

Пик-эффект в намагниченности сверхпроводящего соединения $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$

Н.Ю. Михайлин, Д.В. Шамшур, М.П. Волков, А.В. Черняев, Р.В. Парфеньев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
E-mail: mikhailin.nik@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 11 октября 2018 г., опубликована онлайн 20 декабря 2018 г.

В полупроводниковых сплавах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ с содержанием свинца $z = 0,3; 0,4$, соответствующим максимальным параметрам сверхпроводящего перехода, изучены магнитополевые зависимости намагниченности $m(H)$ в диапазоне температур $T = 2\text{--}300$ К и магнитных полей $H \leq 30$ кЭ. Для образца $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ критическая температура $T_c \approx 3,8$ К и критическое магнитное поле $H_{c2} = 22$ кЭ ($T = 2$ К). При $T < T_c$ на гистерезисной зависимости $m(H)$ в полях вблизи H_{c2} наблюдается второй максимум — пик-эффект, величина которого при $T = 2$ К в образце с $z = 0,4$ достигает $\sim 15\%$ от величины первого максимума, связанного с переходом от мейснеровского состояния к смешанному. С увеличением температуры положение максимума пик-эффекта относительно H_{c2} практически не изменяется, его величина уменьшается, и при $T > 3$ К пик-эффект не наблюдается. На основании полученных данных обсуждается возможная природа пик-эффекта, обнаруженного в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$, $z = 0,3$ и $0,4$. Рассматриваются модели, основанные на анализе системы центров пиннинга в материале и динамики вихревой структуры при изменении внешних параметров.

Ключевые слова: сверхпроводимость, магнетизм.

Твердые растворы на основе теллуридов свинца и олова при введении в них индия характеризуются рядом необычных физических свойств, таких как долговременные релаксационные процессы при низкой температуре [1], стабилизация уровня Ферми зонных носителей в пределах уровня квазилокальных примесных состояний In, резонансное рассеяние зонных носителей заряда на уровне Ферми [2]. В $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ с $z < 0,7$ и $x > 0,025$ был обнаружен переход в сверхпроводящее (СП) состояние с высокой для полупроводниковых соединений критической температурой $T_c \leq 4,2$ К в максимуме колоколообразной зависимости от содержания свинца в твердом растворе [3] (рис. 1).

PbTe и SnTe образуют непрерывный ряд твердых растворов, ширина запрещенной зоны E_g соединений $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$ линейно меняется с составом от прямого зонного спектра в PbTe до обратного расположения термов (L_{6+}, L_{6-}) в SnTe ($z = 0$), проходя точку инверсии ($E_g = 0$) при $z = 0,65$. Валентная зона $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$ имеет сложную структуру: на фоне L-валентной зоны (L-BЗ) расположен дополнительный экстремум в Σ -точке зоны Бриллюэна (зона тяжелых дырок) с высокой плотностью состояний (Σ -BЗ). В соединениях $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с $z < 0,65$ при кон-

центрации индия N_{In} , превышающей концентрацию электрически активных собственных дефектов, уровень Ферми (E_F) фиксируется энергетическим положением

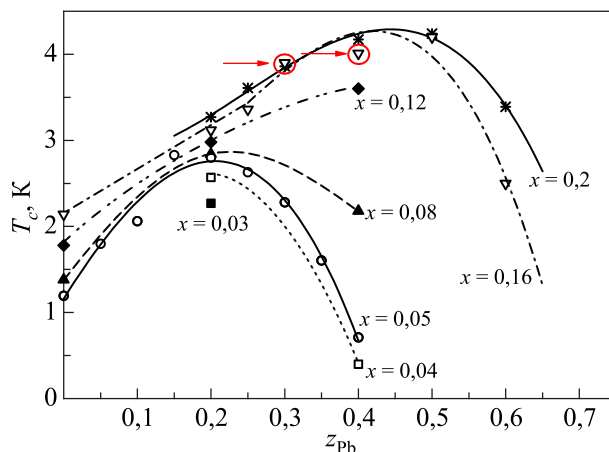


Рис. 1. Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в объемных поликристаллических образцах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ с различной концентрацией индия x (указано возле соответствующей зависимости) от концентрации свинца z в твердом растворе [3]. Стрелками отмечены материалы, изученные в настоящей работе.

