

Температурные особенности магнитных взаимодействий в станниде марганца

В.А. Вирченко¹, М.Ф. Thomas², Т.М. Ткаченко¹

¹Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси
ул. П. Бровки, 17, г. Минск, 220072, Беларусь
E-mail: lttt@ifftp.bas-net.by

²Department of Physics, Oliver Lodge Laboratory, the University of Liverpool, England

Статья поступила в редакцию 29 января 2007 г.

Методом эффекта Мессбауэра на железе и олове изучены особенности магнитных взаимодействий в станниде марганца $Mn_{1,66}Fe_{0,02}Sn$ со структурой типа $B8_2$. Температура Кюри этого соединения по мессбауэровским данным для ^{57}Fe составляет $T_C = 265$ К, а для ^{119}Sn $T_C = 250$ К, что в обоих случаях выше T_C , определенной по методу Фарадея (240 К). Подтверждено участие атомов олова в магнитном обменном взаимодействии в цепочках $MnII-Sn-MnII$. Показано, что только три из пяти атомов марганца, занимающих ближайшие к атому олова тригонально-бипирамидальные позиции $MnII$, эффективно влияют на магнитные взаимодействия на ядре олова. Магнитные поля на ядрах атомов марганца в тригонально-бипирамидальных позициях в цепочках $MnII-Sn-MnII$ значительно превышают (в 2–2,5 раза) поля на ядрах атомов марганца в октаэдрических позициях в $MnI-MnI$.

Методом эффекта Мессбауэра на железе и олове изучены особенности магнитных взаимодействий в станниде марганца $Mn_{1,66}Fe_{0,02}Sn$ с структурой типа $B8_2$. Температура Кюри этой сполуки за мессбауэровськими даними для ^{57}Fe становить $T_C = 265$ К, а для ^{119}Sn $T_C = 250$ К, які в обох випадках вище T_C , що визначено завдяки методу Фарадея (240 К). Підтверджено участь атомів олова в магнітній обмінній взаємодії в ланцюжках $MnII-Sn-MnII$. Показано, що тільки три з п'яти атомів марганцю, що займають найближчі до атома олова тригонально-біпірамідальні позиції $MnII$, ефективно впливають на магнітні взаємодії на ядрі олова. Магнітні поля на ядрах атомів марганцю в тригонально-біпірамідальних позиціях у ланцюжках $MnII-Sn-MnII$ значно перевищують (в 2–2,5 рази) поля на ядрах атомів марганцю в октаэдричних позиціях в $MnI-MnI$.

PACS: 76.80+у Эффект Мессбауэра, другая гамма-спектроскопия;
75.47.Np Металлы и сплавы.

Ключевые слова: эффект Мессбауэра, станнид марганца, магнитное обменное взаимодействие.

1. Постановка задачи

Станнид марганца кристаллизуется в структуре $B8_2$ и является фазой протяженного состава с областью гомогенности от 33 до 40 ат.% олова [1,2]. Гексагонально плотноупакованные атомы олова составляют каркас структуры, в октаэдрических и тригонально-бипирамидальных междуузлиях которого располагаются атомы марганца (MnI и $MnII$). По магнитным свойствам это ферримагнетик [3–5] с антипараллельной (в базисной плоскости) ориентацией магнитных моментов атомов марганца, находящихся в структурно неэквивалентных позициях. В [6–8] отмечена спо-

собность станнида марганца переходить в спинстекольное состояние в области температур ниже 100 К. Опубликованные данные по значениям величин магнитных моментов атомов и температур Кюри противоречивы. Так, по результатам [3] температура T_C с ростом содержания марганца от $Mn_{1,5}Sn$ до $Mn_{1,8}Sn$ снижается от 269 до 256 К, по данным [4] — 263–226 К, по [6] температура перехода $Mn_{1,74}Sn$ составляет $T_C \approx 230$ К, по данным [8] в Mn_7Sn_4 $T_C = 220$ К. Магнитные измерения [3] дали величины магнитных моментов на атом марганца $3,5\mu_B$ в октаэдрических и $2,2\mu_B$ в тригонально-бипирамидальных позициях. По данным нейтронографических исследо-

ваний [5,6] они составляют $(0,8 \pm 0,2)\mu_B$ и $(3,8 \pm 0,2)\mu_B$. Предполагают, что, как и в сплавах Гейслера [9], магнитное взаимодействие в станниде марганца [6] осуществляется в линейных цепочках MnI–MnI–MnI и MnII–Sn–MnII (вдоль оси c).

