

Особенности структурных, электрокинетических и магнитных свойств сильно легированного полупроводника n -ZrNiSn. Акцепторная примесь Fe

© В.А. Ромака^{+*¶}, Ю.В. Стадник[‡], D. Fruchart^{*}, Л.П. Ромака[‡],
А.М. Горынь[‡], Ю.К. Гореленко[‡], Т.И. Доминюк^{*}

* Институт прикладных проблем механики и математики им. Я. Пидстрыгача Национальной академии наук Украины, 79060 Львов, Украина

* Национальный университет „Львовская политехника“, 79013 Львов, Украина

‡ Львовский Национальный университет им. И. Франко, 79005 Львов, Украина

• Лаборатория Нееля Национального центра научных исследований, 38042 Гренобль, Франция

(Получена 17 апреля 2008 г. Принята к печати 30 апреля 2008 г.)

Исследованы структурные, энергетические, электрокинетические и магнитные характеристики интерметаллического полупроводника n -ZrNiSn, сильно легированного примесью Fe (концентрации $N_{\text{Fe}} \approx 9.5 \cdot 10^{19} - 3.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) в температурном диапазоне $T = 80 - 380 \text{ К}$. Показано, что атомы Fe одновременно занимают кристаллографические позиции атомов Zr и Ni в разных соотношениях, являясь дефектами донорной и акцепторной природы соответственно. Установлена связь между концентрацией примеси, амплитудой крупномасштабной флуктуации, а также степенью заполнения носителями тока потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации (тонкой структурой). Обсуждение результатов ведется в рамках модели сильно легированного и компенсированного полупроводника Шкловского–Эфроса.

PACS: 71.20.Nr, 72.15.Gd, 72.20.Pa

1. Введение

Представленная работа продолжает начатые в [1,2] исследования условий генерации дефектов донорной и (или) акцепторной природы при легировании интерметаллических полупроводников. Изучение влияния легирующих примесей, в частности переходных $4f$ - и $3d$ -металлов (Dy и V соответственно), на электрокинетические, магнитные, структурные и энергетические характеристики p -TiCoSb и n -ZrNiSn показало различный характер вхождения примесей в кристаллическую структуру полупроводника. Оказалось, что примесные атомы могут занимать различные кристаллографические позиции в силу установленного нами ранее экспериментального факта: в структуре p -TiCoSb и n -ZrNiSn существуют вакансии — кристаллографические позиции атомов Ti и Zr заняты этими атомами на 93.3 и 90.0% соответственно, а позиции атомов Co и Ni заполнены на 95.8 и 91.6% соответственно. В этой связи появляется возможность при определенных условиях одновременного занятия примесными атомами вакансий в разных кристаллографических позициях.

Так, при легировании p -TiCoSb ванадием примесные атомы V одновременно занимают в разной степени позиции атомов Ti и Co. Поскольку V является акцепторной примесью относительно Co и донорной относительно Ti, то его введение в структуру p -TiCoSb сопровождается одновременной генерацией в полупроводнике дефектов

донорной и акцепторной природы в разных количествах. В то же время при легировании p -TiCoSb примесями Ni и Cu атомы примеси занимают только кристаллографические позиции атомов Co, генерируя дефекты донорной природы. Подобным образом входят атомы Dy в структуру n -ZrNiSn, занимая только позиции атомов Zr, генерируя дефекты акцепторной природы. Такое вхождение атомов примеси в кристаллическую структуру полупроводника сопровождается изменением степени компенсации полупроводника, его электрокинетических характеристик.

В работе [2] высказано предположение, что „размерный фактор“, т.е. соотношение атомных радиусов r_i атомов основной матрицы и примеси (i обозначает соответствующий химический элемент) является определяющим при занятии атомами примеси тех или иных кристаллографических позиций. Так, при легировании p -TiCoSb ванадием соотношения атомных радиусов $r_{\text{Ti}}/r_{\text{V}} = 1.09$, $r_{\text{Co}}/r_{\text{V}} = 0.93$ и атомы V одновременно занимают позиции атомов Ti и Co. В случае легирования p -TiCoSb атомами Ni и Cu соотношения атомных радиусов $r_{\text{Ti}}/r_{\text{Ni}} = 1.17$, $r_{\text{Ti}}/r_{\text{Cu}} = 1.14$, $r_{\text{Co}}/r_{\text{Ni}} = 1.00$, $r_{\text{Co}}/r_{\text{Cu}} = 0.98$ и атомы Ni и Cu занимают только кристаллографические позиции атомов Co, близких по величине атомного радиуса. В то же время в случае легирования n -ZrNiSn атомами Dy примесные атомы занимают только кристаллографические позиции атомов Zr с близким атомным радиусом, $r_{\text{Zr}}/r_{\text{Dy}} = 0.90$. Разместиться атому Dy в пространстве, обычно занимаемом атомом Ni, не представляется воз-

¶ E-mail: vromaka@polynet.lviv.ua

можным из-за значительной разницы атомных радиусов: $r_{\text{Ni}}/r_{\text{Dy}} = 0.70$.