уровня E_{In} на фоне сплошного спектра валентных зон L-B3 (и Σ -B3 при увеличении концентрации In). При вхождении E_{In} в Σ -B3 возникает резонансное рассеяние зонных дырок на квазилокальных состояниях In, приводящее к размытию уровня E_{In} в полосу примесных состояний и образованию гибридованных зонно-примесных состояний. Установлено, что при расположении E_F в пределах пика плотности состояний примесной полосы In наблюдается увеличение критических параметров СП перехода [3] на порядок по сравнению с соединениями $Pb_zSn_{1-z}Te$ и $SnTe$ без In [4]. Электрические свойства твердых растворов в широком диапазоне составов, в том числе в условиях гидростатического сжатия, изучены в работах [3,5–10]. Было показано, что при относительно высоком содержании Pb $z > 0,65$ и содержании In $x = 0,16$ реализуется диэлектрическое состояние [8], тогда как при $z < 0,65$ — сверхпроводящее состояние.

В последнее время системы $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ и $Sn_{1-x}In_xTe$ привлекают внимание в связи с возможной реализацией в них состояния топологического кристаллического изолятора [11–17]. В этих работах исследовались как поликристаллические образцы, так и монокристаллы $Sn_{1-x}In_xTe$ и $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$, в том числе с высоким содержанием индия $x \leq 0,5$. В работе [17] построена фазовая диаграмма $PbTe-SnTe-InTe$, на которой выделены СП и диэлектрическая области и показаны пределы растворимости In в $Sn_{1-x}In_xTe$ и $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ и подробно изучен переход СП-диэлектрик в широкой области составов. Объемный характер сверхпроводимости в твердых растворах подтверждается измерениями теплоемкости [12,13], в этих

работах наблюдался пик теплоемкости при температурах, близких к T_c , полученной как из электрических, так и магнитных измерений.

В табл. 1 приведены критические параметры сверхпроводящего перехода для образцов системы $Pb-Sn-In-Te$, полученные при измерениях как на монокристаллических, так и поликристаллических образцах в работах [3,5–10]. Наблюдается хорошее соответствие сверхпроводящих параметров для образцов близкого состава по свинцу и индию.

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию сверхпроводящих свойств системы $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$, о наблюдении пик-эффекта в $m(H)$ в этой системе ранее не сообщалось.

В настоящей работе изучались температурные и магнитопольные зависимости магнитного момента $m(T,H)$ в поликристаллах $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$. Образцы $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ с фиксированным содержанием In ($x = 0,16$) разного состава ($z = 0,3$ и $0,4$) изготавливались по металлокерамической технологии, подробно описанной в работе [8], с заключительным гомогенизирующим отжигом при $T = 660$ °C в течение 200 ч, позволяющим добиваться однородности по составу и уровню легирования. Характерный размер зерна в образцах составлял ≈ 100 мкм. Рентгеноспектральный микроанализ не обнаружил следов второй фазы в исследованных образцах. Измерения температурных и магнитопольных зависимостей намагниченности $m(T,H)$ изученных образцов $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ проводились на установке QD PPMS-14 с использованием вибрационного магнитометра в диапазоне температур от 300 до 2 К и в магнитных полях до 3 Тл.

Таблица 1. Электрическое сопротивление ρ_N (непосредственно перед СП переходом) и параметры СП перехода T_c и $H_{c2}(0)$ (критическое магнитное поле, экстраполированное к $T = 0$ К) в $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$, метод измерения (электрический $R(T)$ или магнитный $M(T)$), тип образцов — поликристаллические (P) или монокристаллические (M)

