

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
Отделение физики диэлектриков и полупроводников  
Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких  
температурах

Денисов Дмитрий Васильевич

Научный доклад

**Проявление особенностей сверхпроводящего состояния в  
электрических и магнитных свойствах твердого раствора  
 $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ .**

Специальность 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург  
2023

Научный руководитель: **Шамшур Дмитрий Владиленович,**

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории кинетических явлений в твердых телах при низких температурах, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук»

Рецензенты:

**Гасумянц Виталий Эдуардович,**

доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, профессор Высшей инженерно-физической школы

**Зюзин Александр Юрьевич,**

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, заведующий сектором теории полупроводников и диэлектриков, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук»

## Содержание

Общая характеристика работы .....	4
Актуальность темы .....	4
Цель и задачи работы .....	5
Научная новизна и практическая значимость работы .....	6
Методы исследования.....	8
Апробация работы .....	9
Публикации.....	9
Экспериментальные результаты и их обсуждение .....	11
Введение.....	11
Сверхпроводящее состояние и активационная проводимость в твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .....	13
Пик-эффект на магнитолевых зависимостях намагниченности $m(H)$ $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .....	25
Парамагнитный отклик на температурных зависимостях намагниченности $m(T)$ $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .....	32
Заключение .....	38
Список литературы .....	40

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Актуальность работы определяется выбором объекта исследования - полупроводникового твердого раствора  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , изменение содержания свинца Pb и индия In в котором позволяет в значительной степени управлять физическими свойствами соединения. Результаты исследования магнитных и электрических свойств  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , полученные в данной работе, предоставляют дополнительную информацию о зонном спектре  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , необходимую для развития теории глубоких примесных состояний в твердых растворах, их перестройки при внешних воздействиях и их влияния на низкотемпературные электрические и магнитные свойства материала. В частности, в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  может наблюдаться сверхпроводимость с температурой сверхпроводящего (СП) перехода в гелиевой области. В области составов твердого раствора, близкой к точке инверсии зон в зонном спектре, может наблюдаться влияние поверхностных свойств на проводимость материала, что характерно для топологических кристаллических изоляторов. Исследования, проведенные в данной работе, являются актуальными и новыми, так как предлагают комплексное экспериментальное изучение низкотемпературных электрических и магнитных свойств полупроводникового твердого раствора с относительно большим содержанием индия  $x = 0.2$   $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  в широком диапазоне содержания свинца  $z = 0.1 - 0.9$ .

В ходе работы были исследованы температурные и магнитопольевые зависимости удельного сопротивления  $\rho(T, H)$  полупроводниковых твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  ( $z = 0.1 - 0.9$ ). Был исследован низкотемпературный переход от сверхпроводящего к состоянию с экспоненциальным ростом сопротивления при понижении температуры  $T$  (переход сверхпроводник – «диэлектрик», СП-Д) в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , при

котором на фоне подавления объемной СП на зависимостях  $\rho(T, H)$  могут проявляться особенности, связанные с поверхностными явлениями, характерными для топологических кристаллических изоляторов. Также были получены данные о высоких по сравнению с другими полупроводниковыми соединениями (например, PbTe и SnTe) значениях критических параметрах  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  и их изменении, связанного со смещением примесной полосы  $E_{In}$  на фоне сплошного зонного спектра соединения. Были обнаружены и изучены особенности сверхпроводящего состояния  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  в магнитолевых и температурных зависимостях намагниченности  $m(H, T)$ , а именно пик-эффект и парамагнитный отклик в СП состоянии материала.

### **Цель и задачи работы**

Целью работы было изучение низкотемпературных особенностей электрических и магнитных свойств полупроводникового твердого раствора  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  с большим содержанием In ( $x = 0.20$ ) в широком диапазоне содержания свинца ( $z = 0.1 - 0.9$ ).

В ходе исследования были решены следующие задачи:

1. Изучены температурные и магнитолевые зависимости удельного сопротивления  $\rho(T, H)$   $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$   $x = 0.2$  при изменении содержания свинца в твердом растворе в диапазоне  $0.1 \leq z \leq 0.9$ , определена область СП состояния материала и низкотемпературный переход СП – «диэлектрик» с увеличением количества свинца в твердом растворе.
2. Исследованы магнитолевые зависимости намагниченности  $m(H)$  твердого раствора  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  в СП области составов. Обнаружены и изучены особенности СП состояния твердого раствора в магнитном поле, связанные со сложным взаимодействием центров пиннинга с вихревой решеткой.
3. Изучены особенности СП состояния  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  на температурных зависимостях намагниченности  $m(T)$  при различных режимах измерений:

ZFC – охлаждения в нулевом магнитном поле, FCC – охлаждения в магнитном поле, FCH – нагрева в магнитном поле. В зависимостях  $m(T)$   $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_2Te$  обнаружен и исследован парамагнитный отклик (парамагнитный эффект Мейснера (ПЭМ)), в том числе в режиме измерений ZFC.

### **Научная новизна и практическая значимость работы**

Полупроводниковый твердый раствор  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ , выбранный в качестве объекта исследования, представляет интерес как с практической, так и с фундаментальной точки зрения, а изучением его физических свойств занимаются исследователи в российских и зарубежных научных центрах. Например,  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  может использоваться в качестве материала для изготовления приемников излучения в том числе ТГц диапазона спектра. Фундаментальный интерес к твердому раствору обусловлен относительно высокими критическими параметрами СП состояния в гелиевом диапазоне температур, превышающими на порядок и более критические параметры для других полупроводниковых соединений. Особый интерес связан с принадлежностью материала к классу топологических кристаллических изоляторов.

Физические свойства  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  во многом определяются существованием примесной полосы квазилокальных состояний индия с высокой плотностью  $E_{In}$  и ее положением на фоне непрерывного зонного спектра соединения. Смещение  $E_{In}$  из зоны проводимости  $Pb_{1-x}In_xTe$  в валентную зону  $Sn_{1-x}In_xTe$  по мере увеличения количества свинца в  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  приводит к изменению характера проводимости материала (долговременные релаксационные процессы при низких температурах (ДРП), экспоненциальный рост сопротивления с понижением температуры (Д), сверхпроводимость при гелиевых температурах (СП)).

В твердых растворах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , в которых  $E_{\text{In}}$  находится в зоне проводимости, наблюдаются долговременные релаксационные процессы неравновесных носителей заряда при температурах  $T < 20$  К. Описанные выше материалы в диапазоне составов  $z \geq 0.7$  перспективны для применения в качестве приемников излучения, т.к. при температурах  $T < 20$  К в них наблюдается высокая фоточувствительность в ИК и ТГц областях спектра.

В соединениях  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , в которых  $E_{\text{In}}$  расположен в валентной зоне, наблюдается СП с высокими для полупроводниковых соединений значениями критических параметров, достигающих максимальных значений в образце  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  – критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c \leq 4.1$  К и второго критического магнитного поля, экстраполированного к  $T = 0$  К,  $H_{c2}(0) \leq 41$  кЭ. Ранее было установлено, что СП состояние  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  с  $T_c$  в гелиевой области температур наблюдается при расположении  $E_F$  в пике плотности состояний на уровне индия. Изучение свойств СП состояния в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , в частности, низкотемпературных особенностей температурных и магнитополевых зависимостей намагниченности является важной задачей как для практического использования, так и с точки зрения фундаментальных исследований.

Особый интерес представляет изучение пик-эффекта в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  – дополнительного максимума на зависимости намагниченности от магнитного поля  $m(H)$ , соответствующего возрастанию критического тока в области, близкой ко второму критическому полю  $H_{c2}$ , и парамагнитного отклика на зависимости  $m(T)$  в СП состоянии материала при понижении температуры  $T < T_c$ . Исследование пик-эффекта в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , обнаруженного также в традиционных высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалах (например, в семействе YBCO) является актуальной задачей, т.к. повышение критического тока  $I_c$  в больших ( $H \geq 15$  кЭ) магнитных

полях может расширить область потенциальных применений материала. Образцы  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , в которых наблюдается СП переход ( $z \leq 0.5$ ) также могут быть использованы для разработки элементов криоэлектроники, работающих при гелиевых температурах.

В последние годы возник повышенный интерес к материалам, находящимся на тройной фазовой диаграмме системы  $(\text{Sn}, \text{In}, \text{Pb})\text{Te} - \text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  и  $\text{In}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Te}$ . Обладая температурой СП перехода, лежащей в гелиевой области  $T_c < 5 \text{ K}$ , образцы с высоким содержанием индия рассматриваются как потенциальные кандидаты в топологические сверхпроводники. В свою очередь, в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  в области перехода между СП и диэлектрическим состоянием может наблюдаться проводимость (возможно, СП), связанная с поверхностными состояниями материала. Составы  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , находящиеся в данной области, также представляют интерес как материалы, в которых проявляются свойства топологических кристаллических изоляторов.

### **Методы исследования**

В ходе работы было использовано современное оборудование – универсальный измерительный комплекс QD PPMS-14 и установка  $\text{He}^4$  со специально написанным ПО, позволяющим оперативно управлять режимом съема и обработки экспериментальных данных.

Низкотемпературная установка  $\text{He}^4$ , включающая в себя электромагнит до 1 Т, с использованием термоконтроллера LakeShore 340 и современных измерительных приборов Keithley 2000, EG&G instruments 7265 DSP Lock-in amplifier и интерфейсного модуля GPIB-USB2.0 82357B Agilent Technologies предоставляет возможность проводить измерения магнитосопротивления и эффекта Холла полуметаллов, полупроводниковых соединений и материалов с высоким сопротивлением (до 100 ГОм) в условиях поддержания и плавного изменения температуры



образца в диапазоне  $T = 1.3 \text{ К} - 400 \text{ К}$  с точностью выше  $0.01 \text{ К}$  при гелиевых температурах.

Установка Quantum Design PPMS-14 позволяет в автоматическом режиме выполнять измерения температурных и магнитопольевых зависимостей электрических (сопротивление  $\rho(T, H)$ ) и магнитных (намагниченность  $m(T, H)$ , с использованием вибрационного магнетометра) характеристик изучаемых твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  в широком диапазоне температур  $T = 2 \text{ К} - 300 \text{ К}$  и магнитных полей  $H < 14 \text{ Т}$ .

### **Апробация работы**

Результаты научной деятельности по теме исследования были представлены в виде устных докладов на конференциях: Молодежная конференция по физике полупроводников «Зимняя школа 2023», Зеленогорск, 2023; VIII Всероссийский молодежный научный форум «Open Science 2021», Гатчина, 2021; Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», Махачкала, 2021; XVII Межгосударственная Конференция «Термоэлектрики и их применения – 2021» (ISCTA-2021), Санкт-Петербург, 2021; XXI Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника», Санкт-Петербург, 2019; VII Научно-практическая конференция с международным участием «Наука настоящего и будущего», Санкт-Петербург, 2019, и в виде постерных докладов на конференциях: XV Российская конференция по физике полупроводников, Нижний Новгород, 2022; Международная конференция «Физика.СПб», Санкт-Петербург, 2020; XXII Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника», Санкт-Петербург, 2020.

### **Публикации**

Основные результаты исследований, представленных в научном докладе, изложены в 3 работах, представленных списком ниже:

1. Denisov D. V., Mikhailin N. Y., Rudominskiy A. E., Parfeniev R. V., Shamshur D. V. Activation conductivity and superconducting state in solid solutions  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , *Physica C*, **597**, 1354067 (2022)
2. Denisov D. V., Mikhailin N. Y., Shamshur D. V., Parfeniev R. V. Superconducting transition in resistivity and magnetization of the solid solution  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , *Physica C*, **579**, 1353755 (2020)
3. Denisov D. V., Mikhailin N. Y., Shamshur D. V., Parfeniev R. V. Paramagnetism on the temperature-magnetization dependences in a superconducting semiconductor solid solution  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697** (2020)

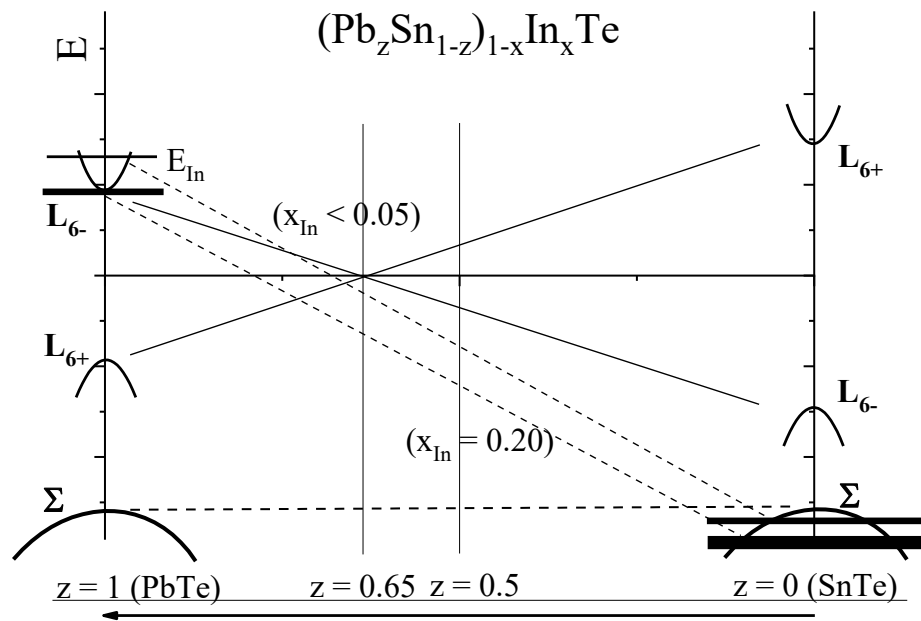
## Экспериментальные результаты и их обсуждение

