

величину около 400 Å (Al) и 100 Å (Ti), а для пленок, полученных в режиме I, они уменьшаются примерно в 2 раза. Оценка величин ОКР для пленок Ti была затруднена, так как необходимо было учитывать размытие линий дифракции из-за дефектов упаковки. Для более тяжелых металлов (Pd и Ta) величина ОКР была порядка 100 Å и не наблюдалось влияния режима напыления.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что для легких металлов (Al, Ti) структура пленок, полученных в РОЭ, зависит от режима разряда. Для тяжелых металлов (Pd, Ta) такой зависимости не наблюдается. Все пленки, полученные в режиме II, менее дефектны, чем пленки, полученные в режиме I.

#### Литература

1. Кононова Н. Н., Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. // ЖЭТФ. 1980. **50**, № 3. С. 599.
2. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. // Итоги науки и техники. Сер. Электроника и ее применение. 1976. **8**. С. 43.
3. Смирницкая Г. В., Свейников С. В., Газднев Д. М. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1992. № 8. С. 86.
4. Jepsen R. L. // Proc. 4 Intern. Vac. Congr. Manchester, 1968. V. 1. P. 317.
5. Ивернова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1978. С. 274.

Поступила в редакцию  
02.07.97

УДК 537.311.322

## СИЛЬНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ InAs/GaAs С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, Р. А. Лунин, А. В. Голиков, А. В. Демин,  
И. Г. Малкина, Б. Н. Звонков, Ю. Н. Сафьянов

(кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)

Исследованы транспортные и оптические свойства InAs/GaAs многослойных структур *p*- и *n*-типа с квантовыми точками в зависимости от количества осажденного InAs. Обнаружено, что квантовые точки InAs в GaAs формируют двумерные электронные или дырочные слои, приводящие к осцилляциям Шубникова–де Гааза. Измеренные температурные зависимости сопротивления в направлениях [110] и  $\bar{1}\bar{1}0$  в диапазоне температур 1,6 К ÷ 300 К показали анизотропию сопротивления. Экспериментальные факты свидетельствуют о локализации носителей тока в квантовых точках при понижении температуры. По спектрам фотолюминесценции выявлена поляризация света, испущенного в плоскости структуры.

### Введение

Квантовые точки InAs, в которых движение электронов и дырок квантовано по всем трем направлениям, формируются упругими напряжениями на поверхности GaAs в процессе гетероэпитаксиального роста образца [1–3]. Оптические свойства таких структур с квантовыми точками интенсивно исследуются в настоящее время, что связано с их применением в приборах [4]. Менее изучены транспортные свойства этих структур. В настоящей работе представлены результаты исследования низкотемпературных транспортных свойств и фотолюминесценции многослойных структур InAs/GaAs с квантовыми точками.

### 1. Методика измерений и образцы

Структуры были выращены методом жидкофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (001), разориентированной на угол 3° по отношению к направлению [110]. Образцы содержали несколько (10 ÷ 20) периодов GaAs толщиной 0,1 мкм, дель-

та-слоя углерода (для образцов *p*-типа), спейсера толщиной 5–6 нм и слоя квантовых точек InAs. Образцы *n*-типа специально не легировались. На рис. 1 приведен общий вид структуры с квантовыми точками, предположительно расположенными цепочками вдоль направления  $\bar{1}\bar{1}0$  (это обсуждается далее). Сверху структуры покрывались слоем GaAs толщиной 0,1 мкм. Некоторые параметры образцов приведены в таблице. Образование квантовых точек начинается, когда количество InAs на поверхности роста превышает 0,8*l*, где *l* — толщина монослоя [5]. Спектры фотолюминесценции образца, возбужденного He-Ne лазером, измерялись при температурах *T* = 300 К и 77 К. Измерения проводились на квадратных образцах со сторонами, ориентированными вдоль [110] и  $\bar{1}\bar{1}0$  направлений. Температурные зависимости сопротивления были измерены в диапазоне температур 1,6 К ÷ 300 К, эффект Шубникова–де Гааза, магнетосопротивление *R*(*B*) и эффект Холла измерялись в магнитных полях *B* ≤ 10 Тл, создаваемых сверхпроводящим соленоидом.