z (Pb)	x (In)	ρ_N , мОм·см	T_c , К	$H_{c2}(0)$, кЭ	Метод измерения	Образец	Литература
0	0,05		1,4			М	[13]
0	0,08		1,9		$R(T)$	P	[15]
0	0,10	0,78	1,7–2,1		$R(T), M(T)$	P, M	[11]
0	0,15		2,4–2,8		$M(T)$	P, M	[11]
0	0,40		4,55	1,42	$M(T)$	M	[12]
0	0,40		4,70	1,59	$M(T)$	P	[14]
0,3	0,16	0,52	3,9	27	$R(T)$	P	[3]
0,3	0,16		$\approx 3,6$	22	$M(H)$	P	Настоящая работа
0,4	0,16	0,82	4,01	44	$R(T)$	P	[3]
0,4	0,16		$\approx 3,8$	33	$M(H)$	P	Настоящая работа
0,5	0,16	1,2	4,2		$R(T)$	P	[3]
0,5	0,16	10	3,4	50,8	$R(T)$	M	[16]
0,5	0,20	1,1	4,24		$R(T)$	P	[3]
0,5	0,20	7	4,0	51,1	$R(T)$	M	[16]
0,5	0,30	4	4,8	51,0	$R(T)$	M	[16]

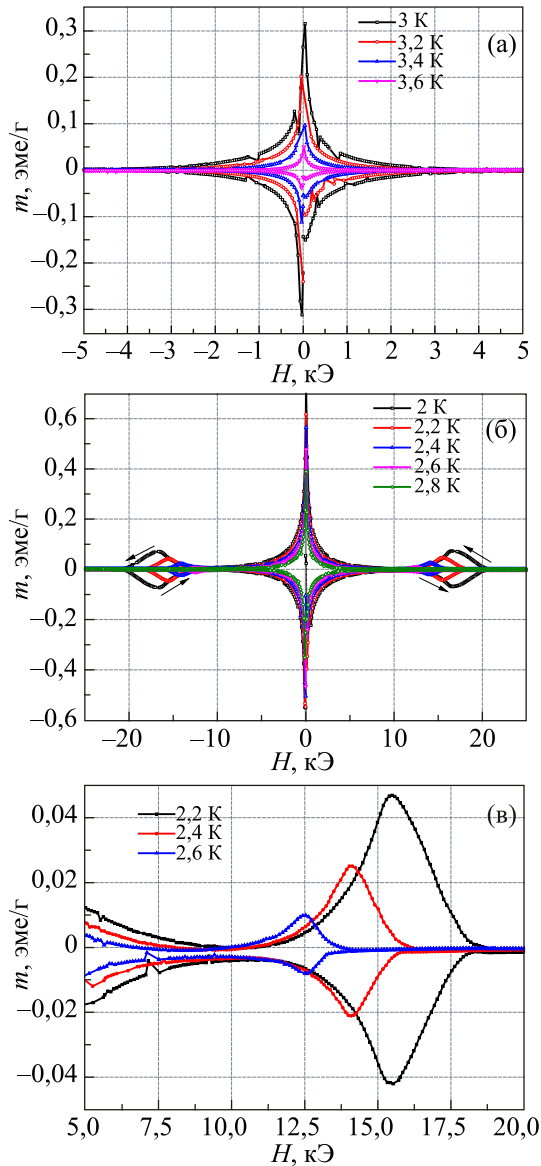


Рис. 2. (Онлайн в цвете) (а) Зависимость $m(H)$ образца $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ при температурах $T = 3; 3,2; 3,4; 3,6$ К. Скорость развертки магнитного поля 50 Э/с. (б) Пик-эффект в зависимости $m(H)$ образца $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ при различных температурах $T = 2; 2,2; 2,4; 2,6; 2,8$ К. Направление развертки магнитного поля обозначено стрелками. Скорость развертки магнитного поля 130 Э/с при температуре 2 К, в остальных случаях — 100 Э/с. (в) Зависимость $m(H)$ образца $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ при различных температурах $T = 2,2; 2,4; 2,6$ К в области пик-эффекта. Скорость развертки магнитного поля 100 Э/с.

На магнитопольевых зависимостях магнитного момента образца $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ при температурах $T < T_c$ наблюдается гистерезис, связанный с пиннингом магнитного потока. Площадь гистерезиса увеличивается с понижением температуры (рис. 2 (а), (б)). В относительно высоких магнитных полях порядка 12–20 кЭ наблюдается локальный максимум абсолютной величины намагниченности (пик-эффект, см. рис. 2(б), (в)).

