

# Сверхтонкие магнитные взаимодействия ядер $^{57}\text{Fe}$ в арсениде $\text{NaFeAs}$

И. А. Пресняков, И. В. Морозов, А. В. Соболев, М. В. Рослова, А. И. Болталин, О. С. Волкова, А. Н. Васильев

МГУ им. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2013 г.

Представлены результаты мессбауэровского исследования в широком диапазоне температур слоистого арсенида  $\text{NaFeAs}$ . Измерения при  $T > T_N$  показали, что основная часть ( $\sim 90\%$ ) атомов железа находится в низкоспиновом состоянии  $\text{Fe}^{2+}$ . Остальные атомы можно отнести к примесной фазе  $\text{NaFe}_2\text{As}_2$  или протяженным дефектам в  $\text{NaFeAs}$ . Структурный фазовый переход (при  $T_S \approx 55$  К) не сказывается на сверхтонких параметрах ( $\delta, \Delta$ ) атомов железа. При  $T < T_N$  спектры отражают присутствие на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  распределения сверхтонких магнитных полей ( $H_{\text{Fe}}$ ), свидетельствуя о неоднородном магнитном окружении катионов железа. На основании анализа характера изменения с температурой функции распределения  $p(H_{\text{Fe}})$  определена температура магнитного фазового перехода ( $T_N = 46 \pm 2$  К). Установлен двумерный характер магнитного упорядочения в подрешетке железа. Анализ зависимости  $H_{\text{Fe}}(T)$  в рамках модели Бина–Родбелла свидетельствует о магнитном фазовом переходе первого рода, сопровождающемся резким изменением электронных составляющих главной компоненты ( $V_{ZZ}$ ) и параметра асимметрии ( $\eta$ ) тензора градиентов электрического поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X13100068

Арсенид  $\text{NaFeAs}$  является родоначальником семейства 111 слоистых пниктидов, в структуре которых слои, образованные искаженными тетраэдрами ( $\text{FeAs}_4$ ), отделены друг от друга слоями из катионов натрия ( $\text{Na}^+$ ). Большой интерес исследователей к этому соединению вызван тем, что, в отличие от родоначальников других семейств, таких, как  $1111\text{-RFeAsO}$  ( $R = \text{PЗЭ}$ , где РЗЭ – редкоземельный элемент) или  $122\text{-AFe}_2\text{As}_2$  ( $A = \text{Ca, Sr}$ ), данный арсенид проявляет сверхпроводящие свойства без легирования анионной или катионной подрешеток [1]. Кроме того, поскольку для  $\text{NaFeAs}$  температуры структурного ( $T_S \approx 55$  К) и магнитного ( $T_N = (40\text{--}45)$  К) фазовых переходов не совпадают друг с другом [1], отдельный интерес представляет изучение одной из наиболее “загадочных” областей,  $T_N \leq T \leq T_S$ . Как полагают некоторые исследователи [2], при отсутствии дальнего магнитного порядка в данной области температур существуют ближние магнитные корреляции, оказывающие существенное влияние на электронные и структурные превращения в рассматриваемом арсениде.

Несмотря на то что к настоящему времени арсенид  $\text{NaFeAs}$  всесторонне исследовался многочисленными методами [2–6], нам удалось обнаружить лишь единственную работу [7], в которой приводятся результаты исследования этого соединения методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ . Авто-

ры [7] дают лишь качественное описание мессбауэровских спектров  $\text{NaFeAs}$  без анализа характера их изменения в областях фазовых переходов. Целью же нашей работы было проведение детального мессбауэровского исследования арсенида  $\text{NaFeAs}$  в диапазоне температур, включающем точки как структурного ( $T_S$ ), так и магнитного ( $T_N$ ) переходов. Анализ полученных результатов проводится в сопоставлении с литературными данными по мессбауэровским исследованиям других семейств сверхпроводящих пниктидов железа.