Поиск причин одновременной генерации дефектов донорной и акцепторной природы при легировании интерметаллических полупроводников позволит глубже понять условия получения термоэлектрических элементов с улучшенными метрологическими характеристиками [3]. В этой связи интересны результаты легирования $n\text{-ZrNiSn}$ примесями, для которых атомные радиусы значительно меньше атомного радиуса ранее исследованной примеси Dy.

В предложенной работе приведены результаты исследований влияния примеси Fe на структурные, электрокинетические, магнитные и энергетические характеристики $n\text{-ZrNiSn}$. Измерялись температурные зависимости удельного сопротивления (ρ), коэффициента термоэдс (α), магнитной восприимчивости (χ), а также структурные характеристики полупроводника $n\text{-ZrNiSn}$, сильно легированного Fe ($3d^64s^2$) — примесью замещения атомов Ni ($3d^84s^2$); соотношения атомных радиусов $r_{\text{Zr}}/r_{\text{Fe}} = 1.26$ и $r_{\text{Ni}}/r_{\text{Fe}} = 0.98$. Концентрация примеси Fe в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ изменялась в диапазоне $N_{\text{Fe}} \approx 9.5 \cdot 10^{19} - 3.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0.005 - 0.20$). Значительные концентрации примеси позволяют наблюдать особенности электрокинетических характеристик при относительно высоких температурах [4]. Методики измерения удельного электрического сопротивления, коэффициента термоэдс по отношению к меди, магнитной восприимчивости (метод Фарадея) в интервале температур $T = 80 - 380 \text{ К}$ приведены в [1].

2. Структурные исследования $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$

Сутью структурных исследований было найти вариант расположения атомов (или их отсутствия) в узлах элементарной решетки $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$, при котором брэгговский фактор соответствия между модельным представлением кристаллической структуры и экспериментальными результатами по дифракции рентгеновского излучения будет наименьшим. Уточнение кристаллической структуры $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ методом дифракции комбинированного рентгеновского излучения позволило определить параметр решетки, межплоскостные расстояния, а также рассчитать расстояния между различными атомами внутри элементарной решетки с точностью, соизмеримой с результатами, полученными методом дифракции нейтронов [5]. Такая точность достигается одновременным использованием рентгеновского излучения серий $\text{Cu } K_{\alpha 1}$, $\text{Cu } K_{\alpha 2}$ и $\text{Cu } K_{\beta}$, что приводит к значительно большему числу отражений дифрагируемого излучения и, как следствие, к большей точности измерений. Используемая методика позволяет построить максимально приближенную к реальной модель кристаллического состояния вещества.

