

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СПЛАВОВ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ И $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$ В СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© А. де Виссер\*, И.И.Иванчик, Д.Р.Хохлов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\*Физический факультет, университет Амстердама, Нидерланды  
(Получена 31 мая 1995 г Принята к печати 17 июля 1995 г.)

Проведены исследования магнитосопротивления сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  различного состава с  $n$ - и  $p$ -типом проводимости и  $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$  в импульсных магнитных полях до 40 Тл. В  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$   $n$ - и  $p$ -типа обнаружен эффект локализации неравновесных носителей заряда в магнитном поле. Проведены оценки амплитуды крупномасштабного потенциального рельефа в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ . Предложена модель, связывающая механизм локализации с туннелированием носителей заряда, из разрешенной зоны на одноэлектронное метастабильное примесное состояние. В  $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$  эффект локализации не обнаружен.

### Введение

Сплавы на основе теллурида свинца, легированные элементами III группы, являются в последнее время предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1]). К числу основных эффектов, определяющих физические свойства рассматриваемых полупроводниковых материалов, относятся стабилизация уровня Ферми при введении ряда примесей III группы и долговременные процессы релаксации электронных распределений, возникающие при выведении системы из состояния равновесия тем или иным внешним воздействием. В последнее время было установлено, что возникновение целого ряда необычных неравновесных эффектов в сплавах на основе теллурида свинца, легированных индием или галлием, определяется существованием в спектре сплавов локальных метастабильных примесных состояний, отделенных барьером в конфигурационном пространстве как от основных примесных состояний, так и от состояний системы с делокализованными электронами. Одним из таких эффектов является обнаруженное в работах [2-4] явление локализации свободных неравновесных долгоживущих электронов в сверхсильном магнитном поле в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ . Суть эффекта заключается

в том, что при приложении к образцу импульса сильного магнитного поля с плоской вершиной магнитосопротивление сплава экспоненциально растет во времени, хотя величина магнитного поля не изменяется. Дальнейшие исследования показали, что характерное время роста магнитосопротивления линейно зависит от температуры, но экспоненциально — от магнитного поля, причем показатель экспоненты не зависит ни от температуры, ни от приложенного магнитного поля, ни даже от количества введенного в сплав индия. Данный эффект связывался в [3,4] с локализацией свободных долгоживущих неравновесных электронов на метастабильные примесные состояния в магнитном поле.

В работах [2-4] исследования были проведены только для сплава одного состава  $x = 0.25$ , для которого уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости. Поэтому оставалось неясным, каким образом характерные параметры эффекта локализации зависят от состава сплава. Кроме того, расположение примесного метастабильного состояния по шкале энергий в сплавах различного состава было также не определено.

В настоящей работе проведены исследования магнитосопротивления в сверхсильном магнитном поле в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  составов  $x = 0.22$  и  $0.28$ , а также в сплавах  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$ .

### Исследованные образцы. Методика эксперимента

Все исследованные образцы были монокристаллами, у которых уровень Ферми стабилизирован в запрещенной зоне в непосредственной близости от края одной из разрешенных зон: на 3 мэВ ниже дна зоны проводимости в  $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$ ; на 5 мэВ выше потолка валентной зоны в  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}Te(In)$  и на 12 мэВ ниже дна зоны проводимости в  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$ . Таким образом, во всех случаях реализовывалось диэлектрическое состояние сплавов, т.е. в отсутствие внешней ИК подсветки концентрация свободных носителей заряда при низких температурах была минимальна  $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В то же время в сплавах  $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$  и  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$  фотовозбуждение приводило к генерации неравновесных электронов, а в  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}Te(In)$  при подсветке возбуждались неравновесные дырки. Если характерное время жизни фотовозбужденных электронов в  $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$  и  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$  при температурах вблизи гелиевой относительно велико  $\sim 10^3 \text{ с}$ , что позволяло проводить измерения магнитосопротивления при отключенной внешней ИК подсветке, т.е. в режиме фотопам'яти, то для  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}Te(In)$  соответствующая величина значительно меньше, и, как правило, после выключения ИК подсветки проводимость сплава релаксирует к своему темновому значению за время порядка нескольких секунд. Поэтому для данного сплава измерения проводились при включенной ИК подсветке в условиях динамического равновесия фотогенерации и рекомбинации неравновесных дырок, а степень фотовозбуждения варьировалась путем изменения интенсивности подсветки.