Условия синтеза соединения  $\text{NaFeAs}$  подробно изложены в работе [8]. Рентгенофазовый анализ (РФА) подтвердил образование однофазного образца с параметрами тетрагональной ячейки (пространственная группа  $Pn\bar{m}n$ ), практически полностью совпадающими с литературными данными [4]. Магнитные измерения показали, что синтезированный образец переходит в сверхпроводящее состояние ( $\sim 15\%$  сверхпроводящей фазы) при  $T_{SC} = 10$  К, что также хорошо согласуется с данными для стехиометрических составов  $\text{NaFeAs}$  [5].

Мессбауэровский спектр  $^{57}\text{Fe}$  образца  $\text{NaFeAs}$ , измеренный при  $T = 298$  К, представляет собой суперпозицию двух парциальных спектров – квадрупольных дублетов  $\text{Fe}(1)$  и  $\text{Fe}(2)$  (рис. 1а). Значения химического сдвига  $\delta_1$  и квадрупольного расщепления  $\Delta_1$  наиболее интенсивного дублета  $\text{Fe}(1)$  (см. таб-

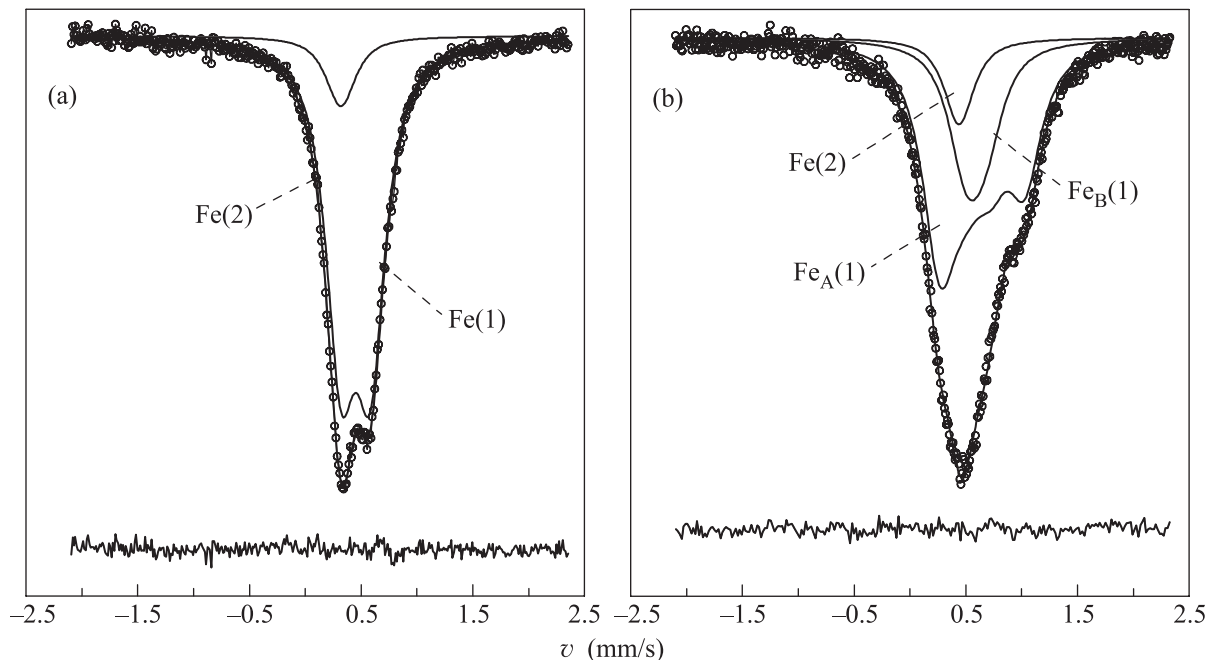


Рис. 1. Модельное разложение мессбауэровских спектров  $^{75}\text{Fe}$  образца  $\text{NaFeAs}$ , измеренных при  $T = 298\text{ K}$  ( $T \gg T_N$ ,  $T_S$ ) (a) и  $13\text{ K}$  ( $T \ll T_N$ ) (b)

Значения параметров сверхтонких взаимодействий ядер  $^{57}\text{Fe}$  в арсениде  $\text{NaFeAs}$