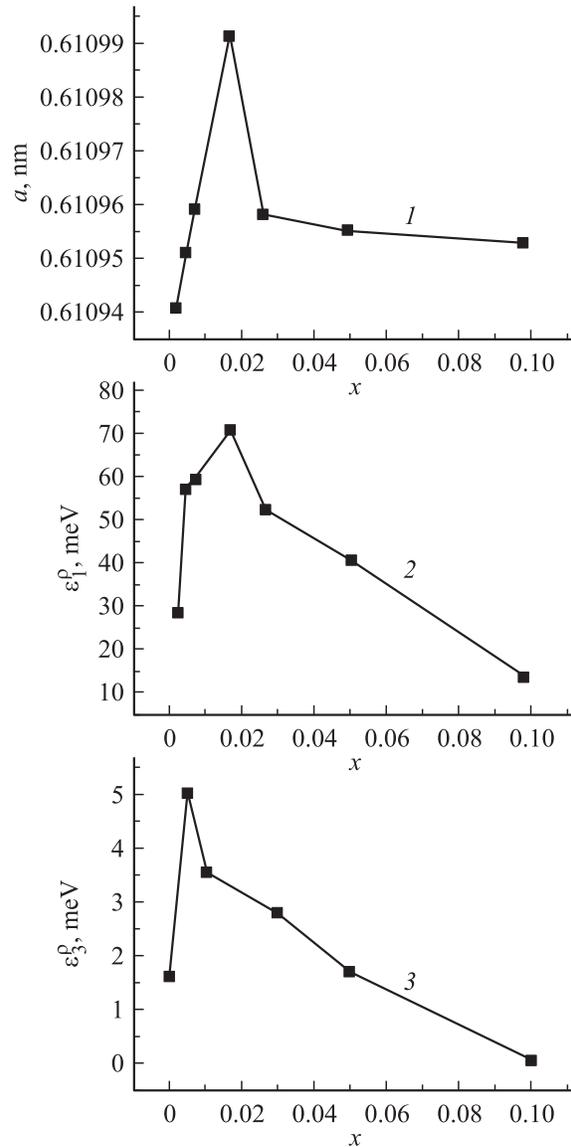


Рис. 1. Изменение периода решетки a (1), энергий активации ϵ_1^ρ (2) и ϵ_3^ρ (3) в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ в зависимости от концентрации примеси Fe.

Поскольку атомный радиус Fe ($r_{\text{Fe}} = 0.1274 \text{ нм}$) больше, чем атомный радиус Ni ($r_{\text{Ni}} = 0.1246 \text{ нм}$), ожидалось монотонное увеличение параметра решетки (a) $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$. Однако зависимость $a(x)$ (рис. 1, кривая 1) оказалась возрастающей только до концентрации примеси $x = 0.03$. Дальнейшее увеличение концентрации примеси Fe приводит уже к уменьшению значений a . Для более детального изучения причин такого поведения $a(x)$ исследованы межатомные расстояния в кристаллической структуре $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$, а также степень занятости кристаллографических позиций атомов. Оказалось, что в диапазоне концентраций $x = 0 - 0.03$ атомы Fe в большей степени занимают кристаллографические позиции атомов Ni, а при $x > 0.03$ — кристаллографические позиции атомов Zr.

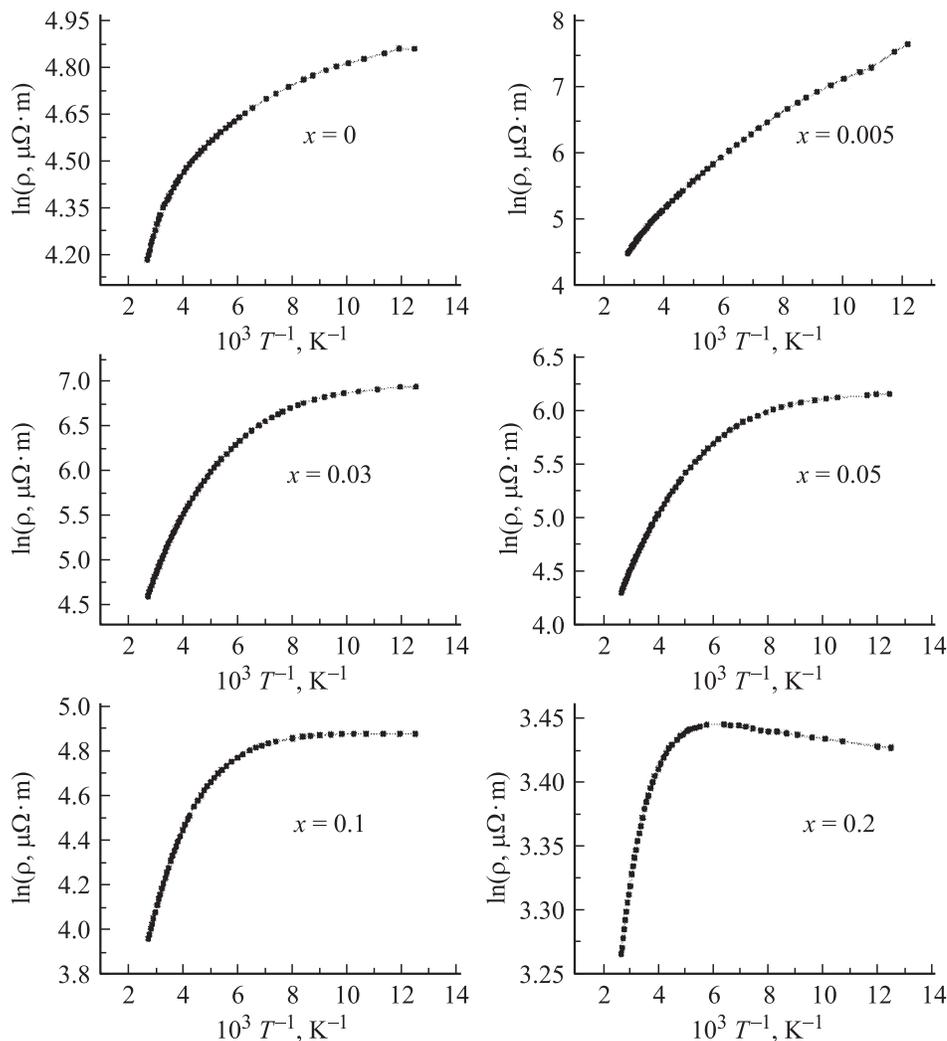


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$.