Перечисленные расхождения данных показывают необходимость в дополнительных исследованиях магнитных взаимодействий в антимониде марганца. Целью работы стало изучение высокочувствительным методом эффекта Мессбауэра магнитных взаимодействий в станниде марганца на двух изотопах — ^{57}Fe и ^{119}Sn и изменения их характера при понижении температуры от комнатной $T = 290$ К до температуры жидкого гелия $T = 10$ К.

Особенностью работы является проведение температурных мессбауэровских исследований одновременно на ядрах атомов (1) катионной подрешетки (примесные атомы железа) и на ядрах атомов (2) анионной подрешетки (олова), являющихся основной компонентой соединения. Такие исследования позволили сравнить магнитные сверхтонкие взаимодействия в подрешетках атомов двух сортов.

2. Эксперимент

Образец станнида марганца состава $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ получен по известной технологии сплавлением компонентов, взятых в требуемом весовом соотношении, в вакуумированной кварцевой ампуле при $T = 1323$ К, с последующим отжигом при $T = 1113$ К в течение 120 часов [4]. Вместо 2 ат.% марганца в процессе синтеза в образец введено железо, обогащенное изотопом ^{57}Fe . Естественная смесь олова, использованная при получении станнида, была также обогащена резонансным изотопом ^{119}Sn .

По результатам рентгенографических исследований параметры решетки полученного образца $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ составляют: $a = 0,438$ нм, $c = 0,550$ нм. По исследованиям намагниченности методом Фарадея в поле 0,86 Тл и температурном интервале 80–300 К магнитные характеристики образца следующие: средний магнитный момент $\mu = 1,78\mu_B$ ($T = 80$ К), температура Кюри $T_C = 240$ К.

Мессбауэровские исследования образца на резонансных атомах ^{57}Fe $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ проведены в интервале температур 10–300 К и на ^{119}Sn в интервале 77–300 К. Измерения выполнены в обычной геометрии пропускания и режиме постоянных ускорений, источниками резонансного гамма-излучения служили $^{57\text{m}}\text{Co}$ (Rh) и $\text{Ca}^{119\text{m}}\text{SnO}_3$, изомерные сдвиги рассчитаны относительно $\alpha\text{-Fe}$ и CaSnO_3 .

3. Результаты мессбауэровских исследований на изотопе ^{119}Sn

Результаты температурных мессбауэровских исследований $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ на ^{119}Sn представлены на рис. 1. Спектры обработаны с использованием программ FfitA и FCFCORE_3 [10]. В таблице 1 приведены параметры подспектров, полученные в результате обработки спектров ^{119}Sn : величины изомерных сдвигов (ИС, мм/с), квадрупольных расщеплений (КР, мм/с), сверхтонких магнитных полей на ядрах олова (H_{eff} , Тл), площади подспектров (A_i).

Спектр станнида марганца на олове ^{119}Sn при комнатной температуре представляет собой квадрупольно расщепленную линию и обработан в модели одиночного дублета, что отвечает и структурным особенностям, и немагнитному состоянию соединения.

Таблица 1. Параметры мессбауэровского спектра $\text{Mn}_{1,68}\text{Sn}$ на ^{119}Sn в интервале температур 77–290 К

T, К	Номер подспектра / параметры															
	1				2				3				4			
	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, Тл	A_i	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, Тл	A_i	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, Тл	A_i	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, Тл	A_i
290	2,01	1,16	—	1181												
260	2,15	1,00	—	13143	2,05	1,20	—	15467								
250	1,84	1,00	0,40	12300	2,08	1,13	—	16196								
240	1,50	1,02	0,65	5775	2,50	2,29	0,26	5245								
225	1,49	1,00	1,02	8648	2,51	0,10	0,69	9176					2,84	—	—	100
200	1,56	0,69	1,39	5267	2,42	0,40	1,00	6715					2,72	—	—	100
120	1,63	0,70	1,63	4226	3,36	0,29	1,10	4888	1,79	0,09	2,01	1780	2,73	—	—	333
77	1,81	1,16	1,69	1971	3,08	0,56	1,12	3035	2,02	1,16	2,16	449	2,75	—	—	110