$T$ , К	Субспектр	$\delta$ , мм/с	$eQV_{ZZ}^*$ , мм/с	$H_{\text{Fe}}$ , кОм	$\gamma$ , мм/с	$I$ , %
298	Fe(1)	0.44(1)	0.52(1)	–	0.32(2)**	89(1)
	Fe(2)	0.32(1)	0.06(2)	–	0.32(2)**	11(2)
13	$\text{Fe}_A(1)$	0.58(1)	–0.25(3)	23.8(2)	0.36(2)**	70(1)
	$\text{Fe}_B(1)$	0.58(1)	–0.25(3)	3(2)	0.36(2)**	19(2)
	Fe(2)	0.45(2)	0***	–	0.32***	11***

\*  $eQV_{ZZ} = 2\Delta$ , где  $\Delta$  – квадрупольное расщепление (при условии  $\eta = 0$ ).

\*\* Соответствующие параметры принимались равными друг другу.

\*\*\* Данные параметры фиксировались (их значения принимались равными соответствующим значениям при  $T = 298\text{ K}$ ).

лицу) соответствуют низкоспиновым катионам железа с формальной степенью окисления +2, локализованным в искаженных тетраэдрических полиэдрах ( $\text{FeAs}_4$ ) [9]. Основываясь на данных РФА, которые не выявили присутствия в синтезированном образце примесных фаз, а также принимая во внимание существенное различие значений парциальных вкладов ( $I_1 \gg I_2$ ), можно утверждать, что парциальный спектр Fe(1) относится к катионам железа основной фазы  $\text{NaFeAs}$ .

Значения  $\delta_2$  и  $\Delta_2$  (см. таблицу) для второго парциального спектра, Fe(2), близки к соответствующим параметрам  $\delta = 0.34 \pm 0.01$  мм/с и  $\Delta = 0.03 \pm 0.01$  мм/с для собственной фазы  $\text{KFe}_2\text{As}_2$  (при  $T = 298\text{ K}$ ) [10]. Подобное сходство позволяет соотнести компоненту Fe(2) с катионами железа в примесной фазе  $\text{NaFe}_2\text{As}_2$ , небольшое количество которой не мо-

жет быть зафиксировано с помощью РФА. Меньшее значение  $\delta_2$  для парциального спектра Fe(2) по сравнению с  $\delta_1$  для Fe(1) качественно согласуется с более высоким средним значением формальной степени окисления катионов  $\text{Fe}^{2.5+}$  в  $\text{Na}(\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+})\text{As}_2$  по сравнению с арсенидом  $\text{Na}(\text{Fe}^{2+})\text{As}$ . Следует, однако, отметить, что на основании лишь мессбауэровских данных нельзя исключить возможности образования в структуре  $\text{NaFeAs}$  так называемых микроблоков срастания с номинальным составом, близким к  $\text{NaFe}_2\text{As}_2$  [7]. Образование подобных протяженных дефектов, характерных для многих классов слоистых халькогенидов и пниктидов железа, является результатом их частичной деградации при контакте с кислородом или влагой окружающей среды [7], полностью исключить которые в условиях мессбауэровских измерений не представляется воз-

можным. При дальнейшем анализе спектров, измеренных в магнитоупорядоченной области температур ( $T < T_N$ ), значения квадрупольного расщепления  $\Delta_2$  и относительного вклада  $I_2$  компоненты  $\text{Fe}(2)$  принимались равными соответствующим параметрам при  $T = 298 \text{ K}$  (см. таблицу). Температурная зависимость  $\delta_2(T)$  описывалась в рамках дебаевского приближения [11] с эффективной температурой  $\Theta_D = 300 \text{ K}$ , рассчитанной нами из литературных данных для собственной фазы  $\text{KFe}_2\text{As}_2$  [10].

Спектры, измеренные при температурах  $T \ll T_N$  (рис. 2а), имеют вид не разрешенного асимметрич-