## 2. Оптические свойства структур

Размер квантовых точек был рассчитан по максимуму спектра фотолюминесценции на основе теории, развитой в работах [3, 6], и составлял 6–7 нм. Спектры фотолюминесценции для света, испущенного в плоскости структур, оказались поляризованными (рис. 2). По-видимому, такая поляризация может быть связана с упорядочением квантовых точек вдоль направления  $[\bar{1}10]$ . Полуширина спектров фотолюминесценции, составляющая  $20 \div 60$  мэВ, свидетельствует о разбросе размеров квантовых точек и значение ее не зависит от температуры в диапазоне  $T = 77 \div 300$  К. Поляризация фотолюминесценции наблюдалась также вдоль квантовых нитей InP, выращенных на GaAs [7].

Исследование структур с помощью дифракции рентгеновских лучей позволило определить количество индия в слое квантовых точек (таблица). Концентрация квантовых точек составляет  $(6 \div 39) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  для различных образцов. При таких концентрациях расстояние между квантовыми точками сравнимо с их размерами, а размер квантовых точек близок к ширине ступени на разориентированной подложке, как это изображено на рис. 1. При увеличении количества InAs в слое размеры квантовых точек возрастают, а их концентрация уменьшается.

## 3. Двумерная проводимость структур

Измерения показали, что сопротивление  $R$  как в образцах  $p$ -типа, так и в образцах  $n$ -типа анизотропно, причем степень анизотропии зависит от температуры  $T$ . Удельное сопротивление  $\rho$ , рассчитанное по методу Ван дер Пау [8], в несколько раз больше в направлении  $[110]$ , чем в направлении  $[\bar{1}10]$

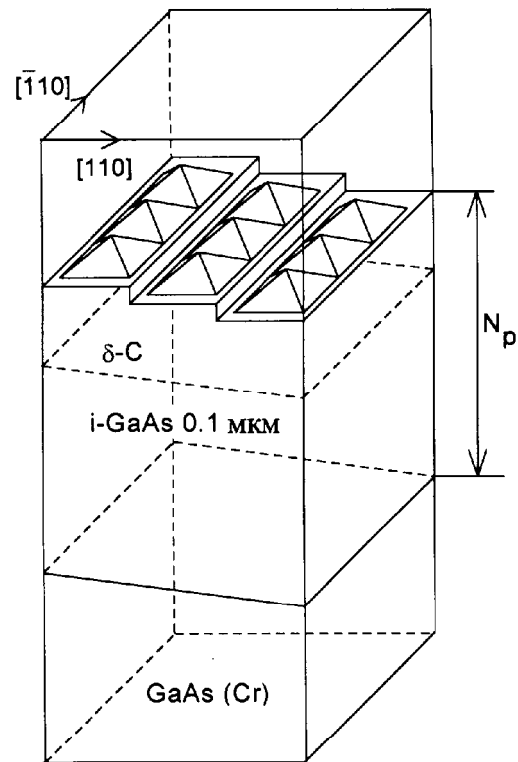


Рис. 1. Общий вид структуры GaAs/InAs с квантовыми точками ( $N_p$  — число периодов в структуре). Дельта-слой углерода  $\delta$ -C существует только для структур  $p$ -типа

(см. таблицу), что можно объяснить формированием квантовых точек в цепочки в направлении  $[\bar{1}10]$  вдоль ступенек (см. рис. 1). Формирование цепочек квантовых точек InAs на фасетированной поверхности GaAs в сходных структурах наблюдалось с помощью туннельного микроскопа в работе [9].