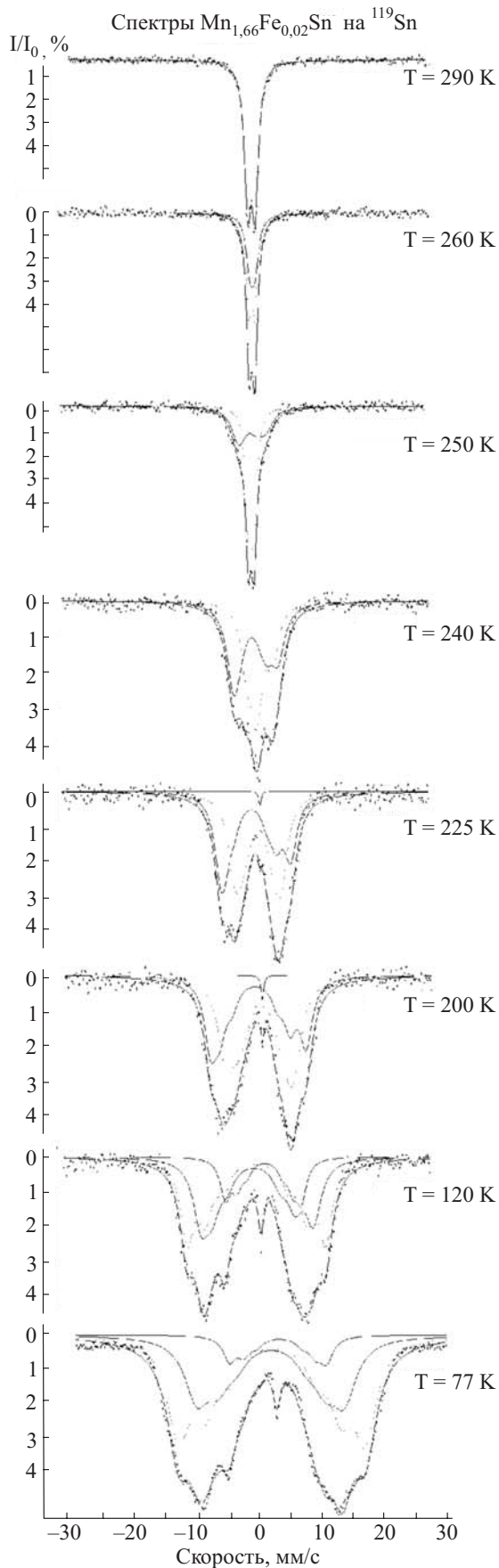


Рис. 1. Мессбауэровские спектры станнида марганца на ^{119}Sn в интервале температур 290–77 К.

По мере снижения температуры спектр на олове трансформируется в магнитно расщепленный. При этом ИС подспектров с температурой в целом меняются слабо. Небольшое смещение спектра можно отнести к температурному сдвигу [11]. При $T = 250$ К, на фоне сохраняющейся парамагнитной составляющей, на ядрах ^{119}Sn появляется магнитное взаимодействие, это, по крайней мере, на 10 К выше, чем определено по методу Фарадея. По мере дальнейшего снижения температуры сверхтонкие магнитные взаимодействия и соответствующие поля на ядрах ^{119}Sn растут по величине вплоть до предела наблюдений при $T = 77$ К. В [12] для Mn_2Sn при $T = 80$ К определено поле на ядре Sn, равное 190 кЭ. Нами определено, что между 250 и 120 К на ядрах олова имеется, как минимум, два различающихся по величине магнитных поля, но при этом линии соответствующих подспектров уширены относительно ширины линии стандартного поглотителя. В интервале 120–77 К наблюдается по три различных значения сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{119}Sn . Уширение линий прежде всего свидетельствует о дополнительных неразрешенных магнитных взаимодействиях, которые сложно выявить из-за перекрытия линий подспектров. Аномальное уширение наблюдают в мессбауэровских спектрах, снятых в области температур фазовых переходов. Возможными причинами уширения, кроме неразрешенного магнитного взаимодействия, могут быть также рост градиента электрического поля при снижении температуры, несовпадение направлений градиента электрического и магнитного полей на ядре [13,14], эффект роста ширины линии олова при снижении температуры.