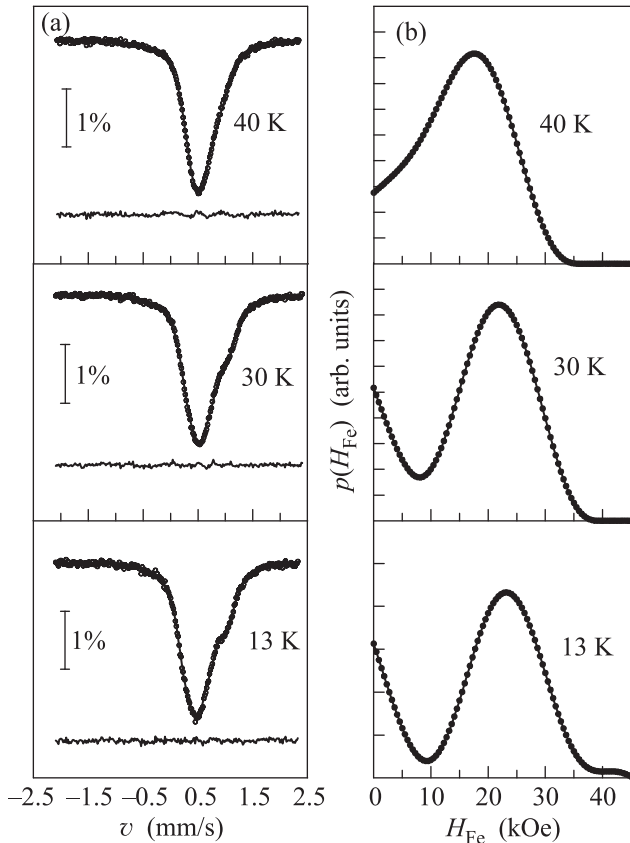


Рис. 2. (а) – Мессбауэровские спектры  $^{57}\text{Fe}$  образца  $\text{NaFeAs}$  в интервале температур  $13 \text{ K} < T < T_N$  (сплошная линия – результат математического описания). (б) – Функции распределения сверхтонких магнитных полей  $p(H_{\text{Fe}})$

ного дублета с широкими компонентами, что свидетельствует об индуцировании на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  сверхтонких магнитных полей  $H_{\text{Fe}}$ . На первом этапе обработки полученной серии спектров были восстановлены функции распределения  $p(H_{\text{Fe}})$  (рис. 2б). Для них были определены дисперсия  $D_{p(H)}$  и среднее значение сверхтонкого поля  $\langle H_{\text{Fe}} \rangle$ . В результате линейной экстраполяции температурных зависимостей

этих параметров (рис. 3) в области магнитного перехода ( $T \approx T_N$ ) было получено значение  $46 \pm 2 \text{ K}$  критической температуры начала появления на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  сверхтонких магнитных полей. Оно практически полностью совпало с температурой Нееля  $T_N = 45 \text{ K}$ , определенной из магнитных измерений  $\text{NaFeAs}$  [6]. Отсутствие в спектрах ядер  $^{57}\text{Fe}$  магнитной сверхтонкой структуры при  $T \geq T_N$  не подтвердило сделанного в работе [2] предположения о существовании в интервале  $T_N \leq T \leq T_S$  близких магнитных корреляций. Температурная зависимость среднего магнитного поля  $\langle H_{\text{Fe}}(T) \rangle$  (рис. 3) хорошо описывается степенной функцией  $H_{\text{Fe}}(0)(1 - T/T_N)^\beta$  при значениях поля “насыщения”  $H_{\text{Fe}}(0) = 24.8 \pm 2 \text{ kOe}$  и критической экспоненты  $\beta = 0.11 \pm 0.05$ , величина которой соответствует двумерному характеру магнитного упорядочения в  $\text{NaFeAs}$  [12].