### Введение

Бинарные соединения PbTe и SnTe образуют непрерывный ряд полупроводниковых твердых растворов замещения  $Pb_zSn_{1-z}Te$ , в котором ширина запрещенной зоны  $E_g$  линейно меняется с содержанием свинца  $z$ . При уменьшении  $z$  происходит переход от прямого зонного спектра в PbTe ( $z = 1$ ,  $L_{6-}$  соответствует зоне проводимости,  $L_{6+}$  - валентной зоне) к обратному расположению термов ( $L_{6+}$ ,  $L_{6-}$ ) в SnTe ( $z = 0$ ) с точкой инверсии ( $E_g = 0$ ) при  $z = 0.65$  [1]. Добавление In в твердый раствор  $Pb_zSn_{1-z}Te$  позволяет в значительной степени управлять физическими свойствами соединения [1, 2]. В  $Pb_{1-x}In_xTe$  индий образует полосу примесных состояний на фоне зоны проводимости шириной  $\Delta E_{In} \sim 1$  мэВ, которая стабилизирует положение уровня Ферми электронов на уровне  $E_{In} \sim 70$  мэВ ( $T = 4.2$  К) от края зоны [2, 3, 4] (рис. 1). При температурах  $T < 20$  К в этом соединении наблюдаются долговременные (часы и более) релаксационные процессы, связанные с возникновением барьера между зонными и примесными состояниями [5 – 8]. В другом бинарном соединении твердого раствора, SnTe:In, добавление индия приводит к образованию широкой  $\Delta E_{In} \geq 100$  мэВ полосы примесных состояний, расположенной глубоко в валентной L-зоне  $E_{In} \geq 300$  мэВ [9, 10, 11] на фоне зоны тяжелых дырок (в  $\Sigma$  - точке зоны Бриллюэна) (рис. 1). Уровень химпотенциала  $Sn_{1-x}In_xTe$  стабилизирован пиком плотности состояний в примесной полосе квазилокальных состояний In с высокой плотностью уже при уровне легирования индием  $N_{In} > 2$  ат % [2, 7, 8], обмен носителями между зонными и примесными состояниями характеризуется резонансным рассеянием, приводящем к возрастанию удельного сопротивления материала на 2 порядка и более по сравнению с нелегированным SnTe [4, 10]. Ранее в  $Sn_{1-x}In_xTe$  был обнаружен переход в

сверхпроводящее (СП) состояние с  $T_c = 2.4$  К при содержании индия  $x = 0.2$  [11].

В  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  при уменьшении содержания свинца  $z$  энергетическое положение примесной полосы индия смещается из  $L_{6-}$ -зоны проводимости теллурида свинца в валентную  $L_{6+}$ -зону теллурида олова [10, 12, 13]. Отметим, что при фиксированном  $z$  положение полосы  $E_{In}$  в  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  зависит также от содержания  $In$  [14], смещаясь в



глубину валентной зоны с ростом содержания индия  $x$  (рис. 1).

**Рис. 1.** Схематическое изображение зонной структуры полупроводниковых твердых растворов  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  при изменении содержания свинца и индия в соединении [10, 14].

Было установлено, что твердые растворы  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  при  $z < 0.6$  и  $x > 0.02$  также характеризуются переходом в СП состояние 2 рода с необычайно высокой для полупроводников со сравнимыми концентрациями носителей ( $p \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) критической температурой СП перехода  $T_c \leq 4.2$  К [10]. Необходимыми условиями подобного увеличения  $T_c$  являются нахождение уровня Ферми  $E_F$  в пределах примесной полосы

$E_{In}$  и расположение  $E_{In}$  в области дополнительного экстремума валентной зоны ( $\Sigma$  - зоны тяжелых дырок с высокой плотностью состояний) [10, 12]. Следует отметить, что параметры СП состояния близки в поликристаллических и монокристаллических образцах  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  с одинаковым составом [15, 16, 17]. Кроме того, при температурах ниже 30 К  $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$  может проявлять свойства топологического изолятора [15, 16].

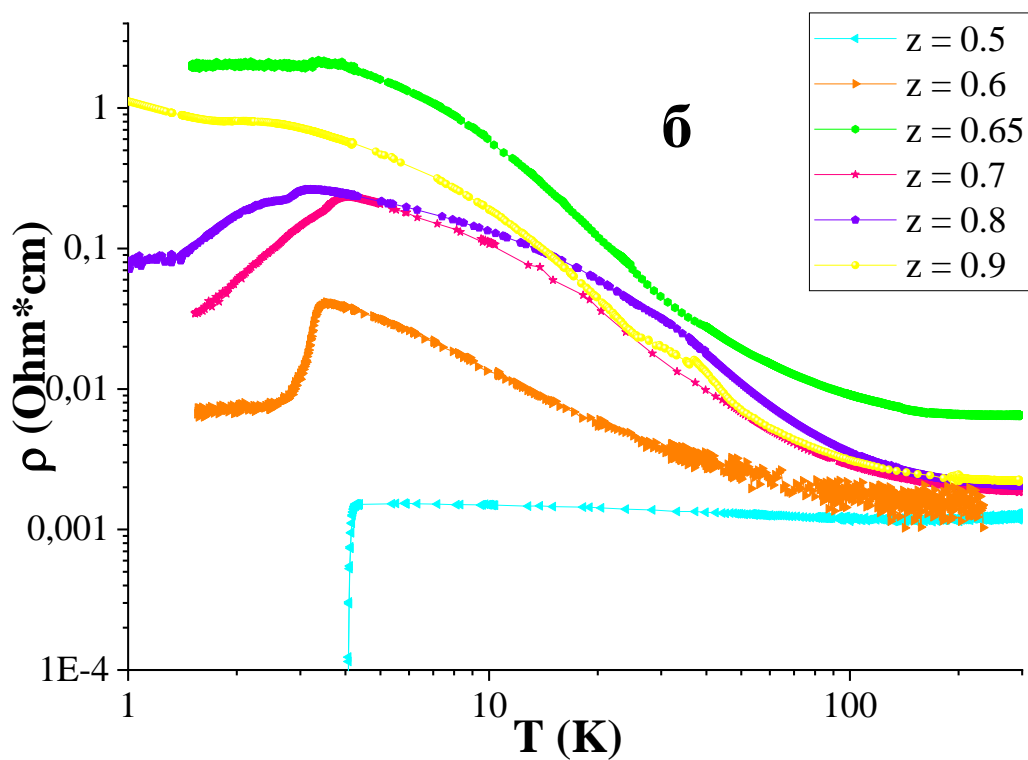
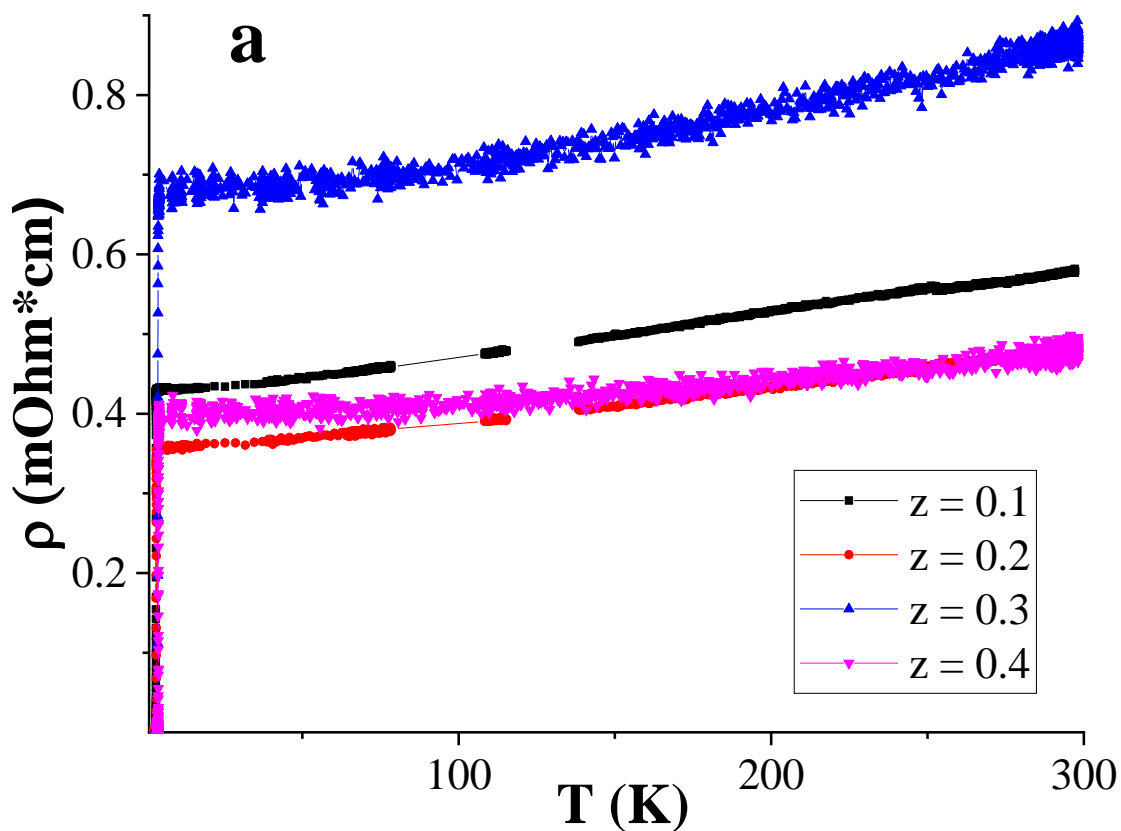
### **Сверхпроводящее состояние и активационная проводимость в твердом растворе $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$**

На рисунке 2а, б показана температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$  изученных образцов  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$ ,  $0.1 \leq z \leq 0.9$ . Отчетливо видно, что по мере увеличения количества свинца  $z$  в твердом растворе характер зависимостей  $\rho(T)$  принципиально меняется. Если в твердых растворах с  $z \leq 0.4$  наблюдается уменьшение сопротивления с понижением температуры (металлическая зависимость) с последующим переходом в СП состояние (рис. 2а), то образцы с  $z \geq 0.5$  демонстрируют экспоненциальное возрастание  $\rho(T)$  при уменьшении  $T$  (рис. 2б).

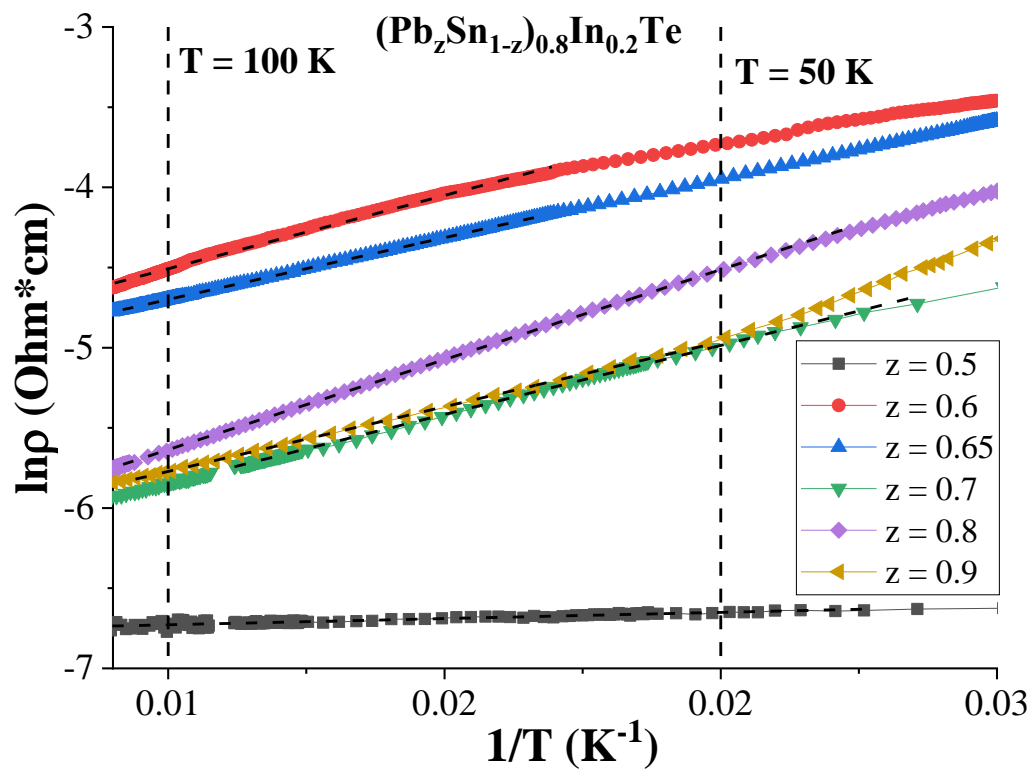
Рассмотрим зависимости  $\rho(T)$  в образцах  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  с  $z \geq 0.5$ , в области экспоненциального возрастания сопротивления с понижением температуры. На рис. 3 представлены зависимости сопротивления  $\rho$  в логарифмическом масштабе от обратной температуры, на которых пунктиром выделены линейные участки, отражающие рост сопротивления в соответствии с формулой

$$\rho = \rho_0 \exp(E_A/kT) \quad (1)$$

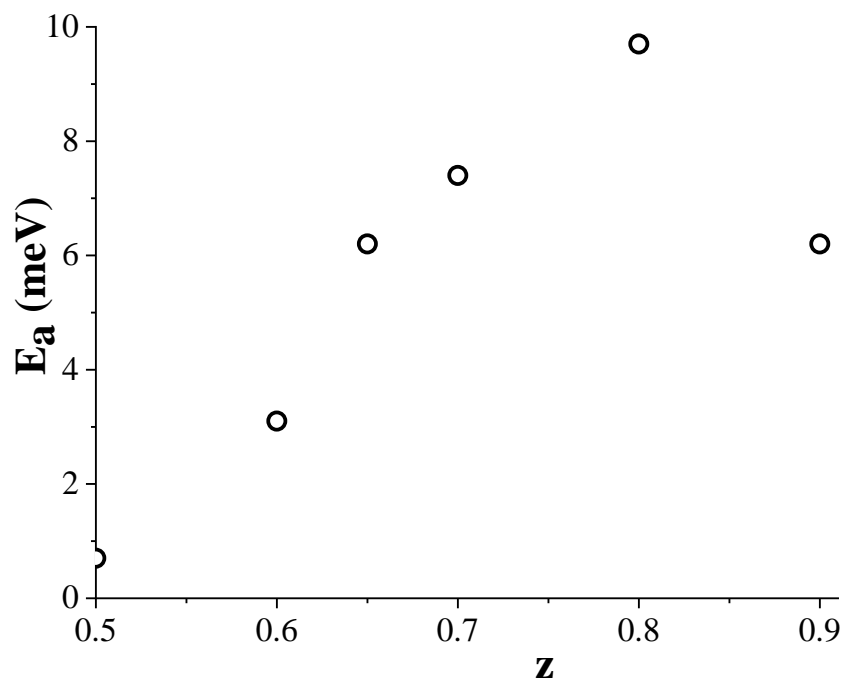
$E_A$  - энергия активации,  $k$  - постоянная Больцмана,  $\rho_0$  – значение  $\rho$  при  $T \rightarrow \infty$ .