В станниде марганца, имеющем структуру $B8_2$, рис. 2, в локальном окружении атома олова имеется шесть октаэдрических позиций MeI, считающихся полностью заполненными атомами марганца, а также пять ближайших к атому олова позиций тригонально-бипирамидального типа MeII. В нашем случае в Mn_{1+x}Sn при $x = 0,68$ эти позиции заполнены атомами марганца частично. Зная параметры решетки данного образца ($a = 0,438$ нм, $c = 0,550$ нм), определенные рентгенографически, и углы решетки, мы рассчитали расстояния от олова до ближайших атомов марганца MeI и MeII. Межатомные расстояния представлены в табл. 2. Видно, что три из пяти атомов марганца MeII находятся ближе к атому олова, чем оставшиеся два атома MeII и 6 атомов MeI. Поскольку рассматриваемые магнитные и квадрупольные электрические взаимодействия носят характер близкодействующих, заполнение атомами марганца MeII трех ближайших тригонально-бипирамидальных позиций и определяет поля на ядре олова. Особенности магнитного поля, создаваемого на ядре олова, проявляются в мессбауэровском спектре в виде подспектров. Следуя нашему

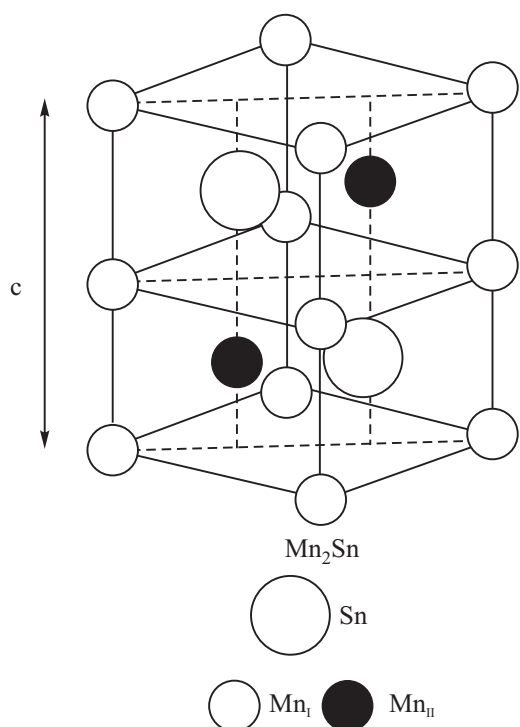


Рис. 2. Структура типа $B8_2$.

предположению, в спектре должно наблюдаться четыре подспектра. Полное отсутствие атомов марганца в ближайших олову трех из пяти позиций дает в спектре магнитно нерасщепленный подспектр. Один атом марганца наводит на ядре олова небольшое магнитное поле, которое проявляется в подспектре с минимальным магнитным расщеплением, два атома создают поле с большим магнитным расщеплением, заполнение трех ближайших из пяти позиций $MnII$ дает в спектре

олова подспектр с максимальным магнитным расщеплением.

Распределение атомов металла по тригонально-бипирамидальным позициям структуры $B8_2$ считается случайным и описывается биномиальным законом. В нашем случае $Mn_{1+x}Sn$ при $x = 0,68$ вероятность заполнения n тригонально-бипирамидальных из пяти возможных [15] задается формулой