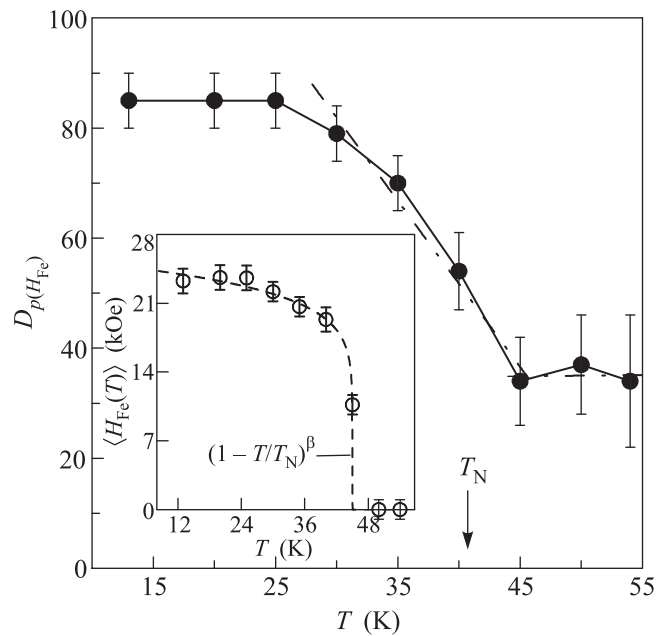


Рис. 3. Температурная зависимость дисперсии  $D_{p(H)}$  (штрихпунктирные линии – линейные экстраполяции при  $T \rightarrow T_N$ ). На вставке показана экспериментальная зависимость  $\langle H_{\text{Fe}}(T) \rangle$  (пунктирная линия – результат описания степенной функцией)

Одна из причин наблюдаемого двулобного профиля  $p(H_{\text{Fe}})$  (рис. 2б) может быть связана с фазовым расслоением на магнитную и парамагнитную (сверхпроводящую) фазы, которое ранее предполагалось для других классов железосодержащих сверхпроводников [1]. Основываясь на этой гипотезе, мы предприняли модельную расшифровку спектров в виде суперпозиции зеемановской структуры  $\text{Fe}_A(1)$  и двух квадрупольных дублетов,  $\text{Fe}_B(1)$  и  $\text{Fe}(2)$ , пер-

вый из которых отвечает парамагнитным атомам железа основной фазы, а второй – парциальному спектру Fe(2) при  $T = 300$  К (рис. 1b). Расшифровка зеемановской структуры секстета Fe<sub>A</sub>(1) проводилась путем диагонализации гамильтониана комбинированных магнитных и электрических сверхтонких взаимодействий [13]. Для уменьшения числа независимо варьируемых параметров в гамильтониане мы воспользовались результатами ранее проведенных нейтронографических исследований [6], согласно которым магнитные моменты Fe<sup>2+</sup> лежат в плоскостях (001) орторомбической ячейки NaFeAs (пространственная группа *Ctma*,  $T < T_N$ ) и направлены вдоль ее оси *a* [6]. Поскольку направление магнитного момента катиона Fe<sup>2+</sup> определяет направление поля  $H_{Fe}$ , можно допустить, что  $H_{Fe} \parallel a$ . С другой стороны, согласно нашим расчетам в рамках ионной модели [14] решеточный вклад ( $V_{ZZ}^{lat}$ ) в градиент электрического поля (ГЭП) на ядрах <sup>57</sup>Fe в структуре NaFeAs направлен вдоль оси [110]. Таким образом, полярный и азимутальный углы между направлениями  $H_{Fe} \parallel a$  и  $V_{ZZ} \parallel c$  составляют  $\theta = 90^\circ$  и  $\varphi = 0$ . Оба эти значения были зафиксированы при описании всей серии экспериментальных спектров в области температур  $T \leq T_N$  (рис. 3). В качестве примера в таблице приведены результаты модельной расшифровки спектра NaFeAs при  $T = 13$  К (рис. 1b).

Анализ зеемановской структуры парциального спектра Fe<sub>A</sub>(1) дает отрицательный знак главной компоненты ГЭП ( $V_{ZZ} < 0$ ), что качественно согласуется с нашими расчетами решеточного вклада ( $V_{ZZ}^{lat} < 0$ ) в рамках ионного приближения. Таким образом, можно было бы предположить, что основное влияние на экспериментальную величину  $V_{ZZ}$  в NaFeAs оказывает симметрия кристаллического окружения катионов железа ( $V_{ZZ} \propto V_{ZZ}^{lat}$ ). Тем не менее дальнейшая расшифровка спектров, измеренных при более высоких температурах, показала, что по мере приближения к  $T_N (< T_S)$  происходит резкое уменьшение значений константы квадрупольного взаимодействия  $eQV_{ZZ}$  (где  $Q > 0$  – квадрупольный момент ядра <sup>57</sup>Fe в возбужденном состоянии), а также параметра асимметрии ГЭП  $\eta = (V_{XX} - V_{YY})/V_{ZZ}$  (где  $V_{ii}$  – главные компоненты тензора ГЭП) (рис. 4а). В то же время наши расчеты в рамках ионной модели с использованием параметров орторомбической ( $T < T_S$ ) и тетрагональной ( $T > T_S$ ) ячеек NaFeAs не показывают каких-либо существенных изменений решеточных вкладов  $eQV_{ZZ}^{lat}$  и  $\eta^{lat}$  по обе стороны от структурного фазового перехода ( $T \approx T_S$ ). Таким образом, одно только изменение симметрии кристаллической решетки