**Рис. 2а, б.** Температурная зависимость удельного сопротивления в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с концентрацией свинца  $z = 0.1 - 0.4$  (а) и  $z = 0.5 - 0.9$  (б).



**Рис. 3.** Зависимости логарифма сопротивления  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z = 0.5 - 0.9$  от обратной температуры. Пунктиром выделены линейные участки.



**Рис. 4.** Зависимость энергии активации на температурной зависимости сопротивления в соответствии с формулой (1) от содержания свинца в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .

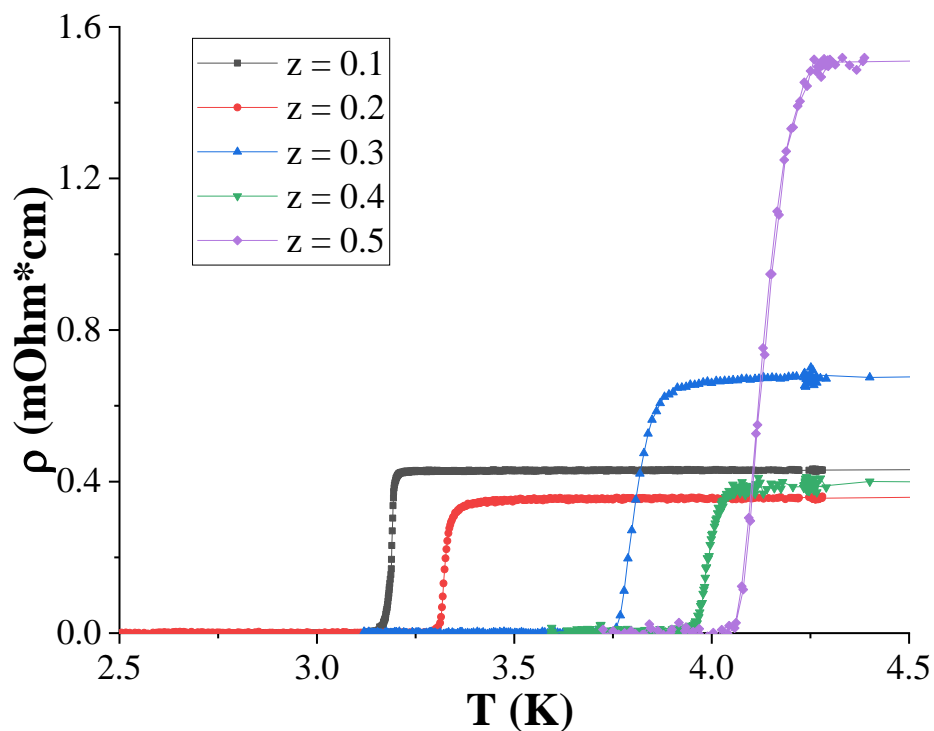
Величина энергии активации, определенная в соответствии с (1), в зависимости от содержания свинца в исследованных образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  приведена на рис. 4. Следует отметить, что  $E_a$  возрастает с ростом  $z$  вплоть до  $z = 0.8$ . Предполагается, что активационный барьер возникает между состояниями валентной зоны и примесной полосой In при  $z = 0.5$  и увеличивается с ростом  $z$ . Максимальное значение  $E_a$  достигается, когда примесная полоса находится в области запрещенной зоны соединения ( $z = 0.8$ ). При дальнейшем увеличении  $z$  уменьшение  $E_a$  определяется взаимодействием примесной полосы с зоной проводимости.

На рис. 5 показаны температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с концентрацией свинца  $z = 0.1 - 0.5$  в температурном интервале  $T = 2 \text{ К} - 10 \text{ К}$ . СП состояние при гелиевых температурах наблюдалось в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при содержании свинца  $z \leq 0.5$ ; критическая температура СП перехода  $T_c$  определялась из условия  $\rho(T) = 0.5\rho_N$ , где  $\rho_N$  – сопротивление в нормальном состоянии непосредственно перед падением с понижением температуры). С ростом количества свинца  $z$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  температура СП перехода  $T_c$  твердого раствора увеличивается и достигает максимума  $T_c = 4.1 \text{ К}$  в  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Возрастание  $T_c(z)$  может быть связано со смещением примесной полосы  $E_{\text{In}}$  к потолку зоны тяжелых дырок, увеличением плотности состояний примесной полосы индия и сужением примесной полосы с увеличением содержания свинца в твердом растворе.

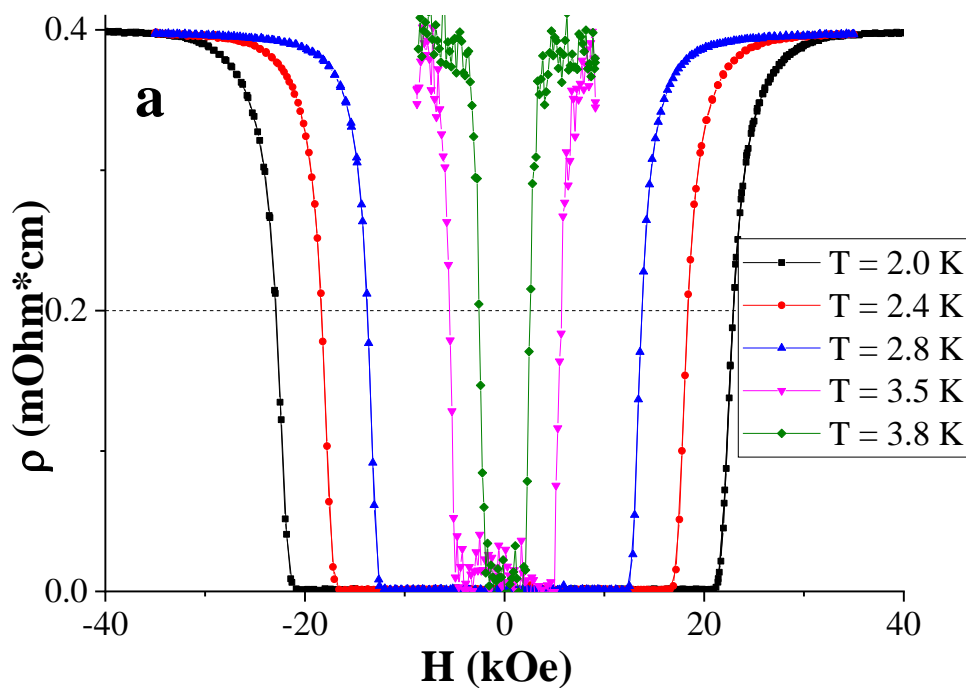
На зависимостях  $\rho(H)$  твердого раствора  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при температурах  $T < T_c$  наблюдалось разрушение СП состояния магнитным полем  $H$ , типичный вид которого показан на рис. 6а на примере  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Видно, как при понижении температуры  $T < T_c$  возрастает критическое магнитное поле  $H_{c2}$ , при котором образец переходит в нормальное состояние. На рис. 6б приведены температурные зависимости второго критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  для всех исследованных образцов, в которых был обнаружен переход в СП

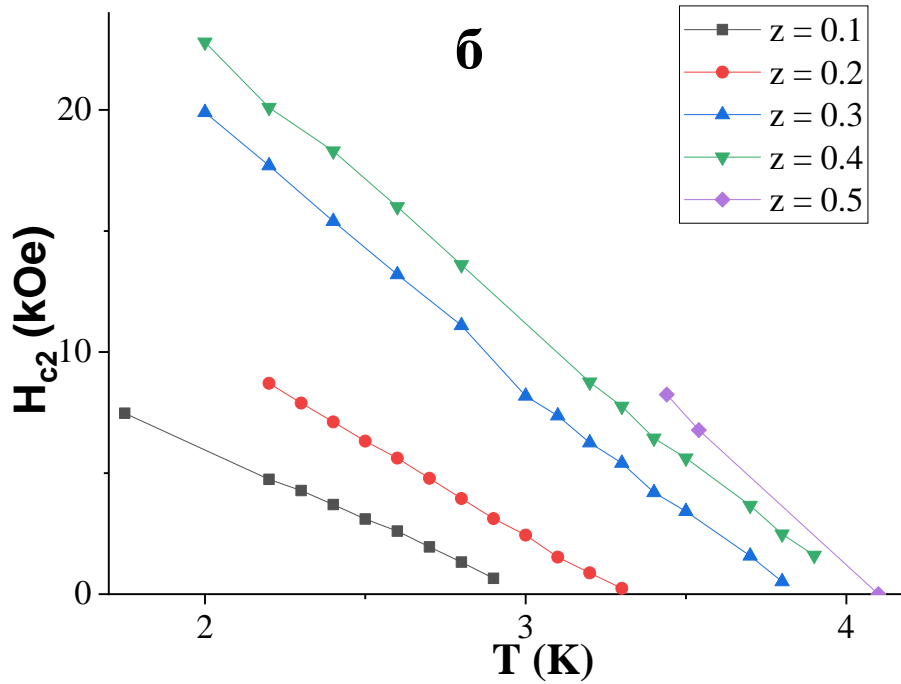


состояние (критическое магнитное поле  $H_{c2}(T)$ ) определялось из условия  $\rho(H) = 0.5\rho_N$ .



**Рис. 5.** Температурная зависимость удельного сопротивления в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  с концентрацией свинца  $z = 0.1 - 0.5$  в области СП перехода.



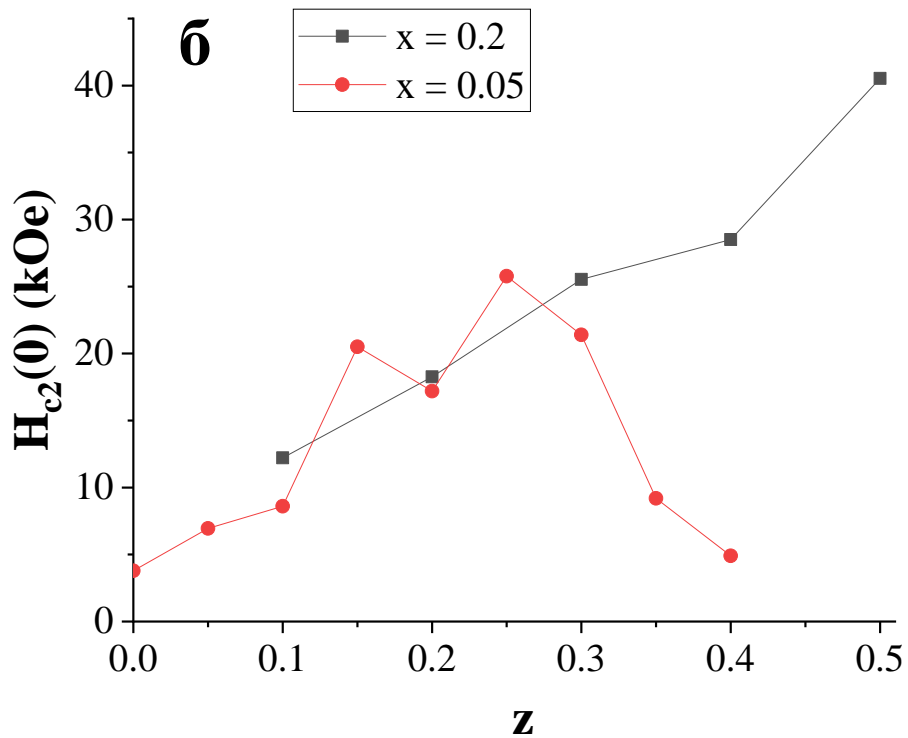
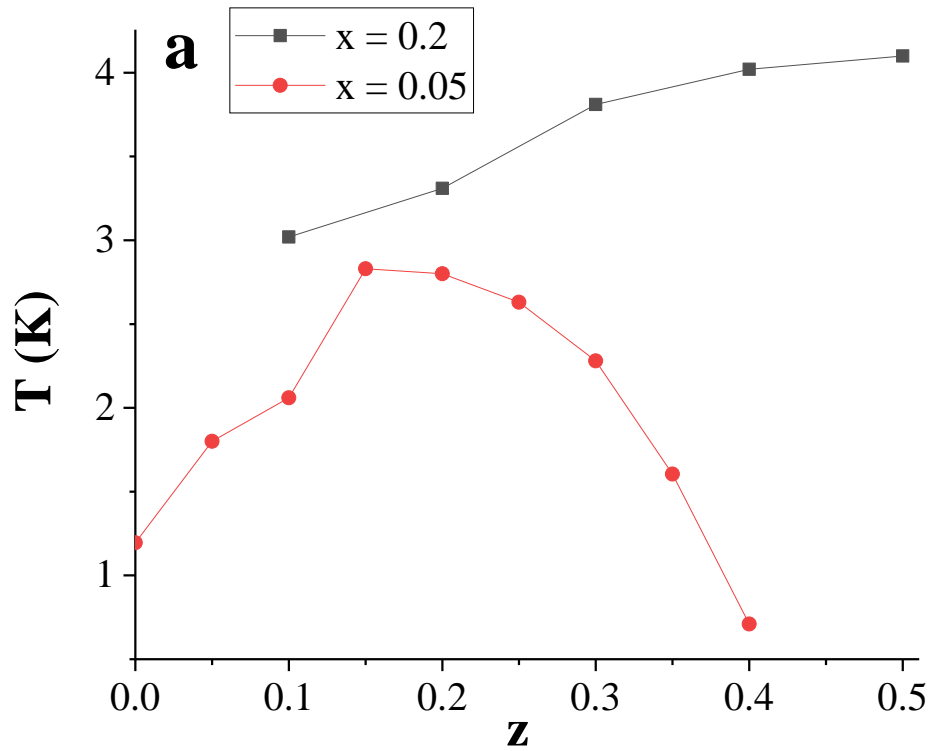


**Рис. 6а, б.** Магнитополевая зависимость сопротивления образца  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ ,  $T = 2 \text{ K} - 3.8 \text{ K}$  (а); зависимость второго критического магнитного поля  $H_{c2}$  от температуры в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с концентрацией свинца  $z = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$  и  $0.5$  (б).

