

На рис. 2 приведены зависимости продольной и поперечной спонтанной магнитострикции от концентрации ионов Co при $T/T_c = \text{const}$, где T_c — температура Кюри. Видно, что эти зависимости носят нелинейный характер и стремятся к насыщению при увеличении содержания ионов Co .

Отрицательный знак и значительное возрастание абсолютной величины константы магнитострикции уже при небольших добавках ионов Co в гранатах и шпинелях можно объяснить, если привлечь модель локальных искажений, которые вносят ионы Co^{2+} , находящиеся в октаэдрической позиции, где они проявляют себя как янтеллеровские ионы [6]. Можно предположить, что в исследованных нами манганитах, имеющих структуру перовскита с ионами Mn и Co в октаэдрических позициях, отрицательный знак и резкое изменение величины магнитострикции также обязаны ионам Co^{2+} . Нелинейный характер концентрационной зависимости магнитострикции указывает на то, что в исследованных манганитах одноионный механизм не является определяющим и тенденция к насыщению в концентрационной зависимости магнитострикции может быть следствием кооперативных искажений, вносимых ионами Co при достаточно больших концентрациях.

Температурные зависимости теплового линейного расширения для ряда изученных составов приведены на рис. 3. Видно, что с увеличением содержания ионов Co коэффициент теплового линейного расширения увеличивается. В районе температуры Кюри зависимости $\Delta l/l(T)$ имеют монотонный характер (температуры Кюри указаны на рис. 3 стрелками). Небольшое отклонение от линейной зависимости при переходе из парамагнитной в ферромагнитную область может быть связано с объемной магнитострикцией положительного знака.

Из анализа экспериментальных данных можно сделать следующий вывод: замещение ионов Mn ионами Co сильно влияет на магнитострикцию в манганитах, при этом магнитострикция не описывается одноионным механизмом. Ранее исследованные аномалии кинетических эффектов, обнаруженные в районе температуры Кюри [4], не обусловлены магнитострикционными эффектами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Leung L. K., Morrish A. H., Evans B. J. // Phys. Rev. 1976. 13, N 9. P. 4069. [2] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М. // ФТТ. 1982. 24, № 11. С. 3428. [3] Белов К. П., Свирина Е. П., Шляхина Л. П. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 2. С. 94. [4] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М., Нтахомвукие В. // ФТТ. 1986. 28, № 6. С. 1898. [5] Бажанова Н. В., Илюшин А. С., Кадомцева А. М. и др. // Кристаллография. 1976. 21, № 2. С. 339. [6] Dione J. F. // J. Appl. Phys. 1979. 50, N 6. P. 4263.

Поступила в редакцию
14.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 537.622.4 : 539.184.262

О СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ И ПОВЕДЕНИИ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ Mn В СПЛАВАХ $Ni_2Mn_{1-x}V_xSn$

П. Н. Стеценко, В. В. Суриков, Ю. И. Авксентьев, В. Н. Жордочкин, М. А. Мостафа (АРЕ)

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Изучено пространственное распределение спиновой плотности электронов проводимости и зависимость магнитного момента атомов марганца от концентрации ванадия в сплавах $Ni_2Mn_{1-x}V_xSn$. Показано, что μ_{Mn} остается постоянным при $0 \leq x \leq 0,5$ и убывает при $x > 0,5$.

Известно, что замещение в сплаве Гейслера Ni_2MnSn атомов марганца на атомы ванадия приводит к существенному изменению магнитных свойств: Ni_2MnSn ферромагнитен, а Ni_2VSn парамагнитен [1]. Однако изменение локальных магнитных характеристик в сплавах $Ni_2Mn_{1-x}V_xSn$ практически не изучалось. Этому и посвящена данная работа.

Для изготовления сплавов использовались элементы Ni , Mn , V , Sn с химической чистотой не хуже 99,99%. Образцы выплавлялись в дуговой печи в атмосфере

аргона и отжигались в кварцевых запаянных ампулах в вакууме в течение 170 ч при температуре 850°С с последующей закалкой в воде. Рентгенографический анализ показал хорошую однофазность полученных образцов и линейное изменение параметра решетки в зависимости от концентрации марганца. Параметр решетки сплава Ni_2MnSn равен 6,055 Å, а сплава Ni_2VSn — 6,037 Å.