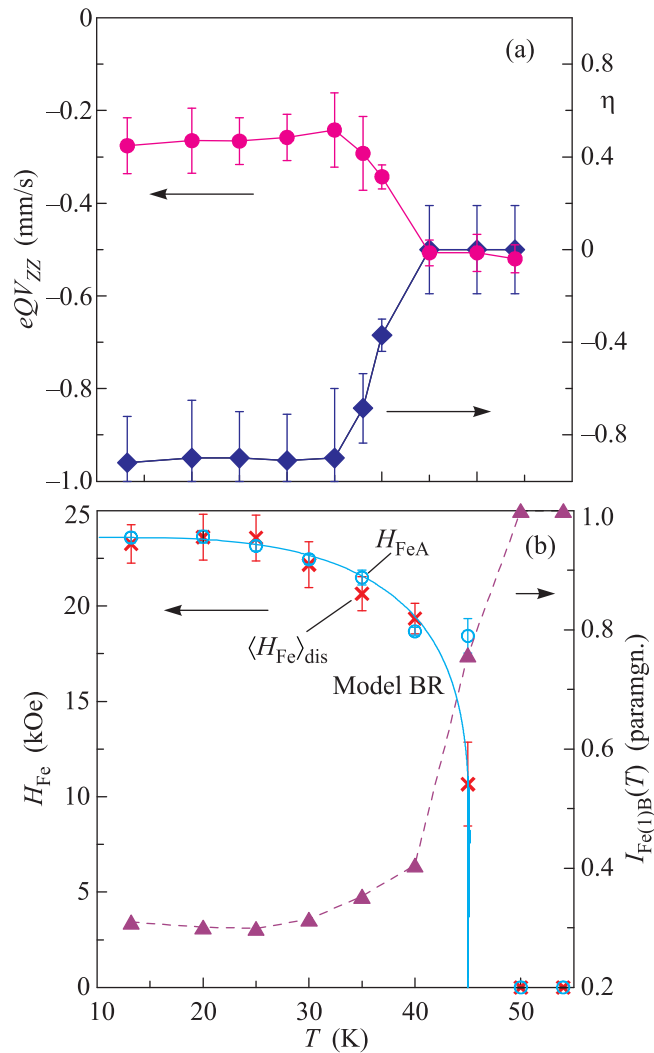


Рис. 4. Зависимости от температуры значений константы квадрупольного взаимодействия  $eQV_{ZZ}$  и параметра асимметрии  $\eta$ . (b) – Температурные зависимости сверхтонкого поля  $H_{Fe(1)A}(T)$  (кружки; сплошная линия – модельное описание) и относительного вклада в общий спектр парамагнитной компоненты Fe<sub>B</sub>(1)

NaFeAs не может вызывать столь значительных изменений сверхтонких параметров ядер <sup>57</sup>Fe (рис. 4). Данный результат указывает на необходимость учета при интерпретации  $eQV_{ZZ}$  и  $\eta$  электронных вкладов  $V_{ZZ}^d$  и  $\eta^d$  в ГЭП, которые связаны с изменениями относительных заселенностей  $n_{ij}$  3d-орбиталей катионов Fe<sup>2+</sup> [15].