$$P(n) = \left(\frac{5}{n}\right) 0,68^n 0,32^{5-n} . \quad (1)$$

Расчитанные по (1) вероятности заполнения тригонально-бипирамидальных позиций представлены в табл. 3. Выше, по результатам расчета межатомных расстояний, мы предположили, что вклад ближайших трех атомов $MnII$ в магнитное поле на ядре олова является определяющим, т.е. нас интересуют случаи $n = 0, 1, 2, 3$. При $T = 120$ и 77 К спектры на олове моделируются тремя магнитными и одним немагнитным подспектрами, что полностью соответствует такой гипотезе: спектр определяется заполнением трех из пяти ближайших позиций $MnII$. Из трех ближайших тригонально-бипирамидальных позиций могут быть заняты либо все три, либо две, одна или не заняты ни одной позицией (магнитно нерасщепленный подспектр). Причем приведенные вероятности заполнения 0, 1, 2 и 3 при $T = 77$ К находятся в хорошем соответствии с величинами приведенных площадей соответствующих подспектров (см. табл. 3). Такой результат подтверждает известное предположение об участии атомов олова в обменных взаимодействиях в цепочках $MnII-Sn-MnII$, но также показывает, что каждый атом олова взаимодействует с тремя ближайшими из пяти возможных атомов марганца в тригонально-бипирамидальных позициях $MnII$. Оставшиеся два из пяти атомов $MnII$ расположены на $0,22\text{\AA}$

Таблица 2. Расстояния от атома олова в $Mn_{1,66}Fe_{0,02}Sn$ до ближайших атомов марганца

№ атома Mn	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Позиция атома Mn	MnI	MnI	MnI	MnI	MnI	MnI	MnII	MnII	MnII	MnII	MnII
Расстояние Sn-Mn, Å	2,88	2,88	2,88	2,88	2,88	2,88	2,75	2,75	2,53	2,53	2,53

Таблица 3. Вероятности заполнения тригонально-бипирамидальных позиций и относительные площади соответствующих подспектров в спектре $Mn_{1,66}Fe_{0,02}Sn$

№ подспектра	число заполненных позиций $MnII$, n	Вероятность заполнения n позиций, P_n	Относительная вероятность, $P_n/\sum P_n$	Площадь подспектра в экспериментальном спектре, A_n	Относительная площадь, $A_n/\sum A_n$
1	3	0,32	0,60	3034	0,60
2	2	0,15	0,28	1971	0,30
3	1	0,036	0,07	449	0,07
4	0	0,0023	0,04	110	0,02

дальше от атома олова, что, очевидно, является достаточным основанием для существенного ослабления магнитного взаимодействия.

4. Результаты мессбауэровских исследований на изотопе ^{57}Fe

Исходный спектр на ^{57}Fe при температуре $T = 290\text{ K}$ представляет собой суперпозицию двух подспектров в форме дублетов различной интенсивности (рис. 3, табл. 4), которые соответствуют атомам металла в двух структурно-неэквивалентных позициях MeI и MeII и свидетельствуют о парамагнитном состоянии атомов металла в обеих позициях при данной температуре. Линии в подспектрах незначительно уширены относительно ширины линии стандартного поглотителя Fe ($\Gamma_{\text{st}} = 0,32\text{ мм/с}$). Изомерные сдвиги обоих подспектров практически совпадают, что позволяет считать электронные конфигурации атомов железа в октаэдрических и тригонально-бипирамидальных позициях идентичными и по величине ИС соответствующими трехвалентному состоянию железа Fe^{3+} [14]. Квадрупольные расщепления подспектров различны, что отражает различную симметрию локального окружения атомов металла в позициях MeI (окта) и MeII (тетра).

По мере снижения температуры величины изомерных сдвигов на ядрах железа растут. Центр тяжести спектра ^{57}Fe при понижении T от 290 до 10 K смещается от 0,44 до 1,12 мм/с. Аномальные изменения в величинах ИС, КР, интегральной вероятности эффекта Мессбауэра, аналогичные изучаемым нами, наблюдали, например, при переходе веществ в сверхпроводящее состояние в связи с размыванием электронной плотности [16,17]. Величина изомерного сдвига пропорциональна электронной плотности на ядре. Положительный рост величины ИС на железе при снижении температуры может означать повышение ковалентности химической связи (т.е. переход от состояния Fe^{3+} к Fe^{2+}), сопровождающийся высвобождением части электронов.