Если учесть, что атомы Fe являются донорами относительно атомов Zr и акцепторами относительно атомов Ni, то легирование $n\text{-ZrNiSn}$ примесью Fe сопровождается одновременным введением доноров и акцепторов, соотношение между которыми будет изменяться по мере заполнения вакантных позиций Zr и Ni. В диапазоне концентраций $x = 0\text{--}0.03$ в полупроводник вводится больше дефектов акцепторной природы, а при $x > 0.03$ — донорной. Это обстоятельство неизбежно приведет к изменению степени компенсации полупроводника, что должно отразиться на его электрокинетических характеристиках.

3. Исследование электрокинетических и магнитных характеристик $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$

Температурные зависимости удельного сопротивления $\ln\rho(1/T)$ приведены на рис. 2. Из них следует, что все образцы $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ являются полупроводниками —

удельное сопротивление уменьшается с ростом температуры, а на зависимостях присутствуют высоко- и низкотемпературные активационные участки. Исключение составляет образец $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ с $x = 0.2$, в котором отсутствует низкотемпературная активация. Введение наименьших из использованных в эксперименте концентраций примеси Fe сопровождается уменьшением электропроводности σ (рис. 3). Такое поведение $\sigma(x)$ является понятным, поскольку из структурных исследований установлено, что при таких концентрациях примесь Fe выступает как акцептор. Следовательно, уменьшение значений электропроводности в полупроводнике электронного типа при увеличении концентрации акцепторной примеси является предсказуемым результатом. В таком случае уровень Ферми должен дрейфовать в направлении валентной зоны. При этом основными носителями тока в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ являются электроны, на что указывает поведение и знак коэффициента термоэдс. Концентрация введенной акцепторной примеси при этом оказалась недостаточной для перекомпенсации полупроводника.

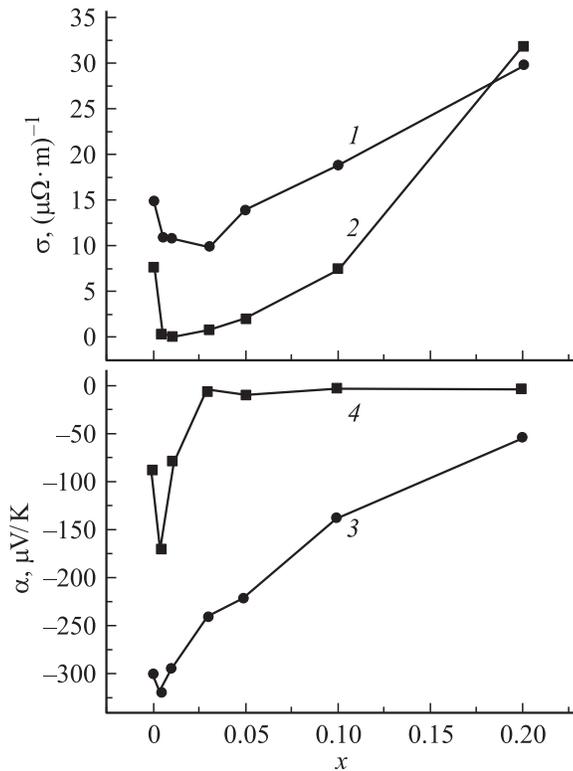


Рис. 3. Зависимости проводимости σ (1,2) и коэффициента термоэдс α (3,4) $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ от концентрации примеси Fe. T, K: 1, 3 — 370; 2, 4 — 80.

Увеличение электропроводности при $x \gtrsim 0.03$ также связано со свободными электронами, концентрация которых теперь увеличивается из-за термического заброса электронов с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости. При этом уровень Ферми изменяет направление дрейфа и начинает двигаться уже в направлении к зоне проводимости. Данный вывод сделан на основании результатов, представленных на рис. 1 (кривая 2), которые отображают изменение значений энергии активации ε_1^0 с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости, рассчитанных из высокотемпературных участков зависимостей $\ln \rho(1/T)$ $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$. Внедрение наименьшей концентрации примеси Fe отдаляет уровень Ферми от уровня протекания зоны проводимости: $\varepsilon_1^0(x=0) = 28.9$ мэВ, $\varepsilon_1^0(x=0.005) = 56.8$ мэВ и $\varepsilon_1^0(x=0.03) = 70.8$ мэВ. Такое возможно только при условии, что в образце концентрация вводимых акцепторов превосходит концентрацию вводимых доноров.

