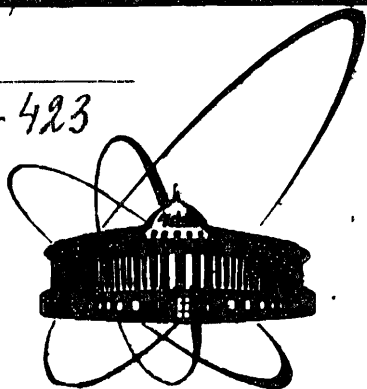


A-423



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

14-86-823

З.З.Аксельрод<sup>1</sup>, Б.А.Комиссарова<sup>1</sup>, О.И.Кочетов<sup>2</sup>,  
В.И.Крылов<sup>1</sup>, Л.Н.Крюкова<sup>1</sup>, А.И.Муминов<sup>2</sup>,  
Г.К.Рясный<sup>1</sup>, Я.Сажински, А.А.Сорокин<sup>1</sup>,  
А.В.Цвященко<sup>3</sup>, В.М.Цупко-Ситников, А.Г.Шпинькова

СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ДЛЯ ЯДЕР <sup>181</sup>Ta

В ФАЗАХ ЛАВЕСА GdFe<sub>2</sub> И LuFe<sub>2</sub>

Направлено на Совещание "Ядерная спектроскопия  
в реакциях с нейтронами", Юрмала, 1987 г.

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт  
ядерной физики МГУ, Москва

<sup>2</sup> Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

<sup>3</sup> Институт физики высокого давления АН СССР,  
Москва

1986

## Введение

Интерметаллические соединения  $\text{LuFe}_2$  и  $\text{GdFe}_2$  относятся к классу фаз Лавеса с кубической структурой типа  