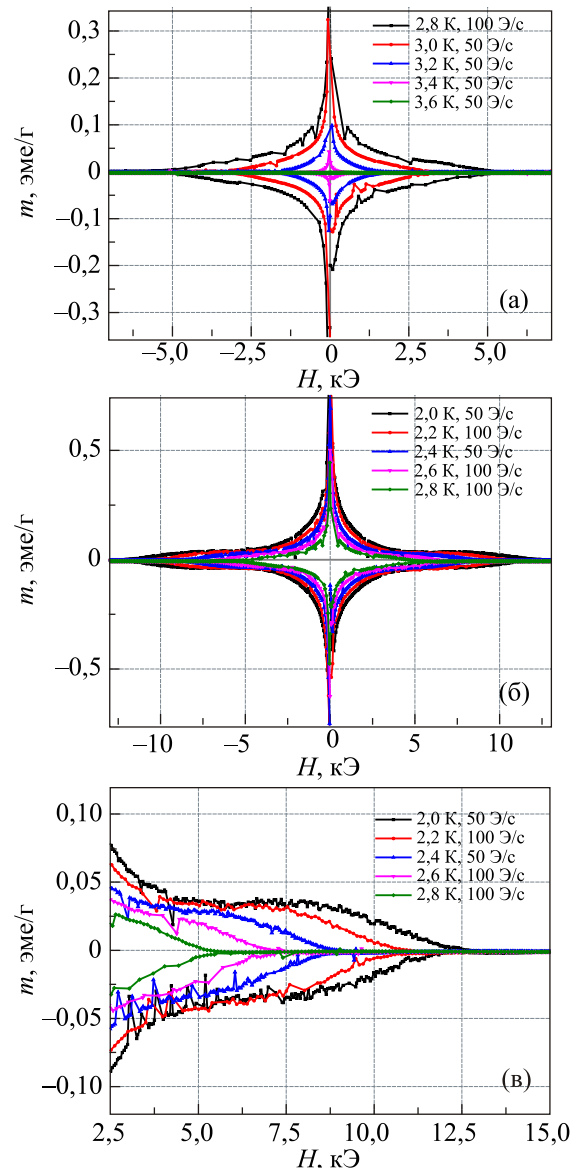


Рис. 3. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости $m(H)$ образца $(\text{Pb}_{0,3}\text{Sn}_{0,7})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ при температурах $T = 2,8; 3; 3,2; 3,4; 3,6$ К; (б) $T = 2; 2,2; 2,4; 2,6; 2,8$ К; (в) фрагмент зависимостей $m(H)$ в увеличенном масштабе.

При увеличении температуры качественный вид зависимости сохраняется, при этом площадь гистерезиса значительно уменьшается; максимум пик-эффекта смещается в область меньших магнитных полей, при $T > 3$ К пик-эффект не наблюдается.

На рис. 3 представлены зависимости $m(H, T)$ для образца с содержанием Pb $z = 0,3$. Сравнение с данными для образца с $z = 0,4$ (рис. 2) показывает, что при уменьшении содержания свинца в твердом растворе пик-эффект сохраняется, но становится значительно менее выраженным (рис. 3(в)).

По результатам измерений $m(H)$ для образцов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$, $z = 0,3$ и $0,4$, построены температурные зависимости критического магнитного поля H_{c2} , поля максимума пик-эффекта H_{peak} , поля необрати-