При дальнейшем увеличении концентрации примеси Fe ($x \gtrsim 0.03$) уровень Ферми начинает двигаться в обратном направлении, приближаясь к уровню протекания зоны проводимости $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$: $\varepsilon_1^0(x=0.03) = 70.8$ мэВ, $\varepsilon_1^0(x=0.2) = 13.8$ мэВ. На такой характер движения уровня Ферми указывают поведение и знак коэффициента термоэдс, который остается отрицательным. При $x=0.2$ уровень Ферми располагается ближе к уровню протекания зоны проводимости, чем в нелегированном образце. Исходя из линейного

характера зависимости $\varepsilon_1^0(x)$ на участке $x=0.05-0.1$ (рис. 1) можем определить скорость дрейфа уровня Ферми ε_F от точки наивысшей компенсации полупроводника ($x \approx 0.03$) в направлении уровня протекания зоны проводимости ($x \approx 0.2$): $\Delta\varepsilon_F/\Delta x \approx 2.6$ мэВ/ат%. Сделанный вывод также совпадает с результатами структурных исследований, которые указывают на донорный характер дефектов, привносимых примесью Fe при $x \gtrsim 0.03$.

На температурных зависимостях коэффициента термоэдс $\alpha(1/T)$ $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ (рис. 4) также имеют место высоко- и низкотемпературные активационные участки, из которых определены значения энергий активации (рис. 5) на основании соотношения

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left(\frac{\varepsilon^\alpha}{k_B T - \gamma + 1} \right),$$

где ε^α — энергия активации, k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, γ — параметр, зависящий от природы рассеяния, для n - ZrNiSn он равен 1.04.

Изменение направления движения уровня Ферми при концентрациях примеси Fe, соответствующих составам $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ с $x > 0.03$, свидетельствует об уменьшении степени компенсации полупроводника, поскольку в этом случае атомы Fe в большей степени выступают как донорная примесь, занимая кристаллографические позиции атомов Zr. Это, согласно результатам [6,7], должно приводить к уменьшению амплитуды крупномасштабной флуктуации. При больших концентрациях примеси Fe ($x > 0.1$), которая теперь имеет преимущественно донорную природу, амплитуда флуктуации является незначительной.

В работе [8] при исследовании электрокинетических характеристик n - ZrNiSn , сильно легированного примесью In, в том числе и полностью компенсированного образца $\text{ZrNiSn}_{0.98}\text{In}_{0.02}$, было высказано мнение, что флуктуации потенциала заряженной примеси в большей степени проявляются в температурных зависимостях коэффициента термоэдс, чем в температурных зависимостях удельного сопротивления. В компенсированном полупроводнике в случае пересечения уровней Ферми и зоны непрерывных энергий активационные участки на зависимостях, например $\ln \rho(1/T)$, будут отсутствовать, но флуктуации потенциала и модуляция зон непрерывных энергий не исчезают. В этой связи авторы [8] предположили, что значения энергии активации ε_1^0 , полученные из высокотемпературного активационного участка $\alpha(1/T)$, пропорциональны амплитуде флуктуации, а значения ε_3^0 из низкотемпературного участка — глубине потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации (тонкая структура флуктуации).

Из рис. 1 и 5 следует, что имеет место корреляция между амплитудой крупномасштабной флуктуации (ε_1^0) и энергией активации с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости (ε_1^0) [7]. Кроме того, согласованно изменяются также глубина потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации (ε_3^0) и степень заполнения этой потенциальной ямы, соизмеримой по глу-