Представленные выше результаты измерений спектров при  $T < T_N$  свидетельствуют о значительном перераспределении 3d-электронов ионов Fe<sup>2+</sup> в области магнитного фазового перехода. Недавно на основании рентгеноэлектронных спектров NaFeAs было показано, что магнитное упорядоче-

ние сопровождается орбитальным упорядочением [16, 17]. Авторы работы [16] предполагают, что при  $T \approx T_N$  происходит снятие двукратного вырождения уровней энергии  $d_{xz}$ - и  $d_{yz}$ -орбиталей и, как следствие, изменение их относительных заселенностей ( $n_{xz} > n_{yz}$ ). Наблюдаемое в наших экспериментах (рис. 4а) увеличение при понижении температуры параметра асимметрии  $\eta$ , характеризующего степень отклонения ГЭП от осевой симметрии ( $[V_{XX}^d - V_{YY}^d] \propto [n_{xz} - n_{yz}]$ ), свидетельствует о том, что перераспределение электронов между  $d_{xz}$ - и  $d_{yz}$ -орбиталями захватывает область температур, существенно более низких, чем температура магнитного упорядочения  $\text{NaFeAs}$ . Кроме того, изменение значения главной компоненты  $V_{ZZ}^d \propto [n_{x2-y2} + n_{xy} - n_{z2} - \frac{1}{2}(n_{xz} + n_{yz})]$  показывает, что магнитный порядок в подрешетке железа вызывает также неравномерное заполнение  $d_{x2-y2}/d_{z2}$ - и  $d_{xy}/d_{xz,xy}$ -орбиталей.

Дополнительные сведения о природе магнитного фазового перехода в  $\text{NaFeAs}$  были получены из анализа температурной зависимости сверхтонкого магнитного поля  $H_{\text{Fe}}(T)$  в рамках модели Бина–Родбелла (Б–Р) [18]:

$$\sigma(T) = B_S \left\{ \frac{3S}{S+1} \frac{\sigma(T)}{\tau} \left[ 1 + \frac{3(2S+1)^4 - 1}{5 \cdot 2(S+1)^3 S} \zeta \sigma(T) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\sigma(T) = H_{\text{Fe}}(T)/H_{\text{Fe}}(13\text{K})$  – приведенная величина сверхтонкого магнитного поля;  $S$  – суммарный спин магнитных катионов (в случае  $\text{Fe}^{2+}$  было взято наименьшее значение,  $S_{\text{Fe}} = 1/2$ );  $\tau = T/T_0$  – приведенная температура ( $T_0$  – точка перехода в магнитоупорядоченное состояние “жесткой системы”, в которой обменное взаимодействие не меняется с объемом кристаллической ячейки [18]);  $\zeta$  – параметр, значение которого определяет характер магнитного фазового перехода (при  $\zeta > 1$  имеем переход первого рода, при  $\zeta \leq 1$  – переход второго рода). На рис. 4б приведено описание экспериментальной зависимости  $H_{\text{Fe}}(1)(T)$  с помощью уравнения (1). Полученное в результате этого описания значение  $\zeta = 1.16 \pm 0.05$  позволяет отнести магнитный фазовый переход в  $\text{NaFeAs}$  к первому роду. Примечательно, что в случае соединений  $R\text{FeAsO}$  (где  $R = \text{PЗЭ}$ ) семейства “1111” [19], для которых, так же как и для  $\text{NaFeAs}$ ,  $T_N < T_S$ , переход в магнитное состояние имеет явно выраженные особенности фазового перехода второго рода ( $\zeta \ll 1$ ). Напротив, для  $\text{CaFe}_2\text{As}_2$ , относящегося к семейству арсенидов 122 с совпадающими значениями температур  $T_N = T_S$ , значение парамет-

ра  $\zeta = 1.36 \pm 0.05$  [20] однозначно свидетельствует о протекании фазового перехода первого рода.

Согласно рис. 4б, относительный вклад парамагнитной компоненты  $\text{Fe}_B(1)$  остается практически неизменным во всей магнитоупорядоченной области температур. Подобное поведение позволяет исключить суперпарамагнитную релаксацию, т.е. образование магнитоупорядоченных микрообластей с быстро флуктуирующим во времени суммарным магнитным моментом. Для суперпарамагнитного поведения мелких частиц очень характерно быстрое увеличение доли парамагнитной спектральной компоненты по мере роста температуры. По-видимому, в случае  $\text{NaFeAs}$  речь все же идет о микроскопическом фазовом расслоении с образованием немагнитных микрообластей, “погруженных” в магнитную матрицу. К аналогичному выводу пришли авторы работы [21] при интерпретации данных мессбауэровских исследований семейства ферритов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ .