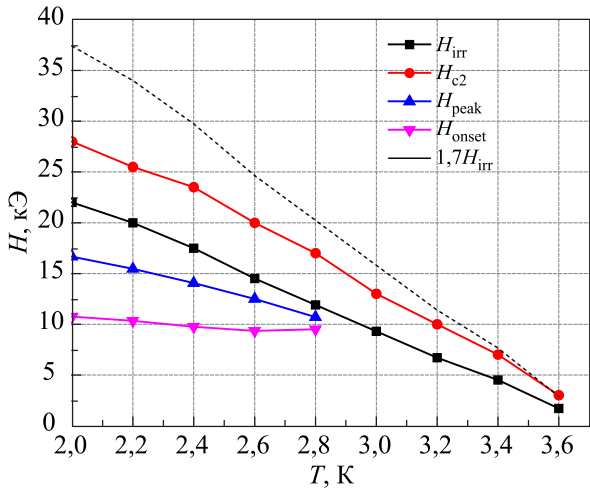


Рис. 4. Критическое магнитное поле H_{c2} , поле необратимости H_{irr} , поле максимума пик-эффекта H_{peak} и поле начала пик-эффекта H_{onset} в образце $(Pb_{0,4}Sn_{0,6})_{0,84}In_{0,16}Te$ в зависимости от температуры. Пунктирной линией обозначена величина $1,7H_{irr}$.

мости H_{irr} и поля начала пик-эффекта H_{onset} (рис. 4, 7). Значения H_{peak} и H_{onset} определялись по нулю производной $dm(H)/dH$ (см. рис. 5). Также на зависимости $m(H)$ можно выделить поле необратимости H_{irr} , которое соответствует исчезновению гистерезиса, и поле H_{c2} , при котором зависимость $m(H)$ совпадает с зависимостью для нормального состояния (см. рис. 6). Критическое магнитное поле $H_{c2}(0)$, экстраполированное к $T = 0$ К, определялось по следующей формуле: $H_{c2}(0) = 0,69T_c[dH_{c2}/dT]_{T_c}$. Отметим, что критические параметры СП перехода T_c и $H_{c2}(0)$, полученные в настоящей работе из магнитных свойств $(Pb_zSn_{1-z})_{0,84}In_{0,16}Te$, удовлетворительно согласуются с ранее полученными результатами (см. табл. 1).

На рис. 4 видно, что значение поля начала пик-эффекта H_{onset} в образце $(Pb_{0,4}Sn_{0,6})_{0,84}In_{0,16}Te$ прак-

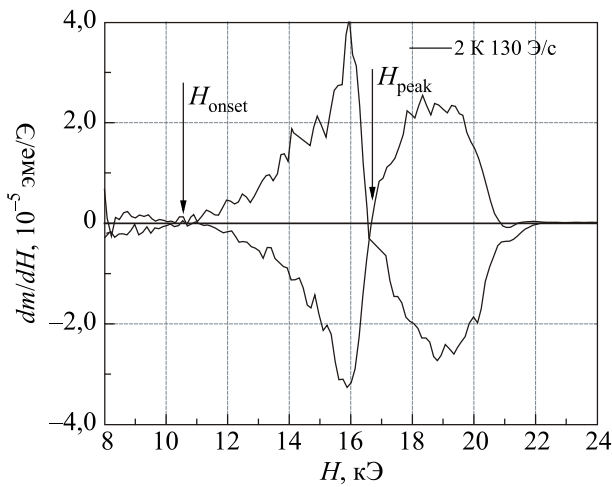


Рис. 5. Производная зависимости $m(H)$ по полю при температуре 2 К для образца $(Pb_{0,4}Sn_{0,6})_{0,84}In_{0,16}Te$. Стрелками отмечены значения H_{peak} и H_{onset} при $T = 2$ К.

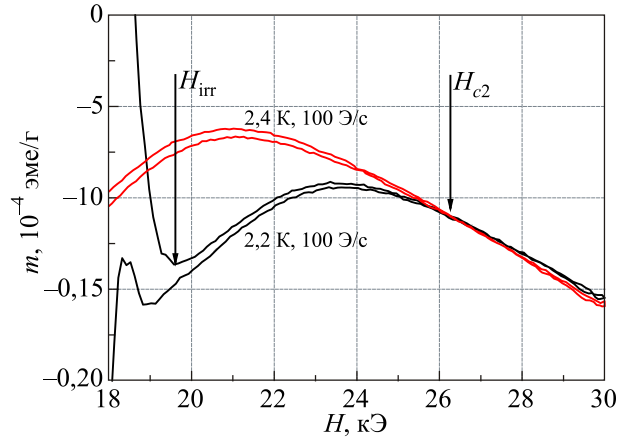


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимости $m(H)$ при температурах 2,2 и 2,4 К вблизи H_{c2} для образца $(Pb_{0,4}Sn_{0,6})_{0,84}In_{0,16}Te$. Стрелками отмечены значения H_{c2} и H_{irr} при $T = 2,2$ К.