На рис. 7а, б для СП образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с концентрацией свинца  $z = 0.1 - 0.5$  показаны экспериментально полученные зависимости  $T_c(z)$  и  $H_{c2}(z, T \rightarrow 0)$ , определенная в соответствии с формулой

$$H_{c2}(0) = 0.69 * T_c * dH/dT \Big|_{T \rightarrow T_c} \quad (2).$$

Там же приведены критические параметры СП перехода для твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ , полученные в работе [10]. Сравнение зависимостей будет проведено ниже.



**Рис. 7а, б.** Зависимость температуры СП перехода  $T_c$  (а) и второго критического магнитного поля  $H_{c2}(0)$  (б) от содержания свинца  $z = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$  и  $0.5$  для соединений  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  и  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.95}In_{0.05}Te$  [10].

Следует отметить, что в данной серии образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  пороговое значение энергии активации  $E_a$ , при котором сохраняется переход в СП состояние  $E_a = 0.7$  мэВ (образец  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ ), хорошо согласуется со значением из работы [18], в которой рассматривалось влияние гидростатического сжатия на СП свойства твердого раствора  $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$  (включая возникновение СП-состояния). В [18] было показано, что сверхпроводимость твердого раствора при  $T > 1.4$  К появляется, когда энергия активации дырок  $E_a = 0.9$  мэВ становится меньше величины СП энергетической щели.

Можно предположить, что состояние с экспоненциальным ростом сопротивления в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  ( $z \geq 0.5$ ) наблюдается при возникновении барьера между состояниями валентной зоны и примесной полосы квазилокальных состояний индия. Образцы  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с «малым» содержанием свинца  $z \leq 0.4$  демонстрируют металлический ход сопротивления с понижением температуры и переходят в СП состояние при гелиевых температурах, при этом  $T_c$  и  $H_{c2}$  возрастают с ростом  $z$  (рис. 7а, б).  $T_c$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  достигает максимума  $T_c = 4.1$  К в образце  $z = 0.5$ , в котором наблюдается активационный участок  $E_A \sim 0.7$  мэВ на зависимости  $\rho(T)$  (рис. 3). В образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с большим содержанием свинца  $z \geq 0.6$  энергия активации увеличивается с ростом  $z$  более чем на порядок (рис. 4), при этом СП состояние не наблюдается при  $T > 1.5$  К. В отличие от «колоколообразной» зависимости  $T_c(z)$ , установленной в [10] для твердого раствора  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$  с относительно малым содержанием индия  $x = 0.05$ , в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  наблюдается «скачкообразное» падение  $T_c(z) < 1.5$  К в области составов  $z = 0.5 - 0.6$ .

Как отмечалось ранее [12, 14], для реализации СП состояния при гелиевых температурах в  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  и  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  необходимо, чтобы уровень Ферми дырок  $E_F$  располагался в пределах примесной полосы индия  $E_{\text{In}}$  (максимальные  $T_c$  наблюдаются, когда  $E_F$  находится вблизи

середины примесной полосы с максимальной плотностью состояний  $N(0)$ ). В валентной зоне указанных СП соединений  $E_{In}$  находится в области энергий дополнительного  $\Sigma$ -экстремума валентной зоны с высокой плотностью состояний, что обеспечивает эффективное обменное взаимодействие между зонными и примесными состояниями и приводит к наблюдаемому резонансному рассеянию носителей [10]. Именно эта ситуация и наблюдается в изученных нами образцах  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  ( $z = 0.1 - 0.4$ ).

По мере увеличения количества свинца в соединении уровень индия сдвигается к потолку валентной зоны, что приводит к следующим эффектам:

I) Происходит перераспределение носителей между валентной зоной и уровнем In и, соответственно, изменение заполнения носителями примесной полосы квазилокальных состояний индия.

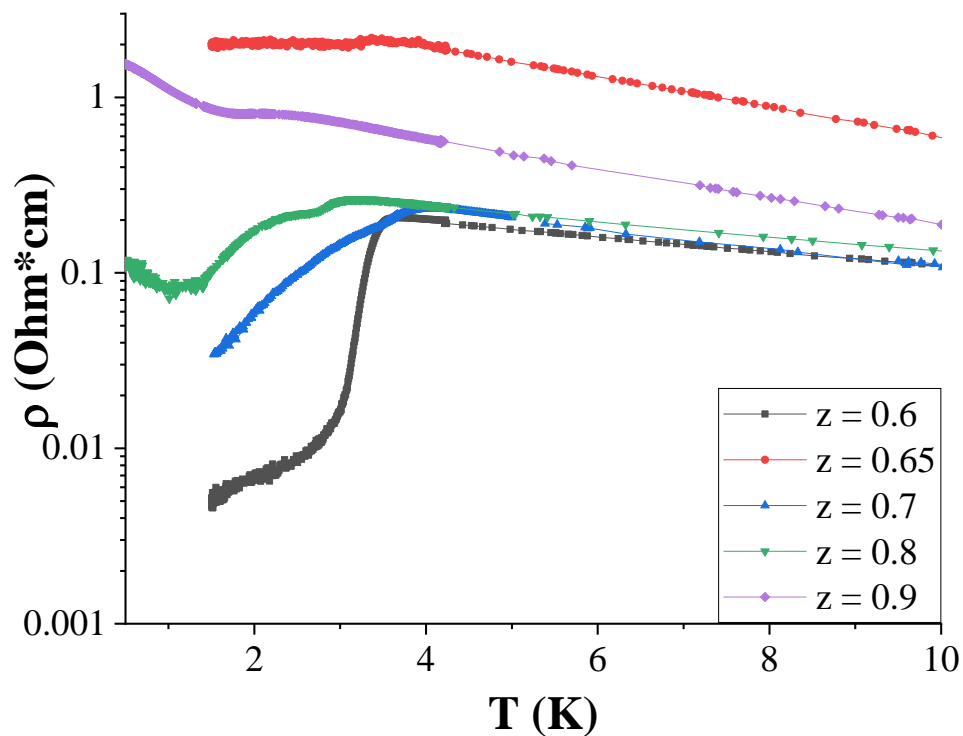
II) Полоса  $E_{In}$  постепенно выходит из  $\Sigma$ -экстремума, поскольку ее энергетическое положение существенно сильнее меняется с ростом  $z$  в твердом растворе [10], чем у  $\Sigma$ -зоны тяжелых дырок.

Можно предположить, что при относительно малом содержании In в твердом растворе  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.95}In_{0.05}Te$  эффект I приводит к тому, что в зависимости  $T_c(z)$  в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.95}In_{0.05}Te$  (рис. 7, а) наблюдается максимум при расположении  $E_F$  в максимуме плотности примесных состояний (или вблизи центра полосы примесных индиевых состояний). Соответственно, большее влияние на степень заполнения полосы оказывает перераспределение носителей зона – полоса квазилокальных состояний In - зона. Аналогичные зависимости  $T_c(z)$  наблюдались в  $Sn_{1-x}In_xTe$  и  $(Pb_{0.2}Sn_{0.8})_{0.95}In_{0.05}Te$  при легировании дополнительной акцепторной примесью, что позволяло изменять положение  $E_F$  в примесной полосе [11]. В рассматриваемом нами твердом растворе  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  содержание In и, соответственно, число состояний в примесной полосе  $E_{In}$  относительно велико. Перераспределение носителей зона - примесь не

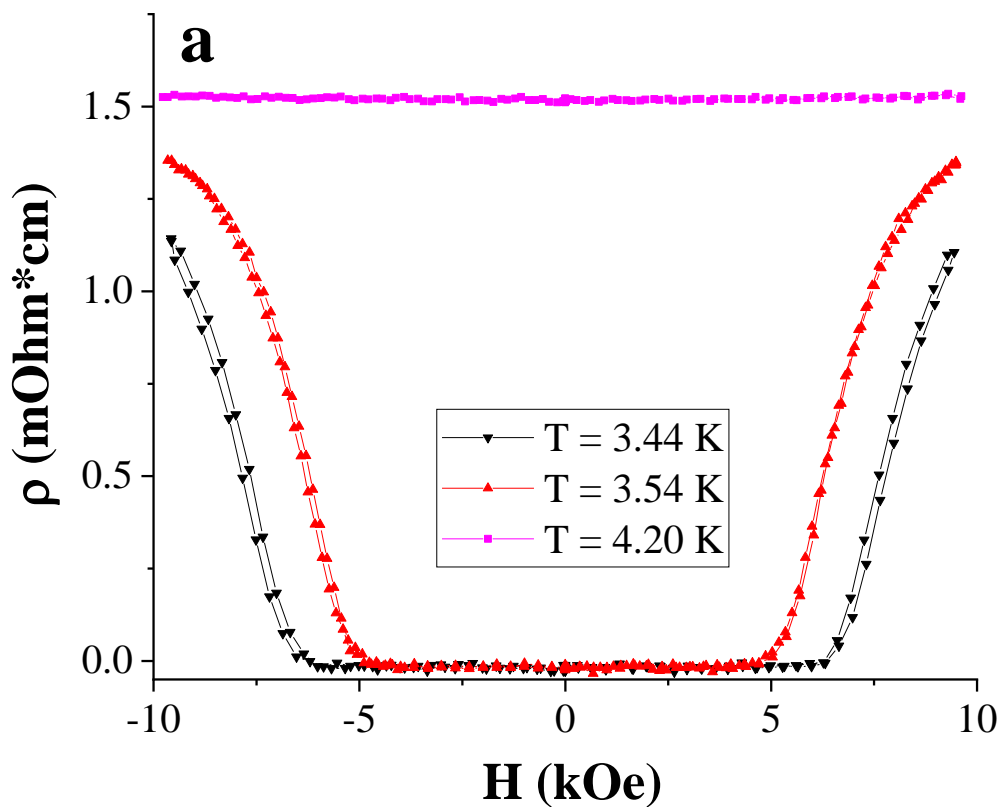
позволяет добиться полного заполнения  $E_{In}$  и, соответственно, уменьшения  $T_c$  в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  при  $z \leq 0.5$ . Основным (во влиянии на зависимость  $T_c(z)$ ) становится эффект II. При постепенном выходе примесной полосы из  $\Sigma$ -экстремума, по-видимому, возникает барьер  $E_a$  между примесными и зонными состояниями, что приводит к подавлению СП в твердых растворах  $z \geq 0.6$ , в которых величина барьера больше величины СП щели.

Таким образом, смещение полосы  $E_{In}$  из валентной зоны  $Sn_{1-x}In_xTe$  ( $T_c < 2.5$  К [10]) к зоне проводимости  $Pb_{1-x}In_xTe$  ( $T_c < 0.4$  К) с ростом  $z \geq 0.6$  в твердом растворе  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  сопровождается исчезновением перехода в СП состояние вплоть до  $T > 1.4$  К. По мере выхода  $E_{In}$  из  $\Sigma$ -экстремума валентной зоны резонансное рассеяние должно ослабляться, примесная полоса сужается. Энергия активации носителей в примесную полосу квазилокальных состояний индия в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  достигает максимума, когда  $E_{In}$  находится в области запрещенной зоны соединения (образец  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$ ,  $z \sim 0.8$ ). При дальнейшем увеличении  $z$  она определяется влиянием зоны проводимости материала.

Отметим, что в отличие от образцов твердого раствора с содержанием свинца  $z = 0.1 - 0.5$ , в которых на зависимости  $\rho(T)$  и  $\rho(H)$  наблюдается типичный переход в СП состояние (рис. 5), в образцах с  $z \geq 0.6$  в области  $T < 4$  К наблюдается частичное падение сопротивления с понижением  $T$  (рис. 8).



**Рис. 8.** Температурная зависимость удельного сопротивления в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с концентрацией свинца  $z = 0.6 - 0.9$  в области температур  $0.5 \text{ K} < T < 10 \text{ K}$ .