На фоне сохраняющихся парамагнитных составляющих слабовыраженное магнитное взаимодействие на ядрах железа ^{57}Fe проявляется при $T = 265\text{ K}$. Магнитное взаимодействие на ^{119}Sn появилось, как показано выше, при $T = 250\text{ K}$, т.е. с запаздыванием по температуре на $\sim 15\text{ K}$. При снижении температуры происходит исчезновение парамагнитных составляющих в спектрах, сверхтонкие магнитные взаимодействия и соответствующие поля на ядрах ^{57}Fe растут по величине вплоть до предела наблюдений $T = 10\text{ K}$.

Низкотемпературные спектры ^{57}Fe условно разложены на две группы подспектров со значительно (в 2,5–3 раза) различающимися между собой полями. Линии подспектров уширены относительно линии

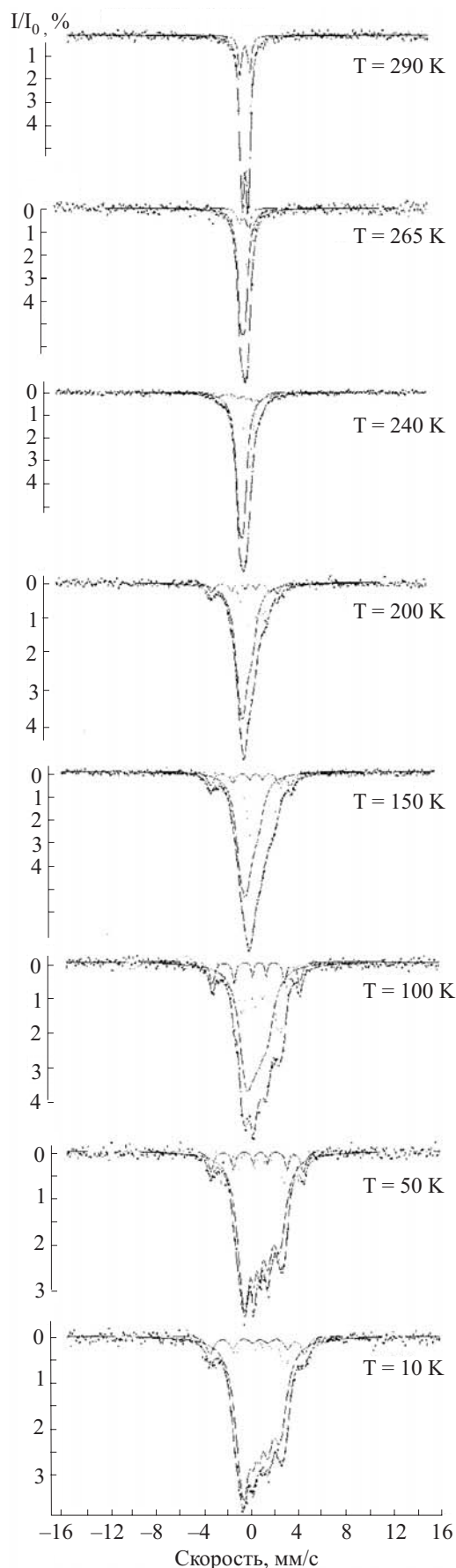


Рис. 3. Мессбауэровские спектры станида марганца на ^{57}Fe в интервале температур 290–77 K.

Таблица 4. Расчетные параметры мессбауэровских спектров на ^{57}Fe образца $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ при $T = 10 - 290$ К

T, К	Номер подспектра / параметры											
	1				2				3			
	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, кГс	A	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, кГс	A	ИС, мм/с	КР, мм/с	H, кГс	A
290	0,42	0,82	—	400					0,46	0,45	—	1742
265	0,45	-0,74	12,6	335	0,77	0,00	—	1000	0,32	0,38	—	2236
240	0,45	-1,03	103,6	335	0,87	0,13	—	1000	0,29	0,37	—	2236
200	0,58	-0,50	172,0	335	1,09	0,18	51,0	1000	0,30	0,61	20,0	2548
150	0,59	-0,46	206,9	278	1,21	0,14	60,5	1000	0,12	0,26	46,6	1504
100	0,56	-0,29	226,7	313	1,08	-0,36	100,9	1000	0,30	0,32	57,8	2048
50	0,59	-0,27	239,7	1080	1,11	-0,62	122,3	1000	0,60	0,34	98,3	10485
10	0,59	-0,25	245,0	979	1,09	-0,61	133,0	1000	0,56	0,34	102,8	8494