Параметры образцов

Номер образца	$N_p$	$h\nu_{\max}$ (эВ)	Количество монослоев InAs в слое	$N_{qd}$ ( $10^{11} \text{ см}^{-2}$ )	$\rho_{\perp}$ (Ом)	$\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$	$n_H$ ( $10^{11} \text{ см}^{-2}$ )	$n_{SDH}$ ( $10^{11} \text{ см}^{-2}$ )
<i>p</i> -тип								
1	12	1,38	2,35	7,4	—	—	0,58	—
2	10	1,36	2,5	6,8	1270	2,18	2,7	—
3	10	1,415	2,25	10	800	1,19	5,3	4,8
<i>n</i> -тип								
4	20	1,345	4,3	39	41000	1,5	0,30	—
5	12	1,41	2,1	8,3	8290	1,89	0,36	0,45
6	10	1,37	3,0	10	2120	6,87	1,08	1,9
7	15	1,28	4,7	11	7800	5,3	1,60	2,2

*Примечание* :  $N_p$  — число периодов в структурах,  $h\nu_{\max}$  — энергия, соответствующая максимуму спектра фотолюминесценции при  $T = 77$  К, толщина монослоя InAs составляет 0,325 нм,  $N_{qd}$  — концентрация квантовых точек в расчете на один слой квантовых точек,  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$  — удельное сопротивление в направлениях соответственно  $[\bar{1}10]$  и  $[110]$  при  $T = 4,2$  К,  $n_H$  — холловская концентрация носителей тока в расчете на один слой квантовых точек,  $n_{SDH}$  — концентрация носителей тока, определенная по эффекту Шубникова–де Гааза при  $T = 4,2$  К

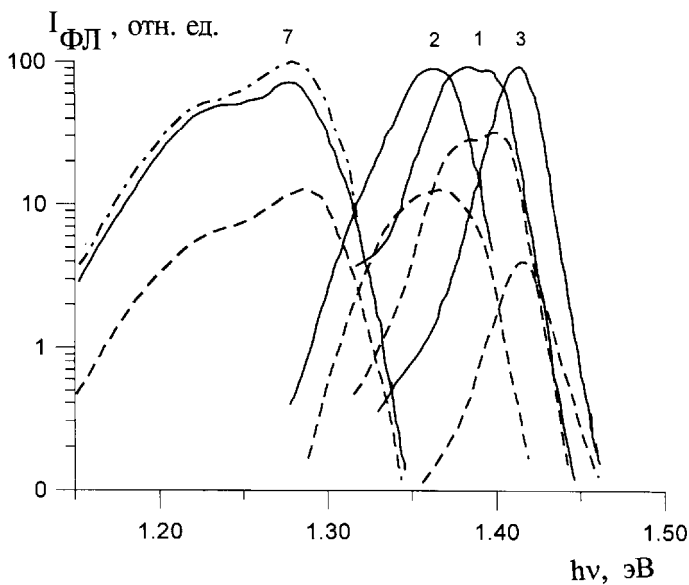


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции при 77 К образцов *p*-типа (1–3) и *n*-типа (7) для света, испущенного в направлении [110] с поляризацией вдоль направления [001] (сплошные линии) и перпендикулярно направлению [001] (штриховые), и света, испущенного в направлении [001] — неполяризованного (штрих-пунктир для образца 7). Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице

В качестве примера на рис. 3 приведена температурная зависимость удельного сопротивления образца 2 в направлениях [110] и  $\bar{1}10$ . На том же рисунке приведена температурная зависимость отношения сопротивлений в этих двух направлениях. Ситуация похожа на наблюдающуюся в структурах GaAs, дельта-легированных оловом на vicинальных поверхностях [10, 11]. Преимущественное распределение олова вдоль ступеней, наблюдавшееся в работах [10, 11], также привело к анизотропии проводимости, зависящей от температуры, и проводимость вдоль ступеней там также была больше.