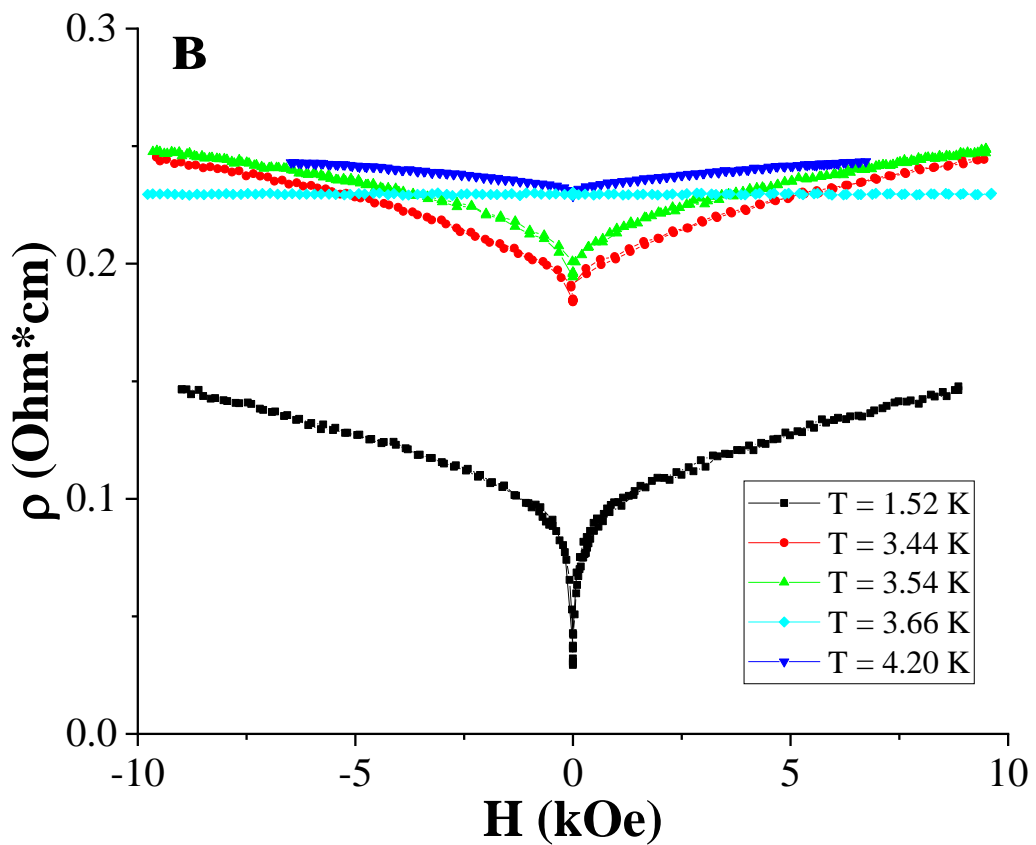
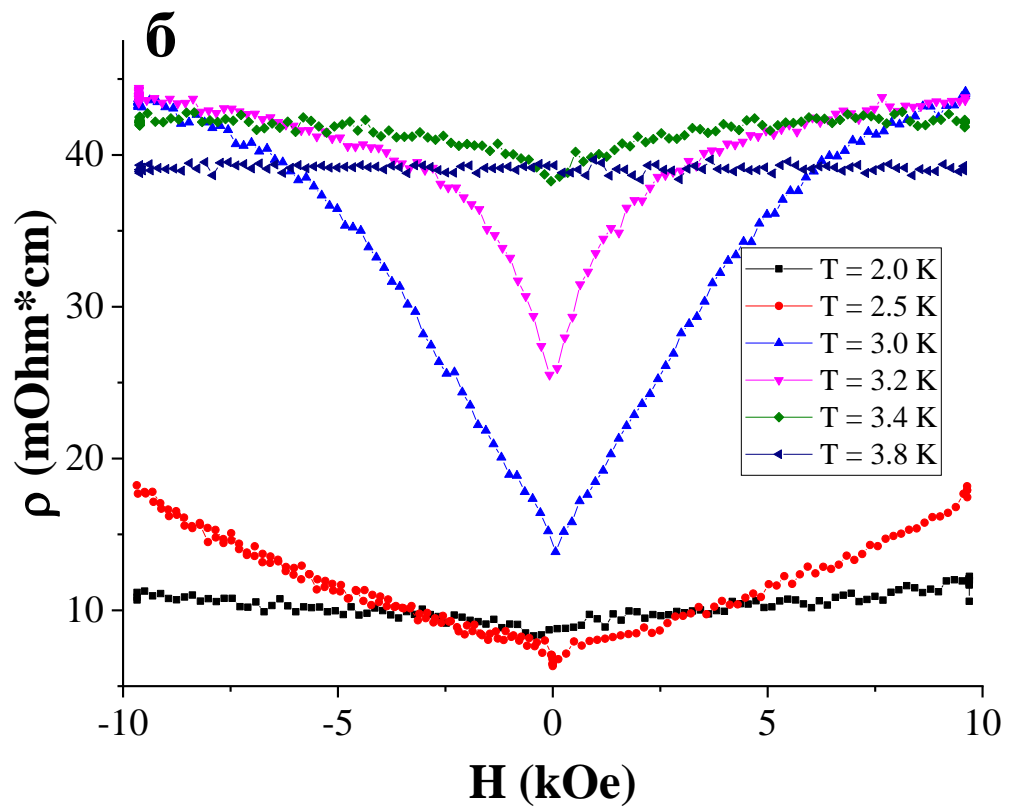


Рис. 9а, б, в. Магнитополевые зависимости сопротивления в  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  с концентрацией свинца  $z = 0.5$  (а),  $0.6$  (б),  $0.7$  (в) при  $T = 1.5$  К –  $4.2$  К.



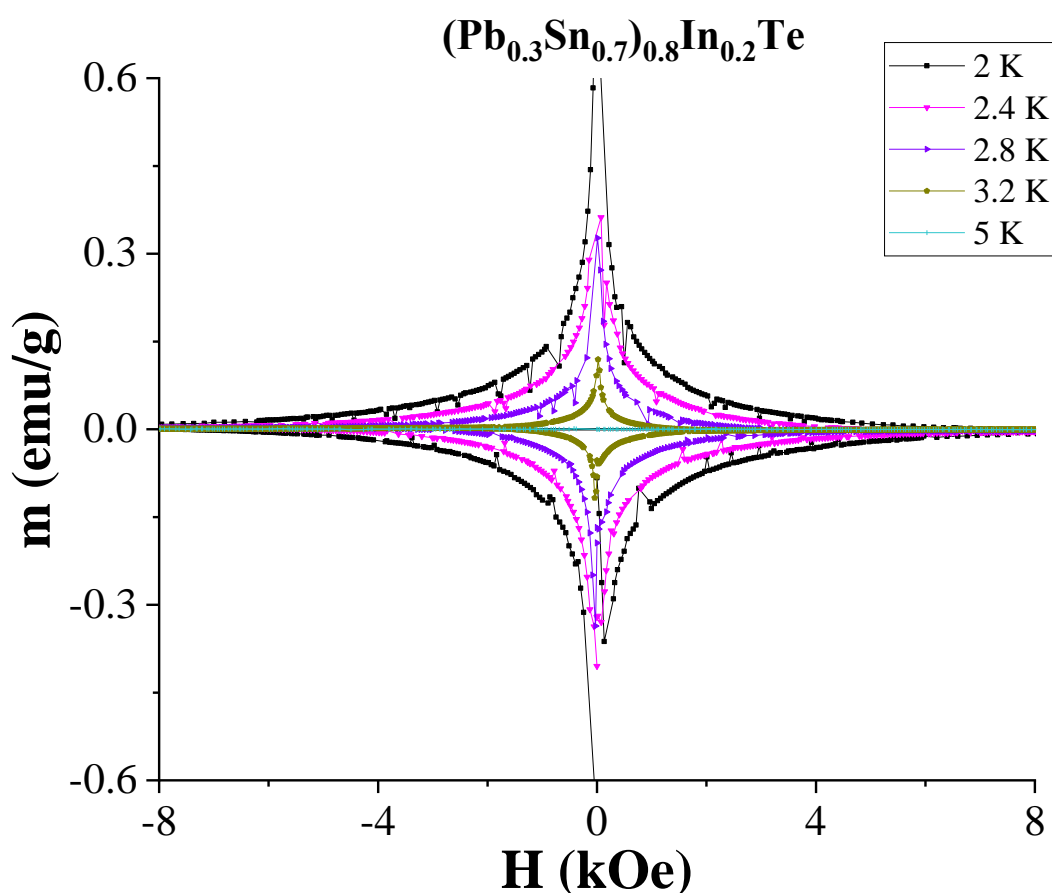
На рис. 9 приведены зависимости магнитосопротивления при различных  $T < 4.2$  К в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с содержанием свинца  $z = 0.5, 0.6$  и  $0.7$ . Характер резкого падения  $\rho(T)$  с понижением температуры вплоть до  $\rho \sim 0$  Ом\*см в твердом растворе с содержанием свинца  $z = 0.5$  (рис. 2б), как и восстановление сопротивления до нормального значения в магнитном поле больше критического  $H_{c2}$  при данной температуре (рис. 9, а) подтверждают переход этого соединения в СП состояние при  $T = 4.1$  К. В отличие от поведения  $\rho(T)$  в  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , падение сопротивления с понижением температуры  $T < 4.2$  К в образцах с  $z = 0.6$  и  $0.7$  сильно растянуто по температуре и при  $T = 1.5$  К наблюдается остаточное сопротивление  $\rho > 0.1\rho_N$  (рис. 8). Зависимости  $\rho(H)$  (рис. 9, б, в) для этих образцов имеют вид, характерный для структур с проводимостью по поверхностным состояниям: увеличение  $\rho$  с ростом магнитного поля под влиянием слабой антилокализации [15, 16]. Можно предположить, что вид зависимости  $\rho(T)$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ ,  $z = 0.6, 0.7$  при  $T < 4.2$  К определяется в том числе и проводимостью по поверхностным состояниям, как это наблюдалось в соединении  $\text{SmB}_6$  [19].

В ранее изученных поликристаллических образцах твердых растворов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$  (с меньшим содержанием индия  $x = 0.16$ ) при содержании свинца  $z \geq 0.6$  также наблюдалось некоторое уменьшение сопротивления твердых растворов при понижении температуры  $T < 4.2$  К; эффект связывался с обогащением индием границ кристаллитов [20]. В любом случае, можно обоснованно предположить, что в образцах с  $z \geq 0.6$  объемная сверхпроводимость отсутствует, в отличие от образца  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .

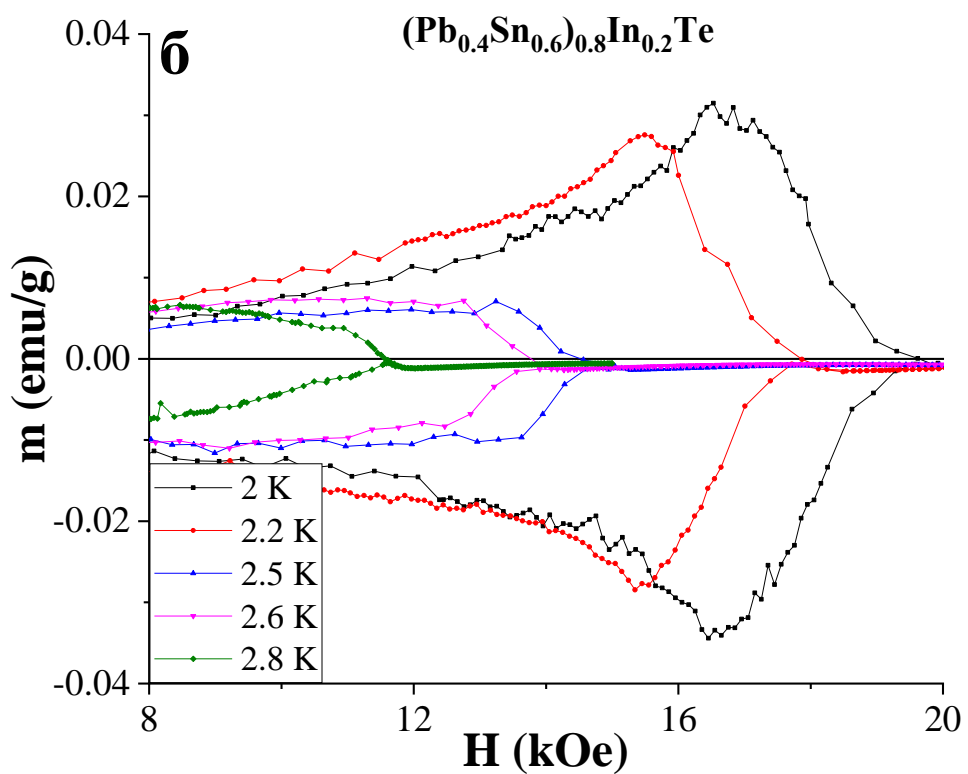
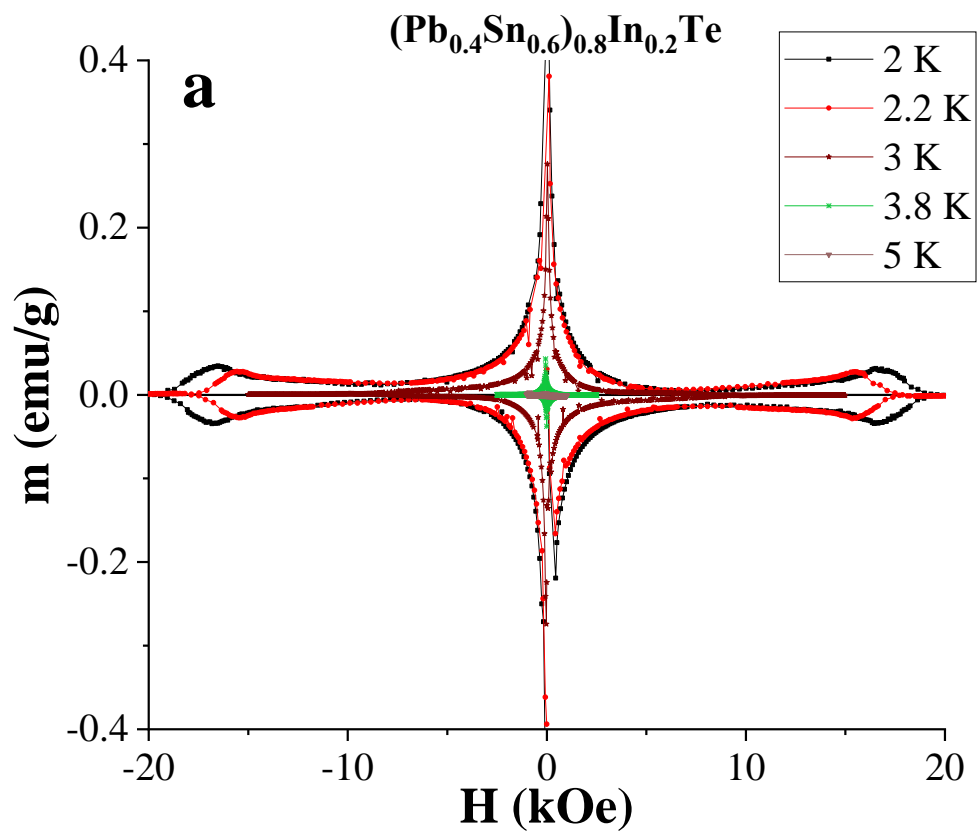
### **Пик-эффект на магнитополевых зависимостях намагниченности $m(H)$ $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$**

В данной части работы будут приведены результаты исследования магнитополевых зависимостей намагниченности  $m(H)$  образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , находящихся в СП области составов твердого раствора.