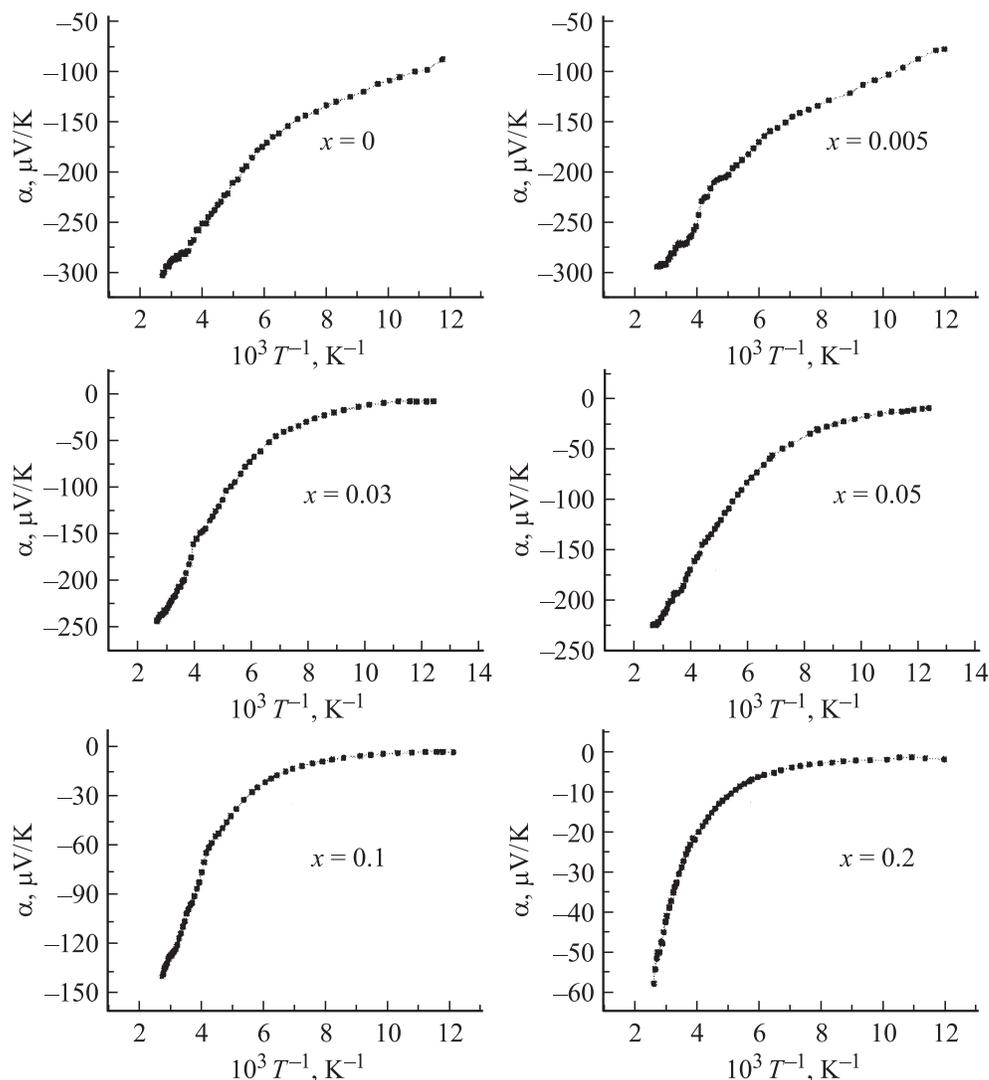


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента термоэдс α $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$.

бине с величиной энергии прыжковой проводимости ε_3^0 (рис. 1, кривая 3). Как только глубина потенциальной ямы становится меньше 3.5 мэВ, энергия активации прыжковой проводимости ε_3^0 не проявляется — электроны „заливают“ мелкомасштабный рельеф и имеет место только активация электронов с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости [8,9]. На это указывают отсутствие на зависимости $\ln\rho(1/T)$ для $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ с $x = 0.2$ участка низкотемпературной активации и наличие активации в области высоких температур.

Таким образом, структурные и электрокинетические исследования $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ показали, что атомы Fe одновременно в разных соотношениях занимают кристаллографические позиции атомов Zr и Ni, выступая дефектами донорной и акцепторной природы соответственно, увеличивая степень локальной аморфизации полупроводника.

В этой связи приведем последний экспериментальный результат, который завершает тему исследований

локальной аморфизации структуры сильно легированного полупроводника, влияющей на все его характеристики. Известно, что атомы Fe имеют незаполненную 3d-оболочку и, как следствие, являются носителями магнетизма. Введение магнитных атомов Fe в парамагнетик Паули, каковым является $n\text{-ZrNiSn}$, сопровождается существенным изменением магнитного состояния. Из измерений температурной зависимости удельной намагниченности сильно легированных образцов $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ установлено наличие в них магнитного упорядочения при низких температурах.