Для образцов с более высокой концентрацией носителей тока (№ 5–7) при температурах жидкого гелия наблюдалось отрицательное магнетосопротивление, квадратичное в слабых магнитных полях и логарифмическое в более сильных. Абсолютное значение отрицательного магнетосопротивления в слабых полях возрастает при понижении температуры от 4,2 К до 1,6 К. Небольшая величина изменения сопротивления при изменении магнитного поля и температуры может быть объяснена на основе теории квантовых поправок к проводимости для двумерного случая [12, 13]. В более сильных магнитных полях в этих же образцах наблюдаются квантовые осцилляции магнетосопротивления. На рис. 4 ясно проявляются осцилляции магнетосопротивления в образце 6 при  $T = 1,6$  К. Измерение частоты осцилляций в наклонном магнитном поле показало (вставка на рис. 4), что частота осцилляций изменяется пропорционально косинусу угла наклона магнитного поля. Таким образом, осцилляции наблюдаются из-за присутствия двумерных носителей тока в слое квантовых

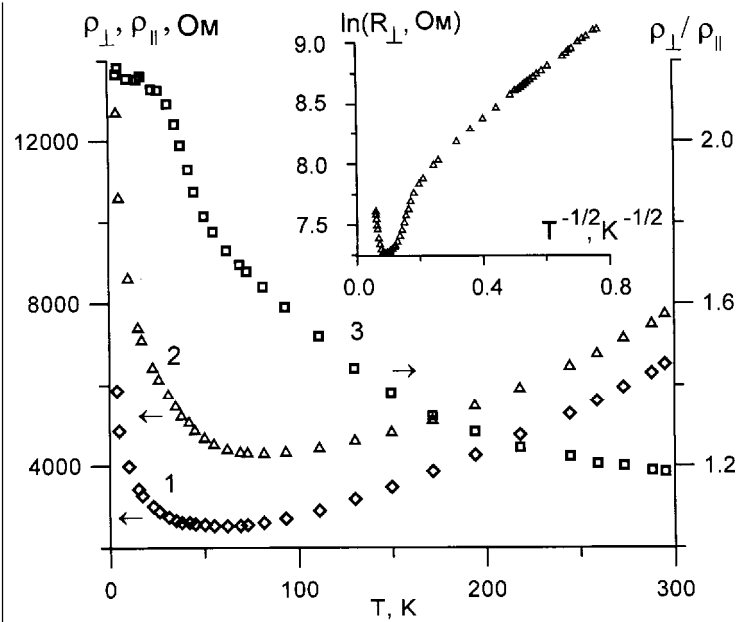


Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления  $\rho_{\parallel}$  в направлении  $\bar{1}10$  (1) и  $\rho_{\perp}$  в направлении [110] (2) и отношения сопротивлений  $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$  (3) образца 2 от температуры. На вставке приведена зависимость логарифма сопротивления  $R_{\perp}$  этого образца вдоль направления [110] от  $1/T^{1/2}$