стандартного поглотителя. Очевидно, подспектр с большей величиной поля дают атомы марганца в тригонально-бипирамидальных позициях MeII. При этом величина поля на ядрах железа в тригонально-бипирамидальных междуузлиях соответствует полям, возникающим на ядрах олова с температурным запаздыванием ~15 К. Меньшие величины полей, видимо, соответствуют атомам марганца, находящимся в октаэдрических позициях и взаимодействующим друг с другом MnI–MnI. Эти магнитные взаимодействия проявляются при более низких температурах (от 200 К), однако интегральная составляющая этих взаимодействий в спектре составляет примерно 9/10. Вероятными причинами такого соотношения вкладов атомов от двух подрешеток являются, во-первых, общее соотношение атомов в подрешетках от 1 к 0,68, во-вторых, по модели, предложенной выше на основании мессбауэровских исследований подрешетки атомов олова, только 3/5 атомов марганца в позициях MeII ощутимо участвуют в магнитных взаимодействиях. Умножение идеальной концентрации 0,68 и концентрации атомов, участвующих во взаимодействиях (0,6), дает отношение подспектров атомов в позициях MeI и MeII — 10 к 4. Если учесть, что обычно тригонально-бипирамидальная подрешетка дефектна, а октаэдрическая стабильно заполняется атомами металла, то мы приблизимся к реальному соотношению вкладов подспектров в спектр.

По параметрам спектра точно определяются величины максимальных эффективных магнитных полей. При $T = 50$ К максимальное поле на ядре железа составляет 2,40 Тл, по известной эмпирической формуле $H_{\text{eff}} = a\mu_{\text{Fe}} + b\mu_1$ [13,14] можно грубо оценить соответствующий магнитный момент атома железа. Эмпирические коэффициенты составляют: $a = 1,42T/\mu_B$, $b = 0,14T/\mu_B$. Так как a на порядок выше, вторым чле-

ном формулы при оценке обычно пренебрегают. Получаем величину магнитного момента атома железа $\bar{\mu}_{\text{Fe}} = 1,69\mu_B$, практически совпадающую с величиной $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$, определенной по методу Фарадея при $T = 80$ К.

Учитывая изменения величин ИС и КР, уширение линий и возможные причины, его вызывающие, можно считать экспериментально установленным факт наличия при температурах ниже 120 К различных по величине магнитных полей и на ядрах железа, и на ядрах олова; экспериментальные спектры и на железе, и на олове моделируются, по крайней мере, тремя магнитными подспектрами. Максимальные эффективные магнитные поля на ядрах железа и олова при одной и той же температуре несколько отличаются по величине. Максимальное магнитное поле на ядрах ^{119}Sn при $T = 77$ К составляет $H_{\text{eff}}^{\text{max}} = 2,16$ Тл, что примерно на 0,1–0,2 Тл ниже полей на железе при такой же температуре. Поля на олове достигают по величине полей на ядрах железа с небольшим температурным запаздыванием. Так, при температуре 240 К поле на ядре железа $H_{\text{eff}}^{\text{max}} = 1,03$ Тл, такую же величину имеет поле на ядре олова при $T = 225$ К.

5. Выводы

При снижении температуры магнитные взаимодействия на ядрах железа появляются раньше, чем на ядрах атомов олова. Температура Кюри по мессбауэровским данным на ^{57}Fe для $\text{Mn}_{1,66}\text{Fe}_{0,02}\text{Sn}$ составляет $T_C = 265$ К, по данным на ^{119}Sn — $T_C = 250$ К (запаздывание ~15 К), что в обоих случаях выше измеренной по методу Фарадея ($T_C = 240$ К). Максимальные эффективные магнитные поля на ядрах олова достигают величин, равных полям на ядрах железа, также с запаздыванием по температуре ~15 К.