С целью установления возможной ферромагнитной примеси иного происхождения (помимо Fe), которая может не проявиться при обычных структурных исследованиях вследствие малой концентрации, порошок образца состава $\text{ZrNi}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{Sn}$ был ориентирован в магнитном поле напряженностью ~ 4 кЭ и зафиксирован эпоксидной смолой. Далее были сняты рентгенограммы для ориентированного и неориентированного порошков. Рас-

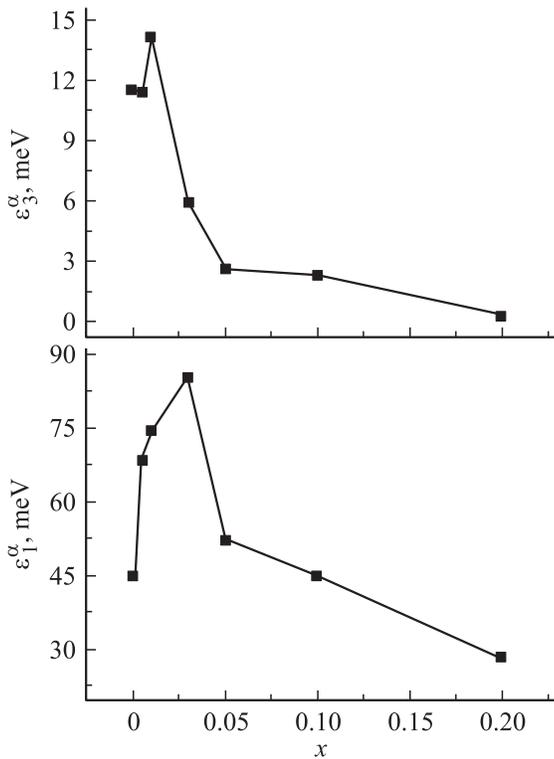


Рис. 5. Зависимости энергий активации ε_1^a и ε_3^a в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ от концентрации Fe.

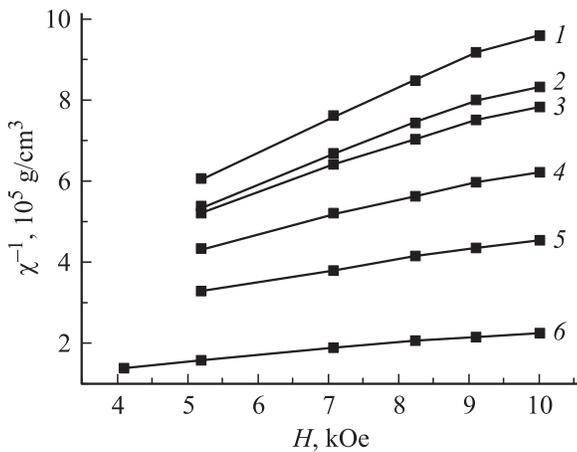


Рис. 6. Зависимости магнитной восприимчивости χ от напряженности магнитного поля H в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$, $x = 0.2$, для разных температур T , К: 1 — 881.4, 2 — 821.8, 3 — 724.6, 4 — 636.3, 5 — 575.6, 6 — 498.2.

положение пиков рентгеновских отражений не претерпело изменений, однако произошло перераспределение интенсивностей отражений (00 l), свидетельствующее о существовании оси легкого намагничивания.

Кроме того, на дифрактограмме ориентированного образца отсутствуют пики других фаз, что свидетельствует об отсутствии посторонней магнитной примеси, а полученные магнитные характеристики присущи основной фазе. Для образца состава $\text{ZrNi}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}\text{Sn}$ про-

ведено исследование зависимости намагниченности от температуры в магнитном поле напряженностью 10 кЭ и определена температура перехода из упорядоченного в парамагнитное состояние: ~ 956 К. Для образцов $\text{ZrNi}_{0.95}\text{Fe}_{0.05}\text{Sn}$ и $\text{ZrNi}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{Sn}$ определить температуру магнитного перехода было невозможно из-за технических ограничений. Расчет эффективного момента $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ на атом Fe дает следующие результаты: $\mu_{\text{эфф/Fe}} = 3.82\mu_B$ для $x = 0.005$, $4.57\mu_B$ для $x = 0.01$ и $5.33\mu_B$ для $x = 0.03$. Таким образом, введение в кристаллическую структуру n - ZrNiSn примеси атомов Fe сопровождается увеличением магнитного момента на атомах примеси. Одновременно уменьшается парамагнитная температура Кюри: $\Theta_p = 447, 429$ и 402 К для $x = 0.005, 0.01$ и 0.03 соответственно. При больших концентрациях примеси Fe ($x > 0.03$) исследуемые образцы становятся сильно магнитными — происходит магнитное упорядочение атомов Fe, о чем говорилось выше.