Образцы монтировались в камеру, охлаждаемую жидким гелием и полностью экранирующую фоновое излучение. Тепловой источник ИК подсветки, помещаемый внутри камеры, обеспечивал контролируемое изменение концентрации свободных неравновесных носителей заряда.

Установка по созданию импульсных магнитных полей, созданная в университете Амстердама, позволяет подавать импульсы поля до 40 Тл длительностью до 33 мс при  $H = 40$  Тл с общей продолжительностью до 1 с. Имеется возможность генерировать импульсы поля различной наперед заданной формы. Как правило, в работе использовались импульсы с плоской вершиной длительностью (50–300) мс и регистрировалось магнитосопротивление образцов в течение импульса поля.

### Результаты эксперимента

Проведенные исследования показали, что для сплавов  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$  отсутствует сколько-нибудь заметный эффект изменения сопротивления образца во времени на плоской вершине импульса магнитного поля, т. е. локализация неравновесных электронов, аналогичная наблюдавшейся в работах [2–4] в сплавах  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ , не обнаружена. В экспериментах удельное сопротивление в нулевом поле при  $T = 4.2$  К варьировалось с помощью ИК подсветки от  $1.7 \cdot 10^{-3}$  до  $5.1 \cdot 10^{-1}$  Ом · см. Исходя из величины подвижности при гелиевой температуре в  $Pb_{0.94}Mn_{0.06}Te(In)$   $\mu \sim 10^4$  см<sup>2</sup>/В · с, определенной в работе [5], концентрация неравновесных электронов составляла приблизительно от  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> до  $4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Напротив, в сплавах  $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$  эффект увеличения сопротивления во времени в течение импульса магнитного поля регистрировался при изменении удельного сопротивления в нулевом поле в широких пределах от  $5 \cdot 10^{-4}$  Ом · см до 100 Ом · см. Относительная величина эффекта, т. е. изменение магнитосопротивления относительно его стационарной величины в данном магнитном поле, было максимально при малой концентрации неравновесных электронов, т. е. при  $\rho \sim (10–100)$  Ом · см. Удалось установить, что при этих условиях возрастание сопротивления во времени является экспоненциальным, как и для сплавов  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  [2–4], причем постоянная времени экс-

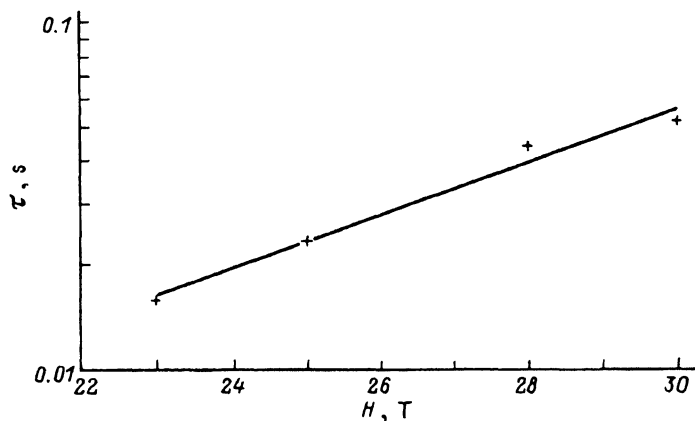


Рис. 1. Зависимость постоянной времени экспоненциального нарастания сопротивления  $\tau$  от приложенного магнитного поля  $H$  для сплава  $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$ . Температура образца 4.2 К, удельное сопротивление в нулевом поле  $\rho_0 = 55$  Ом · см. Линия проведена методом наименьших квадратов.

понациально зависит от приложенного магнитного поля:

$$\tau = \tau_0(T) \exp\left(\frac{H}{H_0}\right) \quad (1)$$

как и для  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  (рис. 1). Характерная величина  $H_0$  составляет 5.5 Тл, что несколько выше опубликованного в [3,4] значения  $H_0 = 4.5$  Тл для  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ .

По мере возрастания концентрации свободных неравновесных электронов относительная величина эффекта сильно уменьшается, поэтому становится практически невозможным определить функциональный вид возрастания магнитосопротивления во времени. Удалось оценить лишь характер зависимости амплитуды эффекта от концентрации неравновесных электронов  $n$ , которая вычислялась в предположении, что величина  $n$  пропорциональна проводимости сплава в нулевом магнитном поле  $\sigma$ , а подвижность электронов составляет  $\sim 10^5$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$  [6]. Кроме того, при проведении оценки считалось, что изменение проводимости в фиксированном магнитном поле  $\Delta\sigma$  целиком обусловлено изменением концентрации свободных электронов  $\Delta n$ , т. е.  $\Delta n/n = \Delta\sigma/\sigma$ . Оказалось, что при фиксированной длине 100 мс плоской вершины импульса магнитного поля величиной  $H = 30$  Тл величина  $\Delta n$  с хорошей степенью точности пропорциональна концентрации свободных электронов в нулевом поле  $n$ , причем эта пропорциональность, сохраняется при изменении  $n$  на 5 порядков величины (рис. 2).

Получив этот результат, мы проанализировали аналогичным образом полученные ранее результаты для сплавов  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  с различным содержанием индия [3,4]. Было установлено, что и в этом случае концентрация локализующихся в магнитном поле электронов пропорциональна  $n$ , причем коэффициент пропорциональности не зависит от количества введенного в сплав  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  индия, но отличается от соответствующей величины для сплава с  $x = 0.22$  (рис. 3).

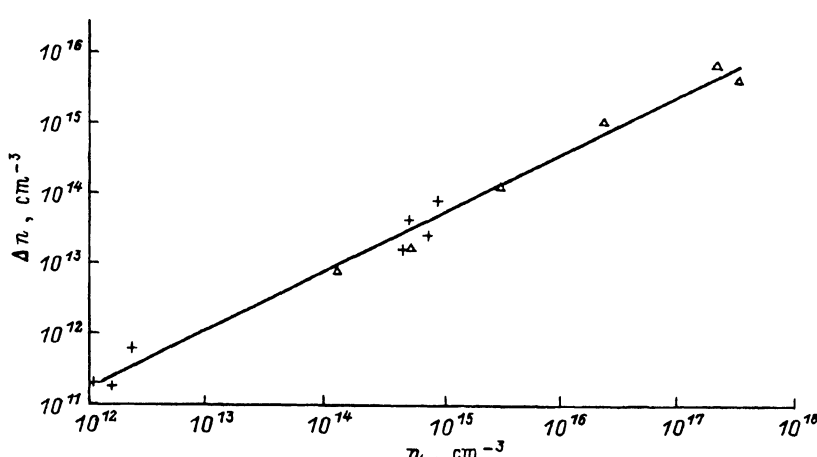


Рис. 2. Зависимость изменения концентрации свободных электронов при подаче импульса магнитного поля  $H = 30$  Тл длительностью 100 мс от концентрации свободных неравновесных электронов в сплавах  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}(\text{In})$ . Крестики и треугольники соответствуют различным образцам. Температура образцов 4.2 К. Линия проведена методом наименьших квадратов.

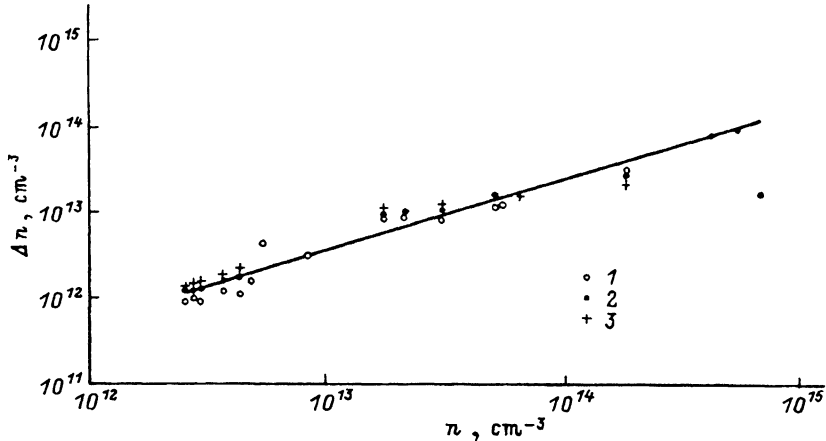


Рис. 3. Зависимость от концентрации свободных неравновесных электронов в сплавах  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  изменения концентрации свободных электронов при подаче импульса магнитного поля амплитудой, Тл: 1 — 14, 2 — 18, 3 — 22. Температура образцов варьируется от 1.5 до 4.2 К. Линия проведена методом наименьших квадратов.