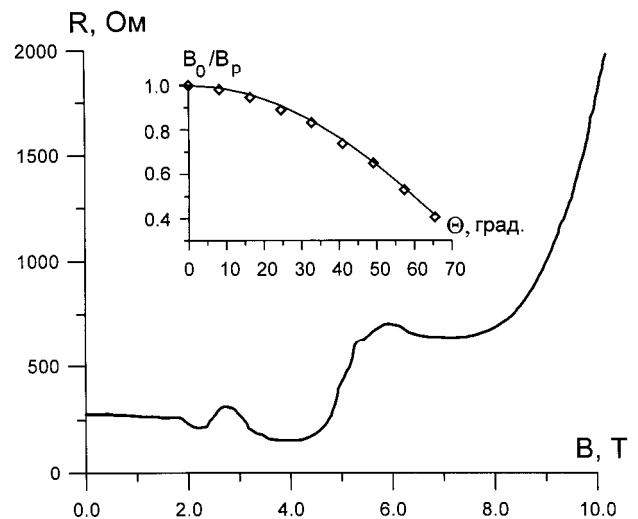


Рис. 4. Магнетосопротивление образца 6 при  $T = 1,6$  К. На вставке показана зависимость отношения  $B_0/B_p$  (где  $B_0$  — величина магнитного поля, соответствующего максимуму осцилляций в поле, перпендикулярном к слою квантовых точек,  $B_p$  — то же в наклонном магнитном поле), от угла отклонения поля от нормали к слою  $\theta$ . Значки — экспериментальные данные, сплошная линия — косинусоида

точек. Так как в наших образцах плотность точек высока, наличие двумерных носителей тока может быть объяснено перекрытием электронных (дырочных) волновых функций различных квантовых точек. По осцилляциям Шубникова–де Гааза определены концентрации двумерных носителей тока, которые совпали с холловской концентрацией (см. таблицу). Значения концентраций носителей тока в расчете

на один слой меньше, чем оцененная концентрация квантовых точек, т. е. не во всех точках есть носители тока.

#### 4. Локализация носителей тока в точках

Удельное сопротивление  $\rho$  всех образцов уменьшается при понижении температуры до  $30 \div 150$  К и затем возрастает. В области температур менее 4,2 К для образцов с небольшой концентрацией носителей тока (например, № 2, 4) зависимость  $\ln \rho$  от  $T^{-1/2}$  линейна. В качестве примера на вставке к рис. 3 приведена зависимость  $\ln R$  от  $T^{-1/2}$  для образца 2. Коэффициент Холла в образцах  $p$ -типа уменьшается при понижении температуры в этой области, т. е. концентрация носителей также падает [14]. В соответствии с теорией [15, 16] приведенные экспериментальные факты свидетельствуют о сильной локализации носителей тока. Для взаимодействующих двумерных электронов в случае сильной локализации проводимость  $\sigma_{xx} \sim \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$ . Из экспериментальных данных следует, что  $T_0 \approx 3,9$  К для образца 2. Сильная локализация возможна при захвате электронов на уровни в квантовых точках.

В образце 5 с небольшой концентрацией электронов наблюдались отрицательное магнетосопротивление в слабых магнитных полях, осцилляции Шубникова–де Гааза в промежуточных полях и резкое увеличение сопротивления в сильных магнитных полях (рис. 5). Величина логарифма сопротивления в фиксированном магнитном поле  $B$  (в данном случае  $B = 6$  Тл) при понижении температуры возрастала пропорционально  $T^{-1/2}$  (вставка на рис. 5). Наблюдаемые зависимости свидетельствуют о том, что в магнитном поле в исследованных структурах происходит переход двумерный металл–изолятор.

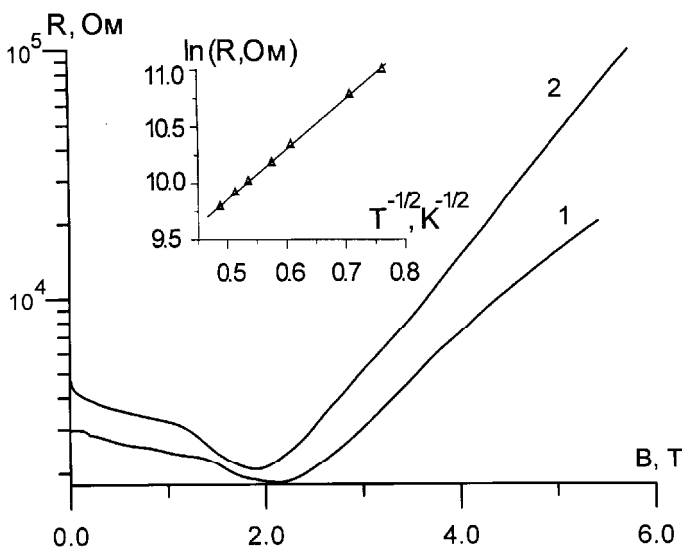


Рис. 5. Магнетосопротивление образца 5 при двух температурах: 1,7 К (1) и 4,2 К (2). На вставке показана зависимость величины логарифма сопротивления в фиксированном магнитном поле  $B = 6$  Тл от  $T^{-1/2}$