Спектры ядерного спинного эха квазитройной системы сплавов $Ni_2Mn_{1-x}V_xSn$ измерялись по двухимпульсной методике при $T=4,2$ К на ядрах ^{55}Mn . В данных сплавах, имеющих структуру $L2_1$ (с формулой X_2YZ), с изменением концентрации происходит замещение магнитных атомов марганца в 3-й координационной сфере (КС) на немагнитные атомы ванадия [1]. Для структуры $L2_1$ характерно отсутствие в первых двух КС как атомов марганца, так и ванадия. Полученная концентрационная зависимость сверхтонкого (СТ) поля на ядрах ^{55}Mn для Y-узлов имеет максимум примерно при $x=0,5$: величина СТ поля здесь равна $-328,2$ кГс, а к краям разреза (при $x=0$ и $x \geq 0,9$) СТ поле убывает по абсолютной величине более чем на 10 кГс. Величина СТ поля на ядрах ^{55}Mn в сплаве Ni_2MnSn равна $-315,9$ кГс, что хорошо согласуется с литературными данными [2]. Существование в сплавах с $0,3 \leq x \leq 0,5$ значительного беспорядка типа Mn—X приводит к частично наложенно близко расположенных сателлитной и главной, соответствующей атомам Mn с «идеальным» для структуры $L2_1$ окружением, линий.

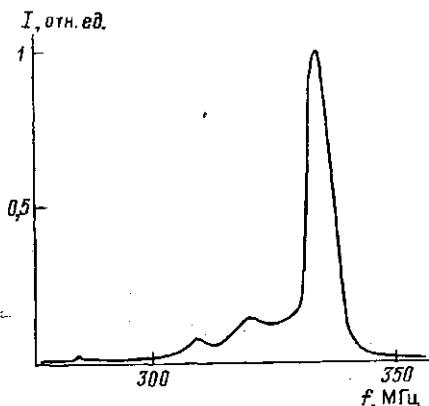


Рис. 1. Спектр ядерного спинного эха на ядрах Mn^{55} сплава $Ni_2Mn_{0,9}V_{0,1}Sn$ (I — интенсивность эха)

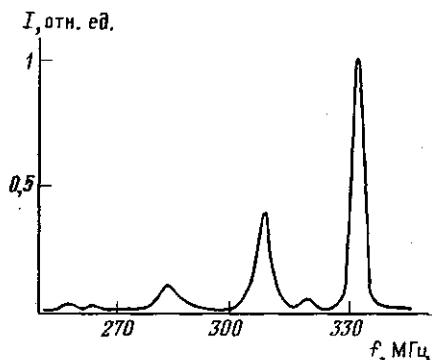


Рис. 2. Спектр ядерного спинного эха на ядрах Mn^{55} сплава $Ni_2Mn_{1,2}Sn_{0,8}$

На рис. 1 представлен спектр ядерного спинного эха сплава $Ni_2Mn_{0,9}V_{0,1}Sn$. Резонансная частота 335,5 МГц соответствует расположению атомов Mn в Y-узлах, а резонансные частоты 321; 309 и 286 МГц обусловлены попаданием одного атома Mn в 1-ю КС (X-узлы) и одного и двух атомов Mn во 2-ю КС (Z-узлы) соответственно. Это хорошо подтверждается спектром ядерного спинного эха на ядрах ^{55}Mn сплава $Ni_2Mn_{1,2}Sn_{0,8}$, который был выплавлен с целью увеличения вероятности попадания атомов Mn во 2-ю КС (рис. 2). Главная резонансная линия расположена на частоте 333,2 МГц. Сателлитная линия на частоте 320,2 МГц соответствует расположению атомов Mn в своих (Y) узлах с одним перевернутым атомом Mn в 1-й КС (X-узлы). Линии с частотами 309,1; 284,9 и 260,8 МГц соответствуют конфигурациям, в которых атомы Mn в своих (Y) узлах имеют один, два и три атома Mn с перевернутыми магнитными моментами во 2-й КС (Z-узлы). Это хорошо согласуется как с постоянной величиной смещения этих линий, так и с соответствующим расчетом их относительных интенсивностей. Следовательно, вклад в сверхтонкое поле от одного атома Mn в 1-й КС равен $-12,32$ кГс, а если он находится во 2-й КС, то $-22,89$ кГс. Это позволяет рассчитать значение спиновой поляризации электронов проводимости, создаваемое одним атомом Mn в 1-й и 2-й КС: $-6,84 \times 10^{-3}$ s-электрон/атом и $-1,27 \cdot 10^{-2}$ s-электрон/атом соответственно.