Кроме того, при исследованиях сплава с  $x = 0.22$  было обнаружено, что если концентрация свободных неравновесных электронов в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  настолько мала, что удельное сопротивление в нулевом поле  $\rho_0 > 0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , то амплитуда магнитосопротивления сильно зависит от того, каким образом было достигнуто данное неравновесное состояние: какова была длительность и интенсивность ИК подсветки, насколько быстро было проведено начальное охлаждение образца, т. е. имеются ли «термозамороженные» свободные неравновесные электроны, и т. п. При равной величине удельного сопротивления в нулевом поле различие в амплитуде магнитосопротивления в поле 30 Тл может достигать порядка величины. Однако по мере возрастания концентрации свободных электронов, при  $\rho_0 < 0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , кривые магнитосопротивления совпадают вне зависимости от того, каким образом было получено данное неравновесное состояние.

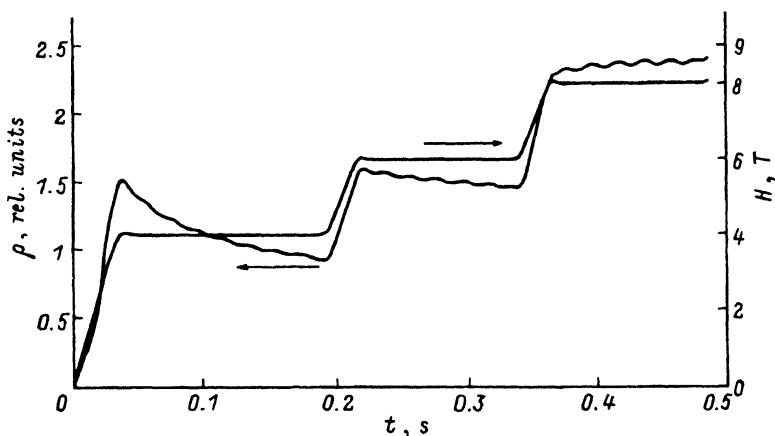


Рис. 4. Зависимость сопротивления и величины магнитного поля от времени для сплава  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}Te(In)$ . Температура образца 4.2 К.

Характер магнитного сопротивления в сплаве  $Pb_{0.72}Sn_{0.28}Te(In)$ , в котором ИК подсветка приводит к возбуждению свободных дырок, несколько отличается. Если магнитное поле не слишком велико  $H < 6$  Тл, то сопротивление сплава уменьшается во времени, а если  $H > 8$  Тл, то, напротив, регистрируется рост магнитосопротивления (рис. 4). Характер этого возрастания качественно аналогичен увеличению магнитосопротивления во времени в сплавах  $n$ -типа, однако провести количественные измерения не удалось из-за относительно большого уровня шумов, наблюдающегося при измерениях со включенной ИК подсветкой.

### Обсуждение результатов

В работах [3,4] был проведен развернутый анализ различных гипотез природы эффекта увеличения магнитосопротивления во времени в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ . Было показано, что наиболее вероятной причиной появления эффекта локализации свободных неравновесных электронов на одноэлектронное метастабильное примесное состояние в сильном магнитном поле.

Согласно теории [7,8], примесные центры в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  могут существовать в трех зарядовых состояниях с  $n = 0, 1, 2$  локализованными электронами. Электронное состояние с  $n = 2$  является основным, а с  $n = 1$  — возбужденным и метастабильным, поскольку все состояния с различными значениями  $n$  разделены между собой барьерами в конфигурационном пространстве (рис. 5). Одноэлектронное метастабильное примесное состояние располагается в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  вблизи дна зоны проводимости при  $x \sim (0.22-0.25)$  [1], поэтому естественно предположить, что эффект локализации в магнитном поле связан с туннелированием фотовозбужденных электронов из зоны проводимости именно на одноэлектронное примесное состояние.