В образцах с наименьшей начальной концентрацией носителей тока они вымораживаются еще при относительно высокой температуре. Например, сопротивление образца 1 увеличилось на много порядков при понижении температуры от 300 К до 50 К и стало практически неизмеримым при  $T < 50$  К. Концентрация носителей тока, приведенная в таблице для этого образца (и для образца 4), определена при комнатной температуре.

#### Заключение

В работе исследованы оптические и транспортные свойства многослойных структур с квантовыми точками, выращенных на подложках с небольшим углом разориентации нормали относительно направления [001]. Показано, что в таких структурах наблюдается поляризация света, испущенного в плоскости структур.

В исследованной области температур  $4,2 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$  обнаружена анизотропия проводимости: проводимость вдоль направления  $[\bar{1}10]$ , т. е. вдоль ступенек, существенно выше, чем в перпендикулярном направлении [110]. Все эти данные свидетельствуют о том, что точки формируются на профилированной поверхности преимущественно вдоль ступенек.

В образцах с высокой исходной концентрацией носителей тока при температурах жидкого гелия наблюдается слабая локализация и эффект Шубникова–де Гааза, возникающий от двумерных носителей тока. В образцах с меньшей концентрацией носителей тока температурная зависимость сопротивления  $R$  определяется прыжковой проводимостью с зависимостью  $R \sim \exp[(T_0/T)^{1/2}]$ , что соответствует сильной локализации носителей тока.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-15-96500 и 95-02-05610) и программой «Физика твердотельных наноструктур» (гранты 95-2004, 97-1089).

#### Литература

1. Noda T., Fahy M.R., Matsusue T. et al. // J. Cryst. Growth. 1993. **127**. P. 783.
2. Leonard D., Pond K., Petroff P.M. // Phys. Rev. 1994. **50**. P. 11687.
3. Grundmann M., Stier O., Bimberg D. // Phys. Rev. 1995. **52**. P. 11969.
4. Sakaki H., Yusa G., Someya T. et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. **67**. P. 3444.
5. Звонков Б.Н., Литькова Е.Р., Малкина И.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1996. **63**. P. 418.
6. Marzin J.-Y., Gerard J.-M., Izrael A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. **73**. P. 716.
7. Ahopello J., Sopanen M., Lipsanen H. et al. // Abstr. Second Int. Conf. on Low Dimensional Structures and Devices. Lisbon, Portugal, 1997, May 19–21. O21.
8. Van der Pauw L.J. // Philips Res. Reports. 1961. **16**. P. 187.

9. Arakawa Y. Proc. 23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors. Berlin, 1996, July 21–26. P. 1349.
10. Виссер А.Д., Кадушкин В.И., Кульбачинский В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. **59**. С. 339.
11. Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Кадушкин В.И., Сеничкин А.П. // ФТТ. 1995. **37**. С. 2693.
12. Altshuler B.L., Aronov A.G. // Modern Problems in Condensed Matter Physics / Ed. A.L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 1.
13. Lee P.A., Ramakrishnan T.V. // Rev. Mod. Phys. 1985. **57**. P. 287.
14. Johnson C.E., Jiang H.W. // Phys. Rev. 1993. **В 48**. P. 2823.
15. Efros A.L., Shklovskii B.I. // J. Phys. C: Solid. St. Phys. 1975. **8**. L 49.
16. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979.

