} соответственно (рис. 5) [11]. Положение уровней ε_1 , ε_2 и величины барьеров W_{10} и W_{12} рассчитывали, исходя из одноэлектронного приближения [11].

Следует, однако, учесть следующие соображения. Известно, что двухэлектронные состояния ε_2 являются сильно локализованными, их волновые функции практически не перекрываются [12]. Состояния ε_1 парамагнитные, поэтому взаимодействие магнитных моментов должно приводить к уширению соответствующей примесной полосы. Необходимо также принять во внимание то, что расчет энергии центра типа ε_2 в двухэлектронном приближении может дать существенно иной результат, чем в одноэлектронном. Это означает, что расположение энергетических уровней некоторых из центров типа ε_1 может существенно отличаться от вычисленного в одноэлектронном приближении: в частности, может реализоваться ситуация, изображенная штрихами на рис. 5.

Поскольку состояние ε_1 является парамагнитным, то есть основания считать, что положение одноэлектронного уровня и соответственно W_{10} и W_{12} могут сильно зависеть от H . По-видимому, ловушками, обеспечивающими захват инжектированных носителей заряда в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, являются в основном одноэлектронные метастабильные состояния. Тогда в магнитном поле $H < H_m$ эти ловушки освобождаются, что обеспечивает рост тока и эффект ОМС. По мере дальнейшего повышения H величина тока через образец спадает в связи с уменьшением подвижности свободных носителей заряда в магнитном поле.

Если предложенная схема верна, то на амплитуду эффекта ОМС заметное влияние должно оказывать рассеяние носителей заряда. Последнее, в свою очередь, зависит от взаимной ориентации тока через образец и магнитного поля, обуславливая анизотропию ОМС. По всей видимости, при имеющейся малой концентрации инжектированных носителей заряда каналы протекания тока

сильно искривлены, поэтому направление магнитного поля, соответствующее максимуму амплитуды ОМС, не совпадает с $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$.

Величина связанного на ловушках объемного заряда при $H=0$ растет пропорционально квадрату приложенного к образцу напряжения [8]. Это означает, что и количество носителей заряда, освобождающихся с ловушек в магнитном поле, должно резко и нелинейно увеличиваться с ростом U , что и наблюдается в эксперименте.

Дисперсия параметров одноэлектронных центров обеспечивает достаточно широкий спектр времен захвата, что проявляется, в частности, в медленном росте тока через образец при фиксированных U и H , наблюдаемом в большинстве случаев.

Таким образом, проведенные исследования являются косвенным экспериментальным подтверждением существования одноэлектронных парамагнитных примесных состояний в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$.

Существует, однако, ряд эффектов, причины появления которых неясны. К ним относятся явление магнитоэлектрической неустойчивости (рис. 4), появление «срывов» тока и особенностей на ВАХ в магнитном поле (рис. 2), наличие корреляции величин амплитуды ОМС и фототоклика.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вул Б. М., Воронова И. Д., Калужная Г. А., Мамедов Т. С., Рагимова Т. Ш. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 21—25.
- [2] Akimov V. A., Brandt N. B., Kerner B. S., Nikiforov V. N., Chudinov S. M. // Sol. St. Commun. 1982. V. 43. N 1. P. 31—33.
- [3] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Богословский С. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 11—14.
- [4] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М., Яценко О. Б. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 752—759.
- [5] Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1178—1183.
- [6] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 6. В. 20. С. 1269—1273.
- [7] Hurr M., Mollmann K.-P. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 91. P. K159—K164.
- [8] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [9] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 1. С. 280—293.
- [10] Засавицкий И. И., Матвеевко А. В., Мацонашвили Б. Н., Трофимов В. Т. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 214—220.
- [11] Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Панкратов О. А., Трофимов В. Т. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 1. С. 3—6.
- [12] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Получена 6.10.1988
Принята к печати 20.12.1988