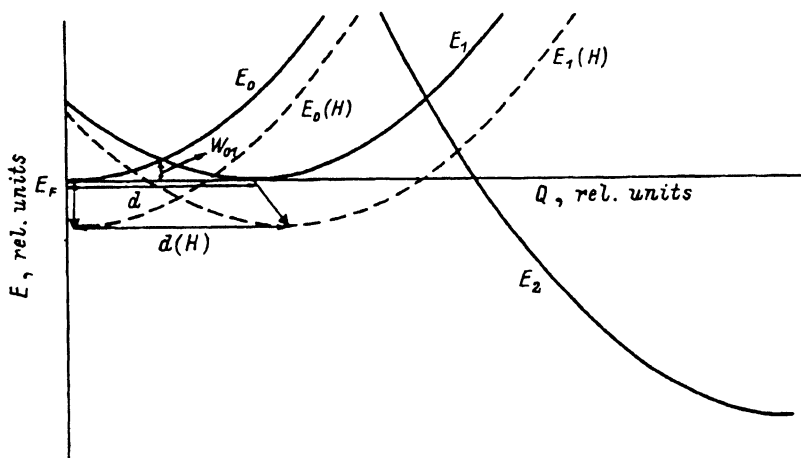


Рис. 5. Конфигурационная диаграмма сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  составов  $x \sim (0.22-0.25)$ . Кривые  $E_n$  ( $n = 0, 1, 2$ ) соответствуют состояниям системы с  $n$  локализованными электронами. Штриховые линии отражают изменение положения кривых  $E_0$ ,  $E_1$  в магнитном поле  $H$ .  $d$  и  $W_{01}$  — ширина и высота барьера, разделяющего состояния системы с  $n = 0$  и  $1$  локализованными электронами.

Действительно, как показано в работах [3,4], зависимость характерного времени локализации экспоненциально зависит от магнитного поля, но гораздо более слабо — линейно — от температуры.

$$\tau = \tau_0 \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) \exp\left(\frac{H}{H_0}\right). \quad (2)$$

Характерная температура  $T_0$  уменьшается при увеличении концентрации свободных неравновесных электронов. Кроме того, показатель экспоненты  $H_0$  является параметром, характерным для сплава данного состава и не зависит ни от температуры, ни от магнитного поля, ни от количества введенного индия.

Вероятность туннелирования и, соответственно, амплитуда эффекта определяются концентрацией неравновесных носителей заряда в зоне проводимости, концентрацией пустых примесных центров, на которые мог бы осуществиться переход, и матричным элементом перехода. Как видно из рис. 2,3, количество локализующихся электронов действительно пропорционально концентрации свободных электронов в зоне проводимости. Количество же незаполненных примесных центров сравнимо с общей концентрацией индия в материале  $\sim (10^{19} - 10^{20}) \text{ см}^{-3}$ , поскольку баланс между концентрациями пустых и двухэлектронных примесных состояний определяет эффект стабилизации уровня Ферми в материале [9]. Последнее является следствием того факта, что индий представляет собой примесный центр с отрицательной энергией корреляции в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  [10]. Таким образом, концентрация пустых примесных состояний всегда много больше, чем количество свободных фотовозбужденных электронов, и остается практически неизменной при любой реально достижимой степени фотовозбуждения.

Последний из рассматриваемых параметров, характеризующих вероятность туннелирования — матричный элемент перехода, — по-видимому, и определяет необычную зависимость  $\tau$  от температуры и магнитного поля. Этот параметр при прочих равных условиях экспоненциально зависит от толщины барьера  $d$ , поэтому увеличение  $d$  в магнитном поле может быть причиной экспоненциального характера зависимости вероятности туннелирования от магнитного поля. Проведем оценку зависимости  $d$  от магнитного поля.

В соответствии с [7,8] полная энергия системы, состоящей из электрона и примесного центра, есть

$$E = \frac{kQ^2}{2} + n(E_0 - aQ), \quad (3)$$

где  $Q$  — конфигурационная координата,  $k$  — коэффициент упругости кристаллической решетки,  $a$  — некоторый коэффициент. Первый член в выражении (3) соответствует энергии упругой деформации решетки, а второй член является энергией электронного терма. Энергия в (3) отсчитывается от квазиуровня Ферми, т. е. увеличение концентрации неравновесных носителей заряда эффективно приводит к уменьшению величины  $E_0$  в выражении (3).

Одноэлектронное метастабильное примесное состояние является парамагнитным, поэтому энергия электронного терма в первом приближении линейно уменьшается в магнитном поле, т.е.  $E_e = E_0 - aQ - bH$ . Скорость изменения положения одноэлектронного терма в магнитном поле должна в первом приближении линейно зависеть от  $Q$ ,  $b = c + fQ$ . Окончательно для одноэлектронного состояния получаем (см. рис. 5)

$$E = \frac{kQ^2}{2} + [E_0 - aQ - (c + fQ)H]. \quad (4)$$

Минимум полной энергии осуществляется при значении  $Q$ , равном

$$Q_{\min} = \frac{a}{k} + \frac{fH}{k}, \quad (5)$$

т.е. минимум энергии, соответствующей одноэлектронному состоянию, линейно смещается по конфигурационной координате при увеличении магнитного поля.