Поступила в редакцию  
24.10.97

УДК 546.3 : 539.172.3

## МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В СПЛАВАХ $\beta$ -Mn<sub>18</sub>Sn<sub>2-x</sub>Fe<sub>x</sub>

В. С. Русаков, А. С. Илюшин, А. С. Виноградова, И. А. Никанорова

(кафедра общей физики; кафедра физики твердого тела)

Методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах <sup>57</sup>Fe изучено атомное распределение в сплавах системы  $\beta$ -Mn<sub>18</sub>Sn<sub>2-x</sub>Fe<sub>x</sub> ( $x = 0 \div 2$ ). Подтверждено, что атомы железа предпочитают занимать кристаллографические позиции 8(c) структуры  $\beta$ -Mn. Обнаружено, что степень дальнего порядка в расположении атомов железа по отношению к позициям 8(c) в структуре  $\beta$ -Mn у неотожженных сплавов выше, чем у отожженных. Установлено, что наличие атомов олова в структуре  $\beta$ -Mn практически не влияет на степень дальнего порядка в расположении атомов железа.

### Введение

Изучение атомного упорядочения в сплавах является одной из актуальных проблем в физике твердого тела. Сплавы на основе  $\beta$ -марганца из-за особенностей его кристаллической структуры [1, 2] обнаруживают зависимость широкого спектра их физических характеристик от локального атомного распределения по позициям  $\beta$ -Mn. Как известно,  $\beta$ -модификация марганца имеет кубическую структуру (пространственная группа  $P4_13$ ) с 20 атомами в элементарной ячейке, распределенными по двум структурно неэквивалентным позициям: 8(c) и 12(d) [3]. При этом атомы марганца, заселяющие позиции 8(c), отличаются от атомов марганца в позициях 12(d) меньшим атомным радиусом и другой электронной конфигурацией [4]. Из-за сложности структуры  $\beta$ -Mn и благодаря интересным физическим свойствам сплавов на его основе возникает увлекательная задача исследования механизмов атомного упорядочения и установления взаимосвязи степени порядка со свойствами интерметаллических систем.

Порядок в расположении атомов в сплавах со структурой  $\beta$ -Mn изучался в работах [5–13]. В этих работах для исследования распределения примесных атомов олова и железа по позициям  $\beta$ -Mn применялись методы мёссбауэровской спектроскопии. Изменение концентрации примесей меняет параметры мёссбауэровских спектров сплавов — число и соотношение интенсивностей компонент, а также сверхтон-

кие параметры спектра. Было обнаружено, что атомы железа предпочитают один из двух типов структурно неэквивалентных позиций структуры  $\beta$ -Mn [5, 8–11, 13]. Однако авторы этих работ пришли к взаимно противоречивым выводам. Результат исследования атомного упорядочения методами мёссбауэровской спектроскопии в существенной мере зависит от интерпретации и идентификации мёссбауэровских спектров. В работе [14] с помощью современных методов обработки и анализа мёссбауэровских спектров и расчета тензора градиента электрического поля, учитывающего особенности кристаллической структуры, нам удалось провести однозначную идентификацию парциальных спектров ядер <sup>57</sup>Fe в сплавах системы Mn<sub>20-x</sub>Fe<sub>x</sub> и показать, что при замещении марганца железом атомы Fe предпочитают занимать позиции 8(c). Проведенный нами анализ параметров сверхтонких взаимодействий ядер <sup>119</sup>Sn и концентрационных зависимостей относительных интенсивностей парциальных спектров ядер <sup>57</sup>Fe в системе Mn<sub>19,3-x</sub>Sn<sub>0,7</sub>Fe<sub>x</sub> показал, что олово замещает марганец только в позициях 12(d). Наряду с таким избирательным замещением атомов Mn атомами Fe и Sn было обнаружено также увеличение коэффициента дальнего порядка в расположении атомов Fe и уменьшение степени дальнего порядка с ростом концентрации железа [14].

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению атомного распределения в сплавах системы  $\beta$ -Mn-Fe-Sn с переменным содержанием железа и оло-