Оказалось, что в исследуемых образцах значения магнитной восприимчивости (χ) зависят от напряженности магнитного поля (H), а сами зависимости $\chi(H)$ различны при разных температурах, что проявляется в виде разного угла наклона $\chi^{-1}(H)$ (рис. 6). Классическое парамагнитное состояние вещества является результатом двух противоположных факторов: приложенного магнитного поля, которое ориентирует моменты в направлении поля, и теплового движения, разрушающего ориентацию и приводящего к хаотическому расположению моментов. В этом случае значения магнитной восприимчивости не зависят от напряженности магнитного поля при любых температурах, а зависимости $\chi^{-1}(H)$ (или $\chi(H)$) должны быть параллельными.

Тот факт, что в $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ зависимости $\chi^{-1}(H)$ не расположены параллельно, свидетельствует о „замороженности“ магнитных атомов в матрице n - ZrNiSn , как это свойственно спиновым стеклам (spin glass). Из этого следует, что атомы Fe хаотично (неупорядоченно) расположены в кристаллической структуре интерметаллического полупроводника. Данный вывод служит дополнительным свидетельством локальной аморфизации кристаллической структуры сильно легированного полупроводника. Указанный вывод не противоречит также критерию Мотта относительно магнитного состояния неупорядоченных структур, содержащих магнитный атом: на неметаллической стороне перехода Андерсона вещество должно быть антиферромагнетиком, а коэффициент термоэдс должен изменить знак [10]. В нашем случае вещество остается магнитно-упорядоченным на неметаллической стороне перехода, поскольку уровень Ферми не пересечет уровень протекания зоны проводимости из-за особенностей изменения степени компенсации полупроводника при введении в n - ZrNiSn примеси Fe.

Работа выполнялась в рамках грантов Национальной академии наук Украины (№ 0106U000594), Министерства образования и науки Украины (№ 0106U001299, 0108U000333).

Список литературы

- [1] В.А. Ромака, Ю.В. Стаднык, Л.Г. Аксельруд, В.В. Ромака, D. Fruchart, P. Rogl, В.Н. Давыдов, Ю.К. Гореленко. ФТП, **42**, 769 (2008).
- [2] В.А. Ромака, D. Fruchart, В.В. Ромака и др. ФТП, **43** (1), 11 (2009).
- [3] T.M. Tritt, M.A. Subramanian. MRS Bulletin, **31**, 188 (2006).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] V.K. Pecharsky, P.Y. Zavalij. *Fundamentals of Powder Diffraction and Structural Characterization of Materials* (N.Y., Springer, 2005).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **61**, 816 (1971).
- [7] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **62**, 1156 (1972).
- [8] В.А. Ромака, Ю.В. Стаднык, В.В. Ромака, D. Fruchart, Ю.К. Гореленко, В.Ф. Чекурин, А.М. Горынь. ФТП, **41**, 1059 (2007).
- [9] Б.И. Шкловский. ФТП, **7**, 112 (1973).
- [10] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982). [Пер. с англ.: N.F. Mott, E.A. Davis. *Electron processes in non-crystalline materials* (Oxford, Clarendon Press, 1979)].

Редактор Л.В. Шаронова

Features of structural, electron transport, and magnetic properties of heavy doped n -ZrNiSn semiconductor. Fe donor impurity

V.A. Romaka^{+*}, Yu.V. Stadnyk[‡], D. Fruchart[•],
L.P. Romaka[‡], A.M. Goryn[‡], Yu.K. Gorelenko[‡],
T.I. Dominuk^{*}

+ Ya. Pidstryhach Institute for Applied Problems
of Mechanics and Mathematics,
Academy of Sciences of Ukraine,
79060 Lviv, Ukraine

* National University „Lvivska Politechnika“,
79013 Lviv, Ukraine

‡ I. Franko Lviv National University,
79005 Lviv, Ukraine

• Laboratoire de Neel, CNRS, BP 166,
38042 Grenoble Cedex 9, France

Abstract Structure, electron transport and magnetic characteristics of the n -ZrNiSn intermetallic semiconductor, heavy doped with Fe impurity (concentrations $N_{\text{Fe}} \approx 9.5 \cdot 10^{19} - 3.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) were studied in the 80–380 K temperature range. The variable degree of the occupation of Ni and Zr atomic positions with Fe atoms in the $\text{ZrNi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sn}$ lattices was established. It is equivalent to introduction in the semiconductor of acceptor and donor impurities. The connection between the impurity concentration, amplitude of a large-scale fluctuation, and also between an occupation level of the potential well of the low-scale fluctuation (i.e. fine structure) by charge carriers was determined. The data analysis was carried out within the framework of the heavy doped and compensated semiconductor of the Shklovskii–Efros model.