На рис. 10 на зависимости магнитного момента от магнитного поля  $m(H)$  наблюдается переход из нормального состояния в СП в образце  $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . В нормальном состоянии ( $T = 5 \text{ K}$ ) зависимость  $m(H)$  носит слабый диамагнитный характер. В СП состоянии ( $T = 2 \text{ K}, 2.4 \text{ K}, 2.8 \text{ K}, 3 \text{ K}$ ) при  $H > H_{c1}$  наблюдается зависимость  $m(H)$  с гистерезисом, характерная для СП второго рода с сильным пиннингом и связанная с проникновением и захватом магнитного потока в объеме СП. Площадь петли гистерезиса растет с понижением температуры, как и критическое поле  $H_{c2}$ .



**Рис. 10.** Магнитополевая зависимость намагниченности  $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при различных температурах  $T = 2 - 5 \text{ K}$ .



**Рис. 11а, б.** Магнитополевая зависимость намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при различных температурах  $T = 2 - 5$  К (а), Пик-эффект на магнитополевой зависимости намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при различных температурах  $T = 2 - 2.8$  К.

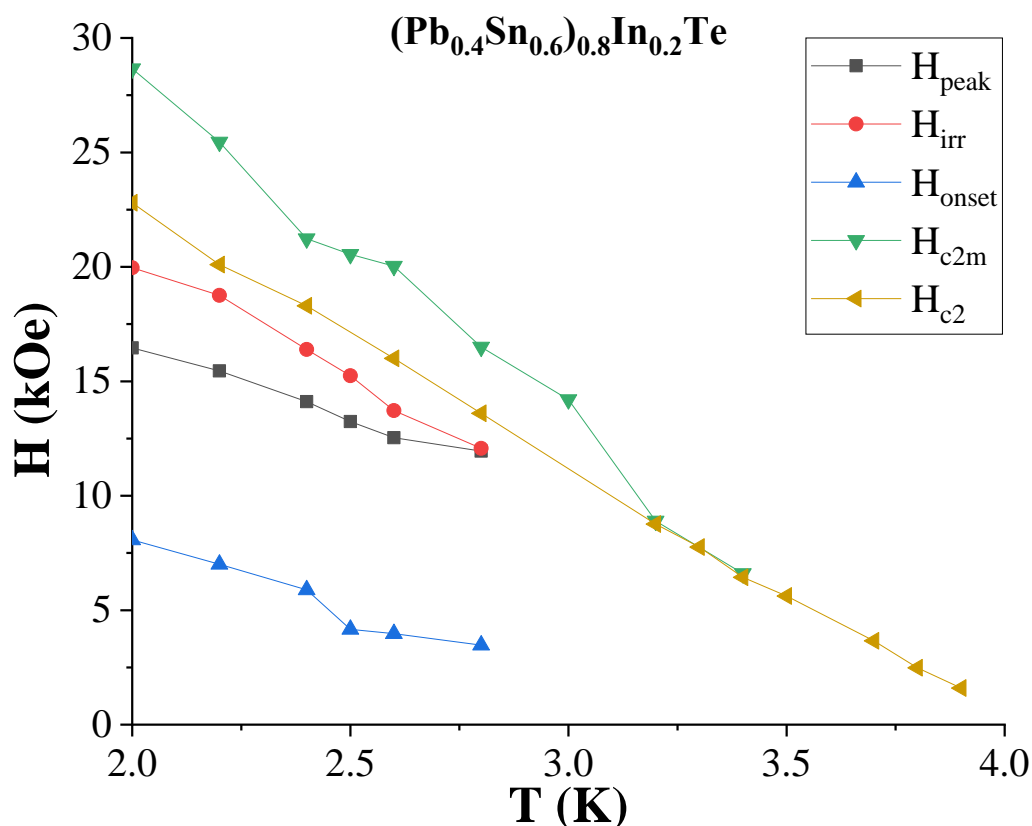
Было обнаружено, что увеличение содержания свинца в растворе  $z = 0.4, 0.5$  приводит к тому, что помимо гистерезиса при  $H \sim 0$  кЭ, на прямом и обратном ходу развертки магнитного поля, зависимости  $m(H)$  характеризуются дополнительным экстремумом при приближении ко второму критическому магнитному полю  $H_{c2}$  - пик-эффект. Зависимости  $m(H)$ , характерные для образцов с пик-эффектом, представлены на рисунке 11 на примере образца  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$ .

Аналогично образцу  $(Pb_{0.3}Sn_{0.7})_{0.8}In_{0.2}Te$ , при переходе через  $T_c$  в образце  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$  наблюдается гистерезис, связанный с захватом магнитного потока образцом (рис. 11а). Понижение температуры (рис. 11б) приводит к появлению более сложной петли гистерезиса  $m(H)$ , связанной с появлением второго максимума сигнала  $|m|(H)$  в магнитных полях  $H \sim 12 - 20$  кЭ при  $T \leq 3$  К, достигающего 6% ( $T = 2$  К) от амплитуды петли гистерезиса при  $H \sim 0$  Э. Явление, по-видимому, связано с установлением особого СП состояния в решетке вихрей потока вблизи  $H_{c2}$ , и по аналогии с другими материалами [21 - 23] рассматривается как пик-эффект в СП твердом растворе  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$ . Отметим, что, например, для образцов состава  $Sn_{0.62}In_{0.38}Te$  наблюдались схожие зависимости  $m(H)$  с гистерезисом, аналогичным гистерезису, наблюдавшемуся на наших зависимостях при  $H \sim 0$  Э, но пик-эффекта не было обнаружено вплоть до  $T = 1.4$  К. [24]

Рассмотрим характерные особенности составов, в которых был обнаружен пик-эффект, на примере образца  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$ . При увеличении температуры от  $T = 2$  К до  $T = 2.6$  К качественный вид зависимости  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$   $m(H)$  сохраняется, при этом площадь петли гистерезиса уменьшается и максимумы пик-эффекта на прямой и обратной ветвях смещаются в область меньших магнитных полей.

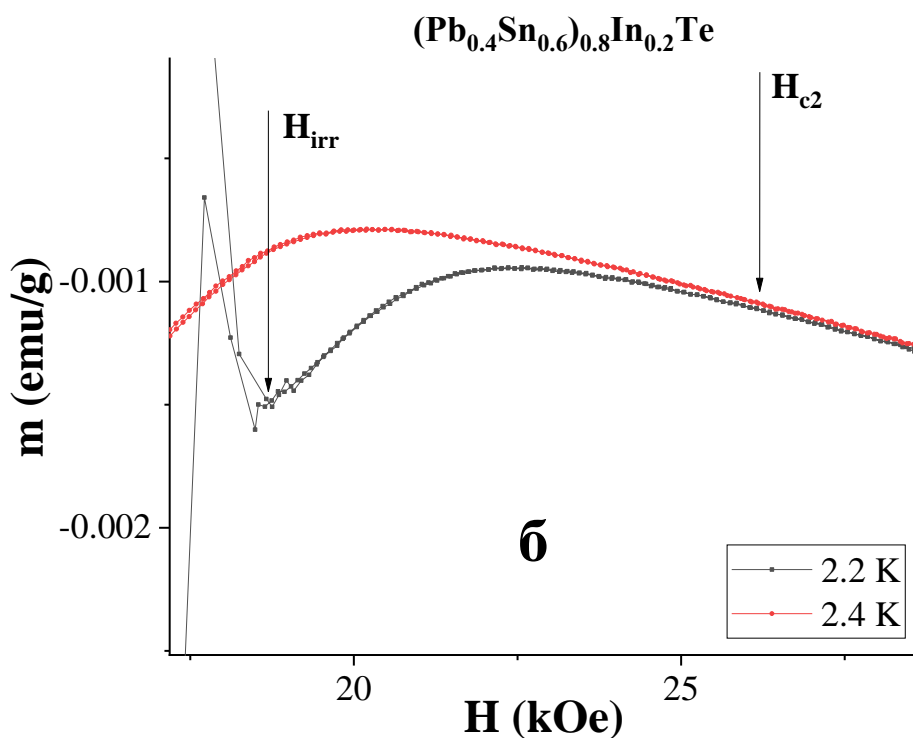
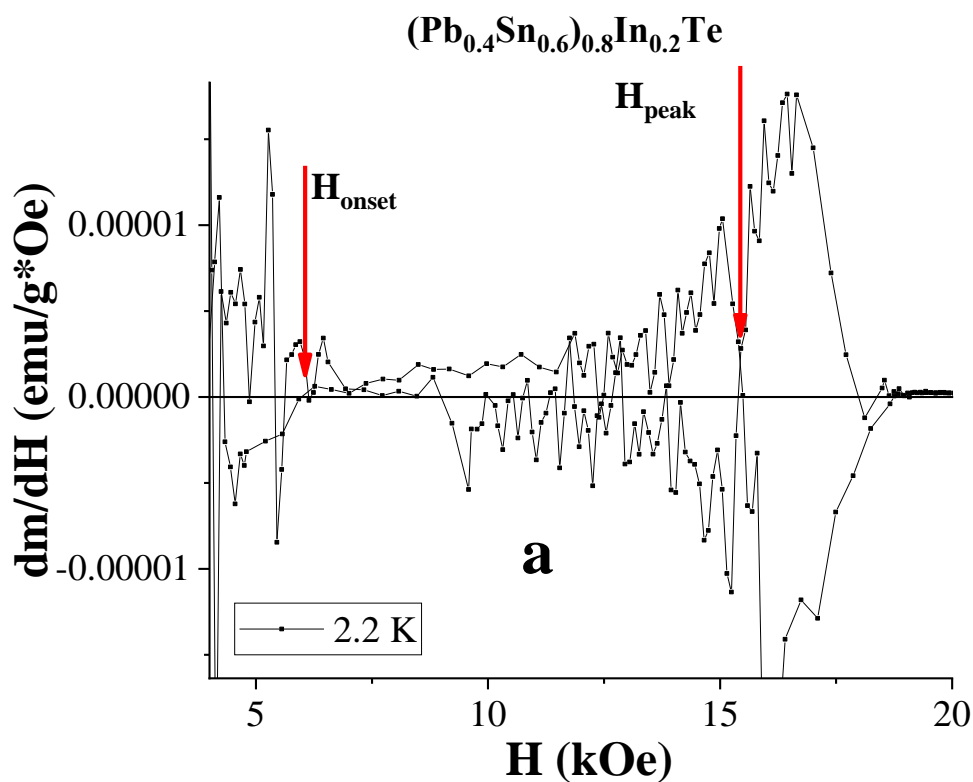
Из полученных в ходе выполнения данной работы из электрических  $\rho(T, H)$  и магнитных  $m(H, T)$  зависимостей, были получены следующие характеристики образца: критическое магнитное поле  $H_{c2}$ , полученное из

электрических измерений, критическое магнитное поле  $H_{c2m}$ , полученное из измерений намагниченности, поле необратимости  $H_{irr}$ , поле максимума пик-эффекта  $H_{peak}$  и поле начала пик-эффекта  $H_{onset}$ .