тически не меняется с температурой и составляет $(10 \pm 0,5)$ кЭ. При этом поле максимума H_{peak} уменьшается с ростом температуры; при $T \sim 3$ К поле H_{peak} достигает значения 10 кЭ, таким образом, при $T \geq 3$ К пик-эффект практически исчезает. Можно было бы предположить, что поле H_{irr} связано с разрушением СП состояния в объемном материале, а поле, принятое нами за H_{c2} , — с разрушением поверхностной сверхпроводимости, однако в этом случае можно было бы ожидать выполнения соотношения $H_{c2} = 1,7H_{irr}$, что в нашем случае не соблюдается (рис. 4, 7).

На рис. 4 и 7 видно, что зависимости величин H_{c2} , H_{irr} и H_{peak} в образцах $(Pb_{0,4}Sn_{0,6})_{0,84}In_{0,16}Te$ и $(Pb_{0,3}Sn_{0,7})_{0,84}In_{0,16}Te$ от температуры носят близкий характер. Из-за слабо выраженного пик-эффекта в образце с $z = 0,3$ (рис. 3) определить величину H_{onset} с достаточной точностью не удалось.

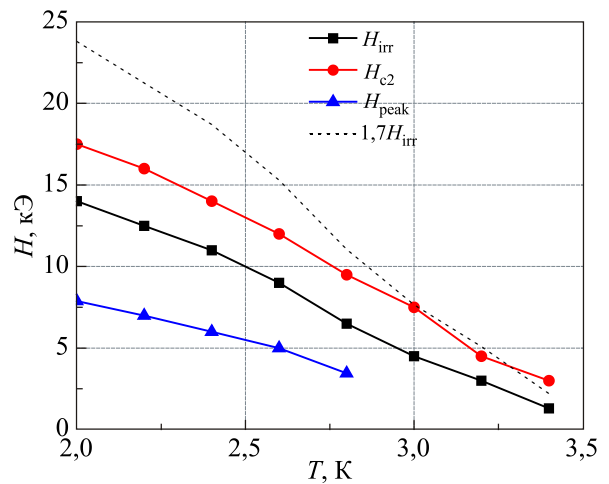


Рис. 7. Критическое магнитное поле H_{c2} , поле необратимости H_{irr} и поле максимума пик-эффекта H_{peak} в $(Pb_{0,3}Sn_{0,7})_{0,84}In_{0,16}Te$ в зависимости от температуры. Пунктирной линией обозначена величина $1,7H_{irr}$.

Появление второго пика на зависимостях магнитного момента и критического тока от магнитного поля в сверхпроводниках 2 рода (так называемый пик-эффект) вызывает большой интерес. Пик-эффект наблюдается в целом ряде сверхпроводников 2 рода, таких как NbSe_2 и Nb_3Sn [19–21], в соединениях $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ [22], $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [23] и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [24]. Наличие области с достаточно высоким критическим током в высоких магнитных полях важно для практических применений.

В работе Ларкина и Овчинникова [25] было показано, что возникновение пик-эффекта может быть связано с изменением свойств вихревой решетки при изменении внешних параметров (H, T) и ее взаимодействия с системой центров пиннинга. Проявление пик-эффекта и его параметры зависят от концентрации центров пиннинга в материале и от значения элементарной силы пиннинга одного дефекта. В случае системы со слабыми центрами пиннинга теория [25] объясняет пик-эффект как следствие плавления решетки вихрей и перехода от коллективного пиннинга к одиночному. В материалах, не удовлетворяющих этому условию, пик-эффект может реализовываться за счет других механизмов, таких как фазовый переход вихревой решетки между двумя упорядоченными состояниями [26].