Из рис. 5 видно, что в нулевом магнитном поле толщина барьера, разделяющего состояния системы с нулем и с одним локализованным электроном, равна  $Q_{\min}$  при энергии Ферми.

В ультраквантовом пределе плотность состояний в зоне проводимости растет пропорционально приложенному магнитному полю, что приводит к понижению квазиуровня Ферми. Туннелирование становится возможным, поскольку энергия парамагнитного одноэлектронного примесного состояния также понижается в магнитном поле, причем по всей вероятности, несколько быстрее, чем сдвигается вниз по энергии квазиуровень Ферми. Квазиравновесное состояние системы в магнитном поле показано штриховыми линиями на рис. 5. Толщина барьера  $d$  и в этом случае соответствует значению  $Q_{\min}$ . Таким образом, как следует из формулы (5), толщина барьера  $d$  линейно возрастает с увеличением магнитного поля. Это и приводит к экспоненциальному по полю снижению вероятности туннелирования.

Легко видеть, что

$$H_0 = \frac{k}{f} \quad (6)$$

не зависит от  $E_0$ , следовательно, не меняется при изменении положения квазиуровня Ферми, в соответствии с экспериментом. Кроме того, как мы видели, величина параметра  $H_0$  в сплаве с  $x = 0.22$  несколько выше, чем в сплаве с  $x = 0.25$ . Это также согласуется с нашей моделью, поскольку, согласно (6),  $H_0 \sim k$ , а жесткость  $k$  кристаллической решетки  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  возрастает по мере уменьшения содержания олова в сплаве.

Известно, что величина барьера, разделяющего одноэлектронное примесное состояние и состояние с делокализованным электроном  $W_{01}$ , в сплаве  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  невелика и составляет единицы мэВ [10]. По мере того как увеличивается концентрация свободных долгоживущих фотовозбужденных электронов, уменьшается толщина барьера  $d$  и его высота  $W_{01}$ . При этом при каждой фиксированной температуре преобладающим механизмом рекомбинации постепенно становится активация через барьер, а не туннелирование. По-видимому, характерные времена переходных процессов при термоактивации заметно меньше



минимальных, характерных времен эксперимента  $\sim 10$  мс, поэтому такие процессы не регистрируются. Тогда температура  $T_0$  соответствует переходу от туннелирования к термоактивации при каждой фиксированной концентрации неравновесных электронов, и при  $T > T_0$  эффект локализации перестает наблюдаться. Характерная температура  $T_0$  снижается по мере увеличения концентрации свободных неравновесных электронов, что связано с уменьшением толщины барьера  $d$ . При понижении температуры  $T < T_0$  туннелирование начинает превалировать. Для туннельных процессов характерна относительно слабая зависимость вероятности туннелирования от температуры, что и наблюдалось в эксперименте [3,4].

Альтернативной гипотезой, выдвинутой в работах [2-4] для объяснения увеличения магнитосопротивления во времени, было предположение о том, что природа эффекта связана с наличием крупномасштабного потенциального рельефа зон и обусловлена возрастанием последнего в магнитном поле. Предполагалось, что если квазиуровень Ферми находится ниже порога протекания, то увеличение амплитуды крупномасштабного потенциального рельефа приведет к росту дрейфового барьера и, соответственно, к возрастанию сопротивления. Осталось, однако, неясной, во-первых, сама причина увеличения амплитуды потенциального рельефа зон в магнитном поле, а во-вторых, необычная «долговременная» динамика эффекта.

Данные, полученные в настоящей работе, позволяют оценить величину крупномасштабного потенциального рельефа зон в исследуемых материалах. Действительно, представляется весьма вероятным, что невозпроизводимость кривых магнитосопротивления при достаточно низкой концентрации неравновесных носителей заряда, соответствующей  $\rho_0 > 0.5$  Ом·см, обусловлена различным характером заполнения «ям» рельефа при различных циклах фотовозбуждения. Кривые протекания тока в магнитном поле могут в этих условиях сильно изменяться от цикла к циклу, приводя к изменению магнитосопротивления, несмотря на то, что в нулевом поле сопротивление  $\rho_0$  было одинаковым. При  $\rho_0 < 0.5$  Ом·см уровень Ферми переходит порог протекания, поэтому кривые магнитосопротивления становятся воспроизводимыми, так как соответствуют одной и той же проводящей матрице. Оценки подвижности носителей заряда в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ , проведенные в [6], дают значение  $10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. Тогда величине  $\rho_0 = 0.5$  Ом·см соответствует концентрация электронов  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Используя полученные в [6] параметры кейновского закона дисперсии для сплава, получаем, что этой концентрации соответствует квазиэнергия Ферми  $\sim 0.5$  мэВ выше дна зоны проводимости. Интересно, что данная оценка величины крупномасштабного потенциального рельефа совпадает по порядку величины с оценкой, полученной в [11] исходя из анализа кривых осцилляций Шубникова-де Гааза.