Подтверждено участие атомов олова в магнитном обменном взаимодействии в цепочках MnII–Sn–MnII. Показано, что только три из пяти атомов марганца, занимающих ближайшие к атому олова тригонально-бипирамидальные позиции MnII, эффективно влияют на магнитные взаимодействия на ядре олова.

Магнитные взаимодействия атомов марганца в тригонально-бипирамидальных позициях в цепочках MnII–Sn–MnII интенсивнее взаимодействий атомов марганца в октаэдрических позициях MnI–MnI, поля на ядрах соответствующих атомов различаются в 2–2,5 раза.

1. M. Elding-Ponten, L. Stenberg, A.-K. Larsson, S. Lidin, and K. Stahl, *J. Solid State Chem.* **129**, 231 (1997).
2. M. Elding-Ponten, L. Stenberg, S. Lidin., G. Madariaga, and J.-M. Perez-Mato, *Acta Cryst.* **B53**, 364 (1997).
3. Mitsuru Asanuma, *J. Phys. Soc. Jpn.* **17**, 300 (1962).
4. Ko Yasukochi, Kazuo Kanematsu, and Tetuo Ohoyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **16**, 1123 (1961).
5. N.S. Satya Murthy, R.J. Begum, B.S. Srinivasan, and M.R.L.N. Murthy, *Phys. Lett.* **15**, 225 (1965).
6. R. Sugi, T. Shimomura, M. Matoba, S. Matsuzaka, S. Fujii, N. Hagiwara, and S. Anzai, *Phys. Status Solidi* **B189**, K65 (1995).
7. N. Tokiwa, T. Yoshida, T. Shomomura, N.R. Sugi, M. Matoba, and S. Anzai, *Phys. Status Solidi* **B189**, K33 (1995).
8. S. Anzai, F. Abe, Y. Takayama, S. Fujii, R. Sugi, A. Kakimoto, M. Narita, A. Kikuchi, and E. Mori, *J. Magn. Mater.* **E605**, 272 (2004).
9. J. Kubler, A.R. Williams, and C.B. Sommers, *Phys. Rev.* **B28**, 1745 (1983).
10. M. Attenborough, *Ph.D. Thesis*, University of Liverpool (1997).
11. B.D. Josephson, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 341 (1960).
12. S.S. Hanna, L. Meyer-Schutzmeister, R.S. Preston, and D.H. Vincent, *Phys. Rev.* **120**, 2211 (1960).
13. В.С. Шпинель, *Резонанс гамма-лучей в кристаллах*, Наука, Москва (1969).

14. *Химические применения мессбауэровской спектроскопии*, В.И. Гольданский (ред.), Мир, Москва (1970).
15. E.A. Vasilev and T.M. Tkachenka, *Crys. Res. Technol.* **32**, 931 (1997).
16. C.M. Lin and S.T. Lin., *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, L247 (1993).
17. Н.П. Серегин, *ФТТ* **45**, 12 (2003).

Temperature peculiarities of magnetic interactions in manganese stannide

V.A. Virchenko, M.F. Thomas, and T.M. Tkachenko

The Mössbauer study of magnetic interactions in manganese stannide $Mn_{1,66}Fe_{0,02}Sn$ of a $B8_2$ structure was carried out on Fe and Sn. The Curie temperature of this compound is $T_C = 265$ K by the data on ^{57}Fe and $T_C = 250$ K by the data on ^{119}Sn which are higher than determined by the Faraday method (240 K). It is found that the Sn atoms take part in the magnetic exchange interaction in MnII–Sn–MnII chains. It is shown that only three of the five Mn atoms that occupy the nearest-to-Sn atom trigonal-bipyramidal positions MnII affect considerably the magnetic interaction on the Sn core. The magnetic fields on the Mn atoms cores in the trigonal-bipyramidal positions in the MnII–Sn–MnII chains are much higher (2–2.5 times) than those on the Mn atoms cores in the octahedral positions in MnI–MnI.

PACS: **76.80+y** Mössbauer effect; other gamma-ray spectroscopy;
75.47.Np Metals and alloys.

Keywords: Mössbauer effect, manganese stannide, magnetic exchange interaction.