Согласно нейтронографическим данным магнитный момент Mn равен 2,01 μ_B [3] в X-узле и 4,05 μ_B [4] в Y-узле. При попадании Mn в Z-узлы магнитный момент Mn остается равным 4,05 μ_B [5], при этом он противоположно направлен по отношению к магнитным моментам Mn в Y-узлах. В пересчете на 1 μ_B вклады в

СТ поле от 1-й и 2-й КС равны $+6,14$ и $-5,65$ кГс/ μ_B соответственно. Величину спиновой плотности электронов проводимости, создаваемую одним атомом Мп в 3-й КС, удалось получить из анализа концентрационной зависимости СТ поля на ядрах ^{55}Mn в сплавах $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x\text{Sn}$, что представляет собой обычно технически трудновыполнимую задачу.

Возрастание СТ поля в первом диапазоне при $x \leq 0,5$ происходит за счет уменьшения положительного вклада от 3-й КС при замещении марганца на ванадий при постоянстве локального магнитного момента Мп. Спиновая плотность электронов проводимости, создаваемая одним атомом Мп в 3-й КС, равна $+1,13 \cdot 10^{-3}$ э-электрон/атом и вклад в СТ поле от $1 \mu_B$ в 3-й КС равен $+0,50$ кГс/ μ_B . Изменение знака спиновой плотности электронов проводимости происходит между 2-й и 3-й КС. Убывание СТ поля при $x \geq 0,5$ обусловлено уменьшением локального магнитного момента Мп, которое подавляет положительный вклад в СТ поле от 3-й КС. На основании определенных интегральных интенсивностей спутанных линий в спектрах ядерного спинового эха в сплавах $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x\text{Sn}$ была проведена оценка степени беспорядка типа Мп—Х и Мп—Z. Это позволило рассчитать средний магнитный момент на формульную единицу для каждого сплава.

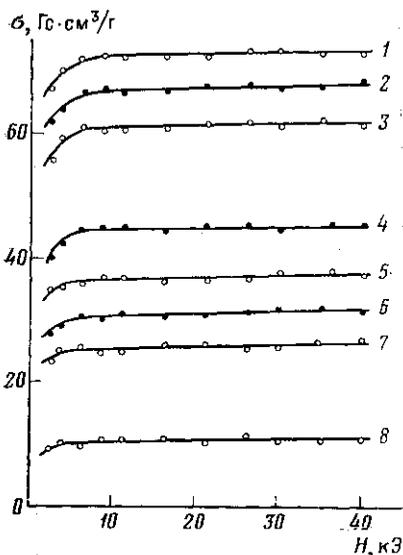


Рис. 3. Полевая зависимость удельной намагниченности сплавов $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x\text{Sn}$: $x=0$ (1); 0,1 (2); 0,2 (3); 0,3 (4); 0,4 (5); 0,5 (6); 0,6 (7) и 0,85 (8) при $T=4,2$ К

Были проведены измерения намагниченности каждого сплава методом экстракции образца в полях до 50 кЭ при температуре 4,2 К. Калибровка установки проводилась по никелю. Результаты измерений представлены на рис. 3. Полученная из этих измерений концентрационная зависимость среднего магнитного момента на формульную единицу хорошо согласуется с нашими выводами о поведении локальных магнитных моментов Мп, сделанными из анализа спектров ядерного спинового эха на ядрах ^{55}Mn в сплавах $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x\text{Sn}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Campbell C. C. M., Stager C. V.//Can. J. Phys. 1976. 54. P. 2197.
 [2] Le Dang Khoi, Veillet P., Campbell I. A.//Hyperfine Interactions. 1978. 4. P. 379. [3] Helmholtz R. B., Buschow K. H. J.//Less Common Metals. 1987. 128. P. 167. [4] Webster P. J.//Contemp. Phys. 1969. 10. P. 559. [5] Stager C. V., Campbell C. C. M.//Can. J. Phys. 1978. 56. P. 674.

Поступила в редакцию
23.06.88