Описание пик-эффекта в поликристаллическом PbSnTe:In в рамках какой-либо модели осложняется наличием в нем большого количества дефектов разного типа. В качестве дефектов могут выступать как границы зерен, так и различные дефекты кристаллической структуры отдельных зерен. В то же время в этой системе наблюдается колоколообразная зависимость критической температуры от концентрации свинца, и можно предположить, что в образце с максимальной критической температурой (вершина «купола», рис. 1) имеются локальные области с содержанием свинца, отклоняющимся от средней по образцу. Такие области будут иметь пониженную критическую температуру и, соответственно, пониженное значение H_{c2} . В этом случае при увеличении магнитного поля эти области будут переходить в нормальное состояние в меньших полях, чем весь образец, и могут становиться дополнительными центрами пиннинга, что будет приводить к увеличению критического тока в больших полях, т.е. появлению пик-эффекта. При реализации такого механизма пик-эффекта вполне естественно ожидать наблюдаемого отсутствия пик-эффекта при температурах, близких к T_c (рис. 2(а)), когда эти локальные области являются нормальными и не могут выступать как дополнительные центры пиннинга. В то же время отметим, что в образце с содержанием свинца $z = 0,3$, приготовленном по такой же технологии, пик-эффект выражен гораздо слабее (рис. 3(в)).

Таким образом, в сверхпроводящих поликристаллических образцах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$, $z = 0,3$ и $0,4$, наблюдается выраженный пик-эффект в зависимостях $m(H)$. При повышении температуры величина намагниченности в пике и поле максимума уменьшается, и при $T > 3$ К пик-эффект исчезает.

Работа подготовлена при частичной поддержке Программы Президиума РАН 1.4. «Актуальные проблемы физики низких температур»

1. Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов, *УФН* **172**, 875 (2002).
2. В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич, *ФТП* **26**, 201 (1992).
3. Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, С.А. Немов, *ФТТ* **43**, 1772 (2001).
4. R.A. Hein and P.H.E. Meijer, *Phys. Rev.* **179**, 497 (1969).
5. В.И. Козуб, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, Д.В. Шакура, А.В. Черняев, С.А. Немов, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 37 (2006).
6. Д.В. Шамшур, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, М.С. Конончук, V.I. Nizhankovskii, *ФТТ* **50**, 1948 (2008)
7. Д.В. Шамшур, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, С.А. Немов, *ФТТ* **52**, 1693 (2010).
8. Г.О. Андрианов, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, *ФТТ* **52**, 1688 (2010).
9. Н.Ю. Михайлин, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур, Г.О. Андрианов, *ФТП* **51**, 1060 (2017).
10. Г.О. Андрианов, Ю.М. Гальперин, В.И. Козуб, Н.Ю. Михайлин, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, *ЖЭТФ* **152**, 1333 (2017).
11. R.D. Zhong, J.A. Schneeloch, X.Y. Shi, Z.J. Xu, C. Zhang, J.M. Tranquada, Q. Li, and G.D. Gu, *Phys. Rev. B* **88**, 020505 (2013).
12. G. Balakrishnan, L. Bawden, S. Cavendish, and M.R. Lees, *Phys. Rev. B* **87**, 140507 (2013).
13. M. Novak, S. Sasaki, M. Kriener, K. Segawa, and Y. Ando, *Phys. Rev. B* **88**, 140502 (2013).
14. M. Saghri, J.A.T. Barker, G. Balakrishnan, A.D. Hillier, and M.R. Lees, *Phys. Rev. B* **90**, 064508 (2014).
15. N. Haldolaarachchige, Q. Gibson, L.M. Schoop, H. Luo, and R.J. Cava, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 185701 (2015).
16. R.D. Zhong, J.A. Schneeloch; T.S. Liu, F.E. Camino, J.M. Tranquada, and G.D. Gu, *Phys. Rev. B* **90**, 020505 (2014).
17. R. Zhong, J. Schneeloch, Q. Li, W. Ku, J. Tranquada, and G. Gu, *Crystals* **7**, 55 (2017).
18. Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, С.А. Немов, *ФТТ* **41**, 2132 (1999).
19. M. Iavarone, R. Di Capua, G. Karapetrov, A.E. Koshelev, D. Rosenmann, H. Claus, C.D. Malliakas, M.G. Kanatzidis, T. Nishizaki, and N. Kobayashi, *Phys. Rev. B* **78**, 174518 (2008).
20. J. Hecher, M. Zehetmayer, and H.W. Weber, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 075004 (2014).
21. R. Lortz, N. Musolino, Y. Wang, A. Junod, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **75**, 094503 (2007).