Таким образом, полученные результаты позволяют с большой долей уверенности утверждать, что природа увеличения сопротивления со временем в сильном магнитном поле не связана с влиянием крупномасштабного потенциального рельефа, так как эффект наблюдается вне зависимости от положения квазиуровня Ферми выше или ниже порога протекания.

Отсутствие эффекта в  $\text{Pb}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Te}(\text{In})$  является еще одним аргументом в пользу данного утверждения. Действительно, образцы

$\text{Pb}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Te}(\text{In})$  и  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}(\text{In})$ , исследовавшиеся в настоящей работе, весьма похожи по своим свойствам: в обоих случаях уровень Ферми стабилизирован вблизи дна зоны проводимости, а ИК подсветка приводит к появлению задержанной фотопроводимости при  $T < 25 \text{ K}$ . Однако при одних и тех же значениях удельного сопротивления образца эффект локализации наблюдается в  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}(\text{In})$  и отсутствует в  $\text{Pb}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Te}(\text{In})$ . Следовательно, возможность наблюдения эффекта обусловлена положением уровня метастабильного примесного состояния в спектре полупроводника. По-видимому, в  $\text{Pb}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Te}(\text{In})$  он располагался гораздо выше дна зоны проводимости, поэтому он остается незаполненным при любых значениях магнитного поля, достижимых в нашем эксперименте. На такую возможность указывают и результаты работы [5], в которой на основе анализа кинетики спада фотопроводимости в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{In})$  показано, что если уровень Ферми стабилизирован вблизи дна зоны проводимости, то наиболее вероятно, что примесное метастабильное состояние располагается заметно выше дна зоны проводимости.

Еще одним важным результатом, полученным в настоящей работе, является качественное совпадение эффектов, наблюдающихся в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$  различного состава с  $n$ - и  $p$ -типом проводимости. Действительно, в работе [6] было получено, что при увеличении  $x$  примесный уровень, стабилизирующий положение уровня Ферми, смещается по направлению к потолку валентной зоны, причем при  $x = 0.26$  он пересекает середину запрещенной зоны. При  $x > 0.26$  сплав обладает проводимостью  $p$ -типа, а при  $x > 0.28$  уровень Ферми стабилизируется уже в валентной зоне. В работе [12] было показано, что в то время как в сплавах с  $x \leq 0.25$   $n$ -типа проводимости фотовозбуждение приводит к генерации долгоживущих неравновесных электронов, в сплавах с  $x \geq 0.26$  при подсветке возрастает концентрация свободных дырок. Таким образом, если не принимать во внимание разницу в характерных временах жизни свободных электронов и дырок в сплавах  $n$ - и  $p$ -типа, соответственно, то картина оказывается «зеркально симметричной» относительно середины запрещенной зоны. Результаты, полученные в настоящей работе, дополняют эту «симметрию».

Действительно в работе [13] было получено, что при малой степени фотовозбуждения в сплавах с  $x = 0.25$   $n$ -типа наблюдается эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления в относительно малых магнитных полях  $\sim 0.5 \text{ Тл}$ , связанный с делокализацией инжентированных электронов, захваченных на метастабильные примесные состояния. Напротив, в сильных магнитных полях происходит локализация неравновесных электронов на эти состояния [2-4]. Данный результат был подтвержден в работе [14], в которой были проведены прямые измерения постоянной Холла в зависимости от магнитного поля при различной степени фотовозбуждения. В настоящей работе показано, что и в сплаве с проводимостью  $p$ -типа наблюдаемые эффекты аналогичны: в малых магнитных полях сопротивление уменьшается во времени, а в больших — растет. На первый взгляд, такая симметрия кажется довольно странной. Действительно, в сплавах  $n$ -типа метастабильное примесное состояние располагается по энергии выше основного, а в сплавах  $p$ -типа — ниже. В таком случае, казалось бы, при переходе от  $n$ - к  $p$ -типу проводимости при изменении состава сплава метастабильное состояние должно изменять свое положение