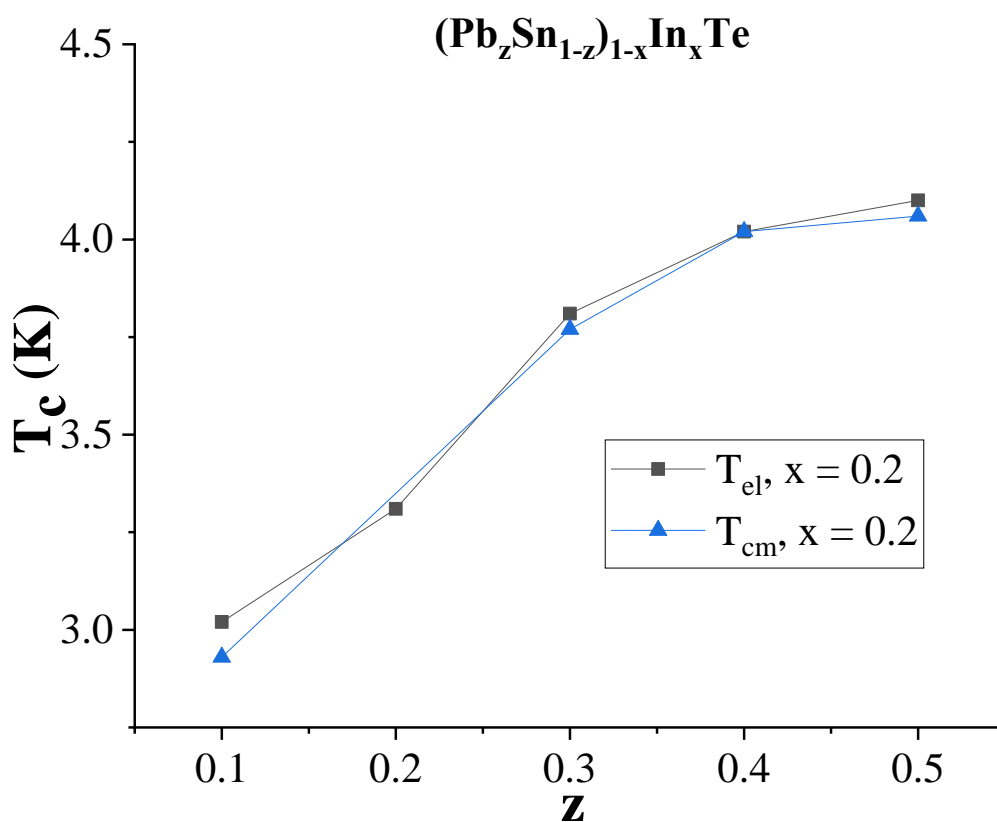
**Рис. 12.** Критическое магнитное поле  $H_{c2}$ , полученное из электрических измерений, критическое магнитное поле  $H_{c2m}$ , полученное из магнитных измерений, поле необратимости  $H_{irr}$ , поле максимума пик-эффекта  $H_{peak}$  и поле начала пик-эффекта  $H_{onset}$  в образце  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$  в зависимости от температуры.

Критические параметры СП перехода определены в соответствии с методикой, описанной в [17], а именно: значения  $H_{peak}$  и  $H_{onset}$  соответствуют нулям производной  $dm(H)/dH$  (рис. 13а), поле необратимости  $H_{irr}$ , определяется по появлению гистерезиса на обратной ветви  $m(H)$  (рис. 13б); поле  $H_{c2}$  определяется как поле, при котором зависимость  $m(H)$  совпадает с зависимостью для нормального состояния (рис. 13б).



**Рис. 13а, б.** Производная зависимости  $m(H)$  по полю при температуре 2 К для образца  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Стрелками отмечены значения  $H_{\text{peak}}$  и  $H_{\text{onset}}$  при  $T = 2.2$  К(а); зависимости  $m(H)$  при температурах 2.2 К и 2.4 К вблизи  $H_{c2}$  для образца  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Стрелками отмечены значения  $H_{c2}$  и  $H_{\text{irr}}$  при  $T = 2.2$  К (б).

Следует отметить, что значения критических параметров СП перехода  $T_c$  и  $H_{c2}$ , определенные из электрических и магнитных измерений, могут отличаться по величине. Это различие связано разными способами их определения: из зависимостей  $\rho(T, H)$  они определяются на уровне  $\rho = 0.5\rho_N$  ( $\rho_N$  – сопротивление в нормальном состоянии), а из зависимостей  $m(T)$  величина  $T_c$  из-за своей зависимости от магнитного поля определяется либо в очень слабом поле (в мейснеровской фазе), либо из данных  $H_{c2m}(T)$ , соответствующих полному вхождению магнитного поля в образец при температурах вблизи  $T_c$ . Также метод измерений отражается на величине второго критического магнитного поля. Так, в  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$   $H_{c2}(3.4\text{ К}) = 6.5\text{ кЭ}$ , в то время как  $H_{c2m}(3.4\text{ К}) = 6.6\text{ кЭ}$ . Однако, как видно из рис. 12 и рис. 14, значения критических параметров СП перехода  $T_c$  и  $H_{c2}$ , полученные из электрических и магнитных измерений совпадают с хорошей точностью.



**Рис. 14.** Зависимость критической температуры СП перехода  $T_c$  для соединений  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  от содержания свинца  $z$  в твердом растворе.

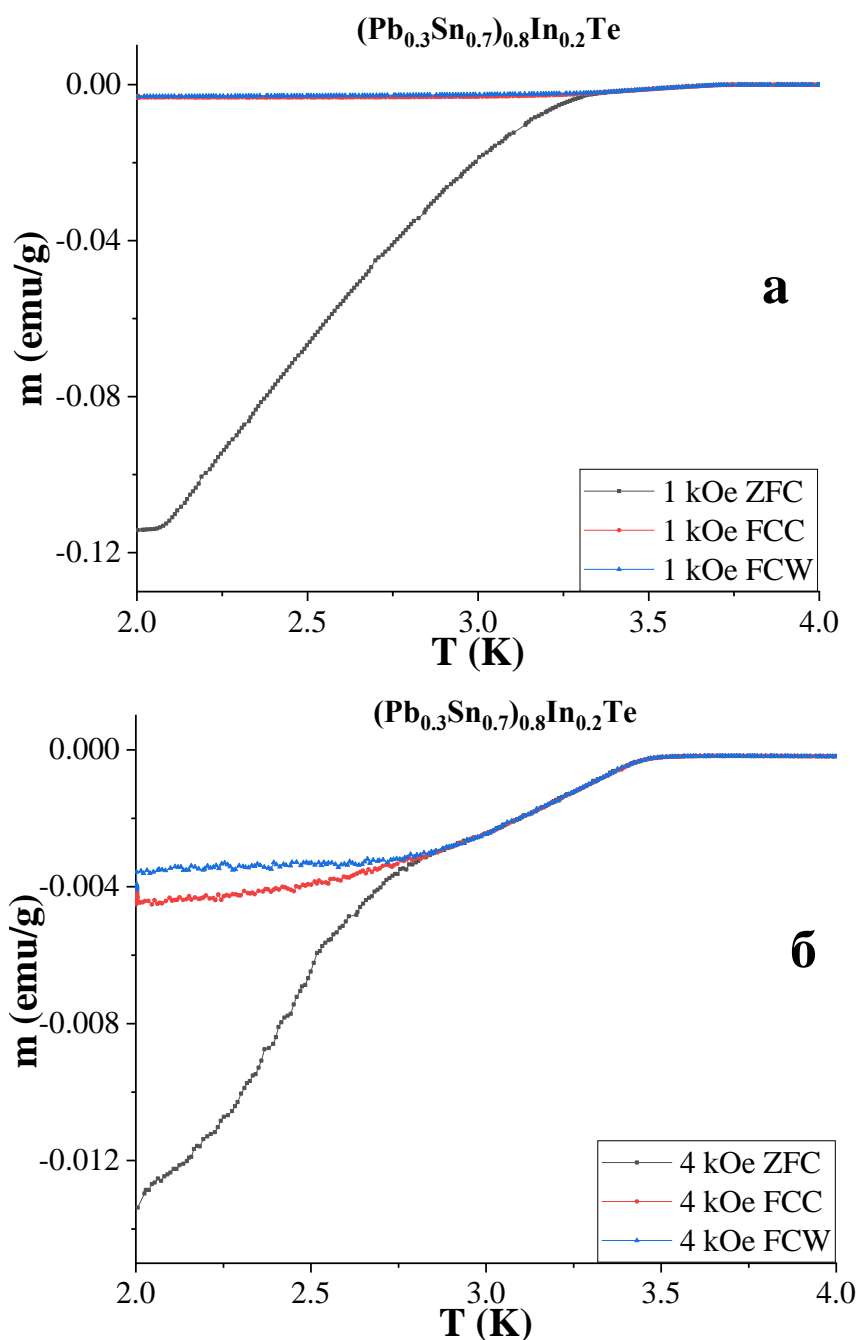
Пик-эффект, обнаруженный нами в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , ранее наблюдался в различных СП материалах, к примеру, в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  [21],  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [22],  $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$  [23] и ряде других. Интерес к пик-эффекту вызван соответствующим возрастанием критического тока в области, близкой ко второму критическому полю  $H_{c2}$ . Предполагается, что при приближении к  $H_{c2}$  в определенный момент отсутствуют квантованные вихри (происходит их перекрытие), что приводит к уменьшению параметра взаимодействия вихрей с дефектами и наблюдается так называемое “смягчение” вихревой решетки. Данное предположение исследовано в работе [25], в которой на облученных (для возникновения дополнительных центров пиннинга) и необлученных нейтронами образцах  $\text{NbSe}_2$ , из оценки связей между соседними вихрями, количеством их ближайших соседей в вихревой решетке и плотностью дефектов, сопоставленными с данными о макроскопической плотности критического тока образцов, было установлено, что в области второго пика на зависимости  $m(H)$  наблюдается сильно разупорядоченная вихревая решетка, а в областях, где макроскопический ток обращается в нуль, решетка оказывается хорошо упорядоченной в облученном образце и близкой к идеально упорядоченной в необлученном образце. Можно предположить, что исследуемые поликристаллические образцы  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  обладают большим количеством дефектов, и пик-эффект в материале реализуется при подстройке вихревой решетки к центрам пиннинга вблизи второго критического магнитного поля  $H_{c2}$ , что приводит к увеличению силы пиннинга и возрастанию критического тока в образце.

### **Парамагнитный отклик на температурных зависимостях намагниченности $m(T)$ $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$**

Также в работе были проведены исследования зависимостей намагниченности от температуры  $m(T)$ , полученных при различных условиях измерения: в режимах охлаждения в нулевом магнитном поле



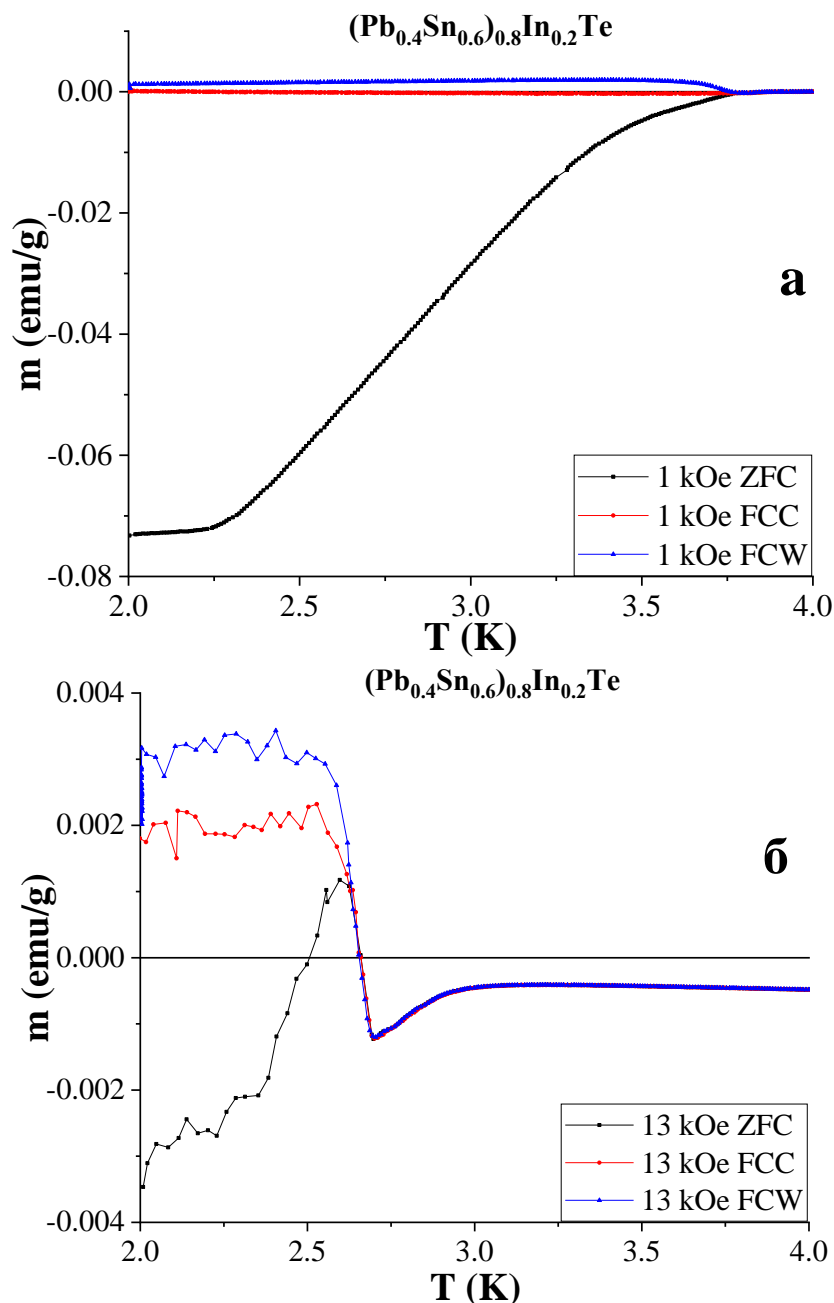
(ZFC), охлаждения во внешнем магнитном поле (FCC), нагрева во внешнем магнитном поле (FCW) в сверхпроводящих полупроводниковых твердых растворах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .



**Рис. 15а, б.** Температурная зависимость намагниченности  $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  полученная при различных режимах измерения – ZFC, FCC, FCW при магнитном поле  $H = 1$  кЭ (а);  $H = 4$  кЭ (б).