22. D. Miu, T. Noji, T. Adachi, Y. Koike, and L. Miu, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 115009 (2012).
23. S. Sundar, S. Salem-Sugui, Jr., H.S. Amorim, Hai-Hu Wen, K.A. Yates, L.F. Cohen, and L. Ghiveldi, *Phys. Rev. B* **95**, 134509 (2017).
24. Jian Tao, Qiang Deng, Huan Yang, Zhihe Wang, Xiyu Zhu, and Hai-Hu Wen, *Phys. Rev. B* **91**, 214516 (2015).
25. A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
26. R. Kopeliansky, A. Shaulov, B.Ya. Shapiro, Y. Yeshurun, B. Rosenstein, J.J. Tu, L.J. Li, G.H. Cao, and Z.A. Xu, *Phys. Rev. B* **81**, 092504 (2010).

стерігається. На основі отриманих даних обговорюється можлива природа пік-ефекту, виявленого в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$, $z = 0,3$ та $0,4$. Розглядаються моделі, побудовані на аналізі системи центрів піннінга в матеріалі та динаміки вихорової структури при зміні зовнішніх параметрів.

Ключові слова: надпровідність, магнетизм.

Peak-effect in magnetization of superconducting solid solution $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$

N.Yu. Mikhailin, D.V. Shamshur, M.P. Volkov, A.V. Chernyaev, and R.V. Parfeniev

Magnetic field dependences of magnetization of semiconducting solid solution $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ were studied in temperature range 2–300 K and in fields up to 30 kOe. Solutions with highest critical parameters of superconducting transition $z = 0,3, 0,4$ were chosen. In $(\text{Pb}_{0,4}\text{Sn}_{0,6})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ material critical temperature $T_c \approx 3,8$ K and critical magnetic field $H_{c2} = 22$ kOe ($T = 2$ K). Secondary maximum (or peak-effect) was observed in $m(H)$ dependences at $T < T_c$ and in fields close to H_{c2} . Secondary peak height at $T = 2$ K in $z = 0,4$ sample is up to 15% of the height of the first maximum, caused by the transition from Meissner state to mixed state. Secondary peak position relative to H_{c2} does not change with temperature increase, but its height decreases and at $T > 3$ K peak-effect can't be observed. Origins of the peak-effect in $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$, $z = 0,3$ и $0,4$, is discussed based on obtained data. Models based on analysis of pinning centers system in the material and vortex structure dynamics with changing external parameters are considered.

Keywords: superconductivity, magnetism.

Пік-ефект в намагніченості надпровідної сполуки $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$

Н.Ю. Михайлин, Д.В. Шамшур, М.П. Волков, О.В. Черняев, Р.В. Парфеньев

У напівпровідникових сплавах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ з вмістом свинцю $z = 0,3; 0,4$, що відповідає максимальним параметрам надпровідного переходу, вивчено магнітно-польові залежності намагніченості $m(H)$ в діапазоні температур $T = 2\text{--}300$ К та магнітних полів $H \leq 30$ кЕ. Для зразка $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Te}$ критична температура $T_c \approx 3,8$ К та критичне магнітне поле $H_{c2} = 22$ кЕ ($T = 2$ К). При $T < T_c$ на гістерезисній залежності $m(H)$ в полях поблизу H_{c2} спостерігається другий максимум — пік-ефект, величина якого при $T = 2$ К в зразку з $z = 0,4$ досягає $\sim 15\%$ від величини першого максимуму, пов'язаного з переходом від мейсснерівського стану до змішаного. Зі збільшенням температури положення максимуму пік-ефекту щодо H_{c2} практично не змінюється, його величина зменшується, і при $T > 3$ К пік-ефект не спо-