ние скачком. На самом деле, это только кажущееся противоречие, поскольку основное «двухдырочное» примесное состояние соответствует одноэлектронному метастабильному состоянию. Действительно, для уровня, на котором может находиться нуль, один или два электрона, энергия захвата первого электрона соответствует энергии активации второй дырки. Поэтому положение основного электронного примесного состояния соответствует метастабильному дырочному примесному состоянию. Величины барьеров, отделяющих состояния в валентной зоне от примесных, по-видимому, заметно меньше, чем для зоны проводимости, поэтому характерные времена релаксации неравновесных дырок значительно ниже.

## Заключение

Проведенные в работе исследования эффекта локализации неравновесных долгоживущих носителей заряда в сплавах на  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  и  $Pb_{1-x}Mn_xTe$ , легированных индием, в сверхсильном магнитном поле показали, что наиболее вероятной причиной появления эффекта является туннелирование свободных неравновесных носителей заряда через барьер в конфигурационном пространстве на одноэлектронное квазилокальное состояние.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (гранты MBV000 и MBV300), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04658-а) и организации по поддержке научных исследований Нидерландов (NWO).

## Список литературы

- [1] В.А. Акимов, А.В. Дмитриев, Д.Р. Хохлов, Л.И. Рябова. *Phys St. Sol. (a)*, **137**, 9 (1993).
- [2] Д.Р. Хохлов, А.де Виссер, И.И. Иванчик, А.В. Никорич. *Physica B*, **177**, 491 (1992).
- [3] Д.Р. Хохлов, И.И. Иванчик, А. де Виссер, А.В. Никорич. *Sol. St. Commun.*, **82**, 759 (1992).
- [4] Д.Р. Хохлов, И.И. Иванчик, А. де Виссер, А.В. Никорич. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S352 (1993).
- [5] В.А. Акимов, А.В. Никорич, Л.И. Рябова, Н.А. Широкова. *ФТП*, **23**, 1019 (1989).
- [6] В.А. Акимов, Л.И. Рябова, С.М. Чудинов, О.Б. Яценко. *ФТП*, **13**, 752 (1979).
- [7] В.А. Волков, О.А. Панкратов. *Тез. докл. II Респ. конф. по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках* (Одесса, 1982) с. 76.
- [8] И.И. Засавицкий, Б.Н. Мацонашвили, О.А. Панкратов, В.Т. Трофимов. *Письма ЖЭТФ*, **42**, 3 (1985).
- [9] В.И. Кайданов, Р.Б. Мельник, И.А. Черник. *ФТП*, **7**, 759 (1973).
- [10] И.А. Драбкин, Б.Я. Мойжес. *ФТП*, **15**, 625 (1981).
- [11] В.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Л.И. Рябова, В.В. Соковишин, С.М. Чудинов. *ФТТ*, **24**, 1026 (1982).
- [12] В.А. Акимов, Н.В. Brandt, S.O. Klimonskiy, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *Phys. Lett. A*, **88A**, 483 (1982).
- [13] В.А. Акимов, А.В. Никорич, Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков. *ФТП*, **23**, 668 (1989).
- [14] А. де Виссер, И.И. Иванчик, А.В. Никорич, Д.Р. Хохлов. *ФТП*, **26**, 1034 (1992).

Редактор В.В. Чалдышев

# Features of the magnetoresistance of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ and $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$ alloys in strong magnetic fields

*A.de Visser\*, I.I.Ivanchik, D.R.Khokhlov*

Moscow State University, 119899 Moscow

\*University of Amsterdam, Valckenierstraat 65-67, Amsterdam X-1018, the Netherlands

We have investigated the magnetoresistance of the  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  alloys of both  $n$ - and  $p$ -type conductivity in a range of compositions as well as the magnetoresistance of  $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$  alloys in the magnetic fields up to 40 T. The effect of localization of nonequilibrium free charge carriers in strong magnetic fields has been observed in both  $n$ - and  $p$ -type  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ . The model ascribing the origin of the effect to the tunneling of free charge carriers from the allowed band to the one-electron metastable impurity state is proposed. The effect is not observed in  $Pb_{1-x}Mn_xTe(In)$ .

---