На рис. 15 представлен характерный вид зависимостей  $m(T)$ , полученных в режимах ZFC, FCC, FCW при различных магнитных полях

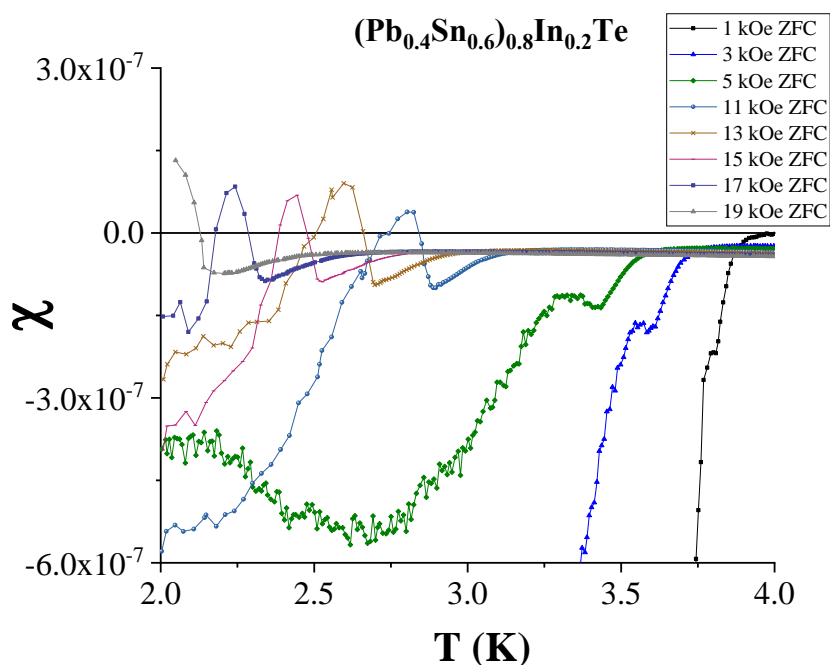
$H = 1$  кЭ,  $H = 4$  кЭ на примере образца  $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Для твердых растворов, находящихся в СП области составов, на зависимостях  $m(T)$  в режиме ZFC наблюдалось характерное для сверхпроводников II рода уменьшение диамагнитного отклика образца с ростом магнитного поля (рис 15, а, б).



**Рис. 16а, б.** Температурная зависимость намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  полученная при различных режимах измерения – ZFC, FCC, FCW при магнитном поле  $H = 1$  кЭ (а);  $H = 13$  кЭ (б).

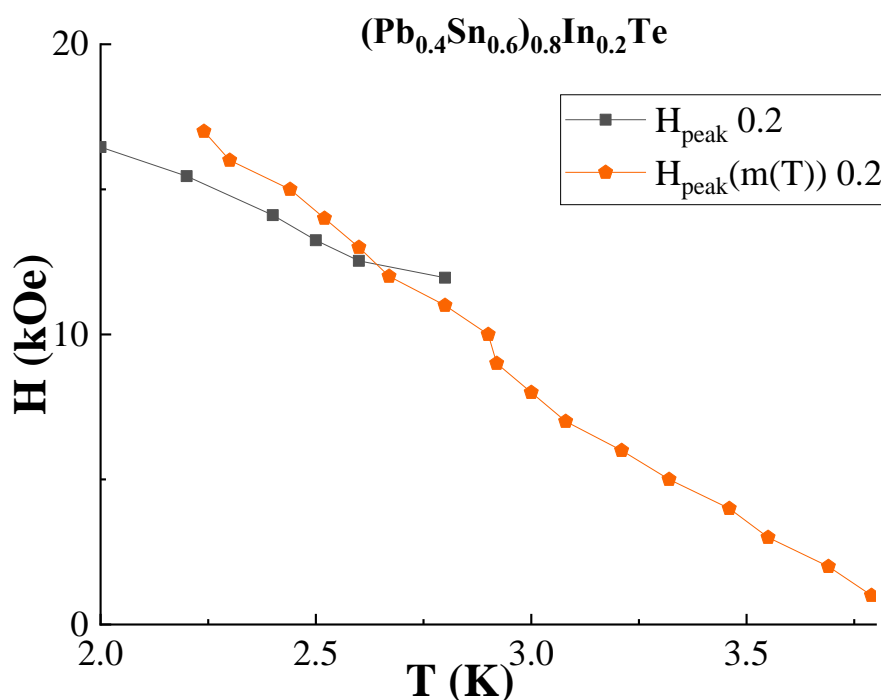
В образце  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , характеризующемся близкой к максимальной в серии критической температурой СП перехода  $T_c = 4$  К, на зависимостях  $m(T)$  в режимах измерения FCC и FCW при некоторых значениях магнитного поля  $H$  наблюдается уменьшение диамагнитного отклика образца при понижении температуры с переходом в парамагнитную область – парамагнитный эффект Мейснера (ПЭМ) (рис 166).

Рассмотрим зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T) = m(T)/H$ , полученные в режиме ZFC (рис. 17) для образца  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ . Уменьшение диамагнитного отклика материала с увеличением приложенного внешнего магнитного поля  $H$  приводит к переходу в парамагнитную область в образце  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при  $H > 7$  кЭ. При понижении температуры на зависимости  $\chi(T)$  наблюдается максимум вблизи  $H_{c2}$  в полях  $H \geq 1$  кЭ, амплитуда максимума зависимости  $\chi(T)$  возрастает с увеличением магнитного поля  $H$  и переходит в парамагнитную область при  $H > 7$  кЭ и  $T < 2.8$  К.



**Рис. 17.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  полученная в режиме ZFC при различных магнитных полях  $H = 12 - 18$  кЭ.

Парамагнитный эффект Мейснера в керамических сверхпроводниках интерпретируется в рамках различных моделей, таких как спонтанные сверхтоки за счет вихревых флуктуаций в сочетании с пиннингом [26], орбитальное стекло [27], наличие так называемых  $\pi$  - контактов [28 - 33] и Джозефсоновских контактов [34, 35]. Однако, обнаружение ПЭМ в таких материалах, как Nb [36, 37] и Al [38] привело к появлению механизма, основанного на захвате вихря внутрь сверхпроводящего образца и последующем его сжатии при понижении температуры [39 - 41]. Захват вихря может быть вызван неоднородностями [39, 40], но также может быть неотъемлемым свойством любого сверхпроводника конечного размера из-за границы образца [41]. Таким образом, единой теории, объясняющей возникновение ПЭМ в низко- и высокотемпературных сверхпроводниках, нет [42].



**Рис. 18.** Параметры пик-эффекта ( $H_{\text{peak}}$  – поле максимума пик-эффекта) и парамагнитного отклика ( $H_{\text{peak}}(m(T))$  – поле максимума парамагнитного отклика) в образце  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  в зависимости от температуры.

Как видно из рис. 18, парамагнитный отклик в образце  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  наиболее ярко выражен в области температур и

магнитных полей, где в зависимостях  $m(H)$  был обнаружен дополнительный максимум в полях вблизи  $H_{c2}$  - пик-эффект. Это дает основание предполагать, что данные эффекты могут иметь одинаковую природу их возникновения, связанную со сложным взаимодействием центров пиннинга с вихревой решеткой.

## Заключение

В работе было установлено, что в полупроводниковом твердом растворе  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при понижении температуры в области составов  $0.1 \leq z \leq 0.4$  наблюдается металлический ход сопротивления и переход в СП состояние в гелиевой области температур  $T < 4.2$  К. В  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  слабый экспоненциальный рост сопротивления при уменьшении  $T$  сменяется СП переходом при  $T_c = 4.1$  К. Увеличение содержания свинца в твердом растворе  $z < 0.9$  приводит к увеличению энергии активации  $E_a$ , определенной из температурной зависимости сопротивления материала в соответствии с выражением  $\rho = \rho_0 \exp(E_a/kT)$  в интервале температур  $50 \text{ К} < T < 110 \text{ К}$  от величины  $E_a = 0.7$  мэВ ( $z = 0.5$ ) до  $E_a = 10$  мэВ ( $z = 0.8$ ).

Переход от наблюдения СП состояния  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  к активационной зависимости сопротивления при понижении температуры связан со смещением примесной полосы  $E_{\text{in}}$  на фоне сплошного зонного спектра соединения, что приводит к выходу пика плотности состояний примесной полосы индия из разрешенных состояний валентной  $\Sigma$ -зоны тяжелых дырок и последующему смещению ее в запрещенную зону и, возможно, зону проводимости твердого раствора. Показано, что уменьшение сопротивления в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z \geq 0.6$  при понижении  $T < 4$  К может быть связано с шунтированием зонной проводимости проводимостью по поверхностным состояниям.

Также в работе были изучены низкотемпературные магнитные свойства  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  в СП области составов в диапазоне температур  $T > 2$  К в магнитных полях  $H \leq 50$  кЭ. На магнитолевых зависимостях намагниченности при  $T < T_c$  наблюдается гистерезис, связанный с захватом магнитного потока поликристаллическим образцом при температурах ниже критической  $T < T_c$ . В образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z = 0.1, 0.4, 0.5$  было обнаружено, что в магнитных полях, близких к критическим  $H_{c2}$ , при понижении температуры  $T < 3$  К на зависимостях

$m(H)$  наблюдается дополнительный экстремум, интерпретируемый нами как пик-эффект. Его амплитуда в образце  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$ , достигает величины  $A_{\text{peak}} \sim 6\%$  в магнитном поле  $H = 16.5$  кЭ от максимальной величины мейснеровского отклика при  $H \sim 0$  Э.

На температурных зависимостях намагниченности  $m(T)$  для образцов  $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$  с содержанием свинца  $z \leq 0.5$ , находящихся в СП состоянии, наблюдался характерный для сверхпроводников II рода диамагнитный отклик образца, уменьшающийся с ростом магнитного поля. Однако, в образце  $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$  на зависимостях  $m(T)$  наблюдался экстремум, при увеличении магнитного поля  $H > 7$  кЭ переходящий в парамагнитную область. Данный эффект проявляется при различных режимах измерений – ZFC, FCC, FCW и наблюдается в диапазоне полей и температур, в которых был обнаружен пик-эффект. Это дает основание предполагать, что данные эффекты могут иметь одинаковую природу их возникновения, связанную со сложным взаимодействием центров пиннинга с вихревой решеткой.

## Список литературы

1. Н. Х. Абрикосов, Л. П. Шелимова. Полупроводниковые материалы на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$ . Наука, М. (1975)
2. В. И. Кайданов, Ю. И. Равич. УФН **145**, 51 (1985)
3. В. А. Volkov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, УФН **172**, 875 (2002)
4. Yu. I. Ravich and S. A. Nemov, ФТП **36**, 3 (2002)
5. I.A. Drabkin and B. Ya. Mojes, ФТП **15**, 625 (1981)
6. В. А. Akimov, N. В. Brandt et al. Письма в ЖЭТФ **6**, 1269 (1980)
7. К. I. Geyman, I. A. Drabkin, E. A. Mojaev et al., ФТП **11**, 846 (1977)
8. В. А. Akimov et al., Письма в ЖЭТФ **29**, 11 (1979)
9. О. Е. Kvyatkovsky, Phys. Stat. Sol **32** 2862 (1990)
10. Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур, С. А. Немов, ФТТ, **43**, 10 (2001)
11. G. S Bushmarina, et al., Phys. Stat. Sol **28** 1094. (1986)
12. А. В. Березин, С. А. Немов, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур, ФТТ, **35**, 1 (1993)
13. J. P. Heremans, B. Wiendlochaac and A. M. Chamoirea, Energy Environ. Sci., **5**, 5510 (2012)
14. Шамшур Д. В., Парфеньев Р. В., Черняев А. В., Немов С. А., ФТТ, **52**, 9 (2010)
15. R. Zhong, et al., Phys. Rev. B, **91**, 195321 (2015)
16. R. Zhong, et al., Crystals **7**, 55 (2017)
17. Н. Ю. Михайлин и др., Low Temperature Physics, **45**, 2 (2019)
18. Г. О. Андрианов, и др., ЖЭТФ, **152**, 6(12) (2017)
19. S. Wolgast et al., Physical Review B **88**, 180405(r) (2013)
20. В. И. Козуб и др., Письма в ЖЭТФ, **84**, 1 (2006)
21. D. K. Jackson et al, Europhys. Lett., **52**, 2, (2000)
22. R. Lortz et al, Physical Review B **75**, (2007)
23. D. Miu et al, Supercond. Sci. Technol. **25** p.7 (2012)
24. M. Saghir et al, Phys.Rev. B **90**, 064508 (2014)
25. J. Hecher et al., Supercond. Sci. Technol. **27** 075004 (2014)



26. P. Svelindh et al., *Physica C*, **162–164**, 1365–1366 (1989)
27. F. V. Kusmartsev, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2268–2271 (1992)
28. D. I. Khomskii, *J. Low Temp. Phys.* **95**, 205–223 (1994)
29. W. Braunisch et al., *Phys. Rev. B* **48**, 4030–4042 (1993)
30. M. Sigrist, T. M. Rice, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 4283–4286 (1992)
31. M. Sigrist, T. M. Rice, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 503–513 (1995)
32. D.-X. Chen, A. Hernando, *Europhys. Lett.* **26**, 365–370 (1994)
33. D. Dominguez, E. A. Jagla, C. A. Balseiro, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2773–2776 (1994)
34. K. N. Shrivastava, *Solid State Commun.* **90**, 589–594 (1994)
35. K. N. Shrivastava, *Phys. Lett. A* **188**, 182–186 (1994)
36. D. J. Thompson, M. S. M. Minhaj, L. E. Wenger, J. T. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 529–532 (1995)
37. P. Kostic et al., *Phys. Rev. B* **53**, 791–801 (1996)
38. A. K. Geim et al., *Nature* **396**, 144–146 (1998)
39. A. E. Koshelev, A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **52**, 13559 (1995)
40. A. E. Khalil, *Phys. Rev. B* **55**, 6625–6630 (1997)
41. V. V. Moshchalkov, X. G. Qui, V. Bruyndoncz, *Phys. Rev. B* **55**, 11793–11801 (1997)
42. M. S. Li, *Physics Reports* **376**, 133 – 223 (2003)