Итак, мессбауэровские спектры арсенида  $\text{NaFeAs}$ , измеренные при  $T > T_N$ , показывают, что основная часть катионов  $\text{Fe}^{2+}$  ( $\sim 90\%$ ) относится к фазе  $\text{NaFeAs}$ . Остальные катионы могут быть отнесены к примесной фазе  $\text{NaFe}_2\text{As}_2$  или же микроблокам “срастания” с номинальным составом, близким к  $\text{NaFe}_2\text{As}_2$ . При  $T < T_N$  в спектрах присутствует распределение  $p(H_{\text{Fe}})$  магнитных сверхтонких полей  $H_{\text{Fe}}$ , что свидетельствует о неоднородном магнитном окружении подавляющей части катионов железа. Температурная зависимость функции  $p(H_{\text{Fe}})$  показывает двумерный характер магнитного упорядочения ( $\beta \approx 0.11$ ) с температурой магнитного перехода  $T_N = 46 \pm 2\text{K}$ . Значение параметра  $\zeta = 1.16 \pm 0.05$ , полученное при описании  $H_{\text{FeA}}(T)$  в рамках модели Б–Р, соответствует магнитному фазовому переходу первого рода. Главная компонента  $V_{ZZ} (< 0)$  и параметр асимметрии  $\eta$  тензора ГЭП парциального спектра  $\text{Fe}_A(1)$  претерпевают резкое изменение в области  $T \approx T_N$ , что указывает на перераспределение электронов между  $3d$ -орбиталями. Относительный вклад ( $I \approx 10\%$ ) парамагнитной компоненты  $\text{Fe}_B(1)$  остается практически неизменным во всей области температур  $T < T_N$ . Это позволяет исключить суперпарамагнитную релаксацию как возможную причину наблюдаемого парамагнитного поведения части катионов железа в исследуемом образце.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 12-03-01143-а).

1. М. В. Садовский, УФН **178**, 1243 (2008).
2. L. Ma, G. F. Chen, D.-X. Yao et al., Phys. Rev. B **83**, 132501 (2011).

3. K. Kitagawa, Y. Mezaki, K. Matsubayashi et al., J. Phys. Soc. Japan **80**, 033705 (2011).
4. K. Sasmal, B. Lv, Z. J. Tang et al., Phys. Rev. B **79**, 184516 (2009).
5. D. R. Parker, M. J. P. Smith, T. Lancaster et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 057007 (2010).
6. S. Li, C. de la Cruz, Q. Huang et al., Phys. Rev. B **80**, 020504(R) (2009).
7. I. Todorov, D. Y. Chung, H. Claus et al., Chem. Mater. **22**, 3916 (2010).
8. I. Presniakov, I. Morozov, A. Sobolev et al., *AIP Conference Proceedings*, 2012, # 1489, p. 21.
9. G. A. Fatseas and J. B. Goodenough, J. Solid State Chem. **33**, 219 (1980).
10. M. Rotter, M. Tegel, I. Schellenberg et al., New J. Phys. **11**, 025014 (2009).
11. F. Menil, J. Phys. Chem. Solids **46**, 763 (1985).
12. L. J. de Jongh and A. R. Miedema, Adv. Phys. **23**, 1 (1974).
13. M. E. Matsnev and V. S. Rusakov, AIP Conf. Proc. **1489**, 178 (2012).
14. I. Presniakov, V. S. Rusakov, G. Demazeau et al., Phys. Rev. B **85**, 024406 (2012).
15. R. Ingalls, Phys. Rev. A **133**, 787 (1964).
16. Y. Zhang, C. He, Z. R. Ye et al., Phys. Rev. B **85**, 085121 (2012).
17. C. He, Y. Zhang, B. P. Xie et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 117002 (2010).
18. C. P. Bean and D. S. Rodbell, Phys. Rev. **126**, 104 (1962).
19. Z. Li, Y. Fang, X. Ma et al., Phys. Rev. B **84**, 134509 (2011).
20. Z. Li, X. Ma, H. Pang, and F. Li, J. Phys.: Cond. Matter. **23**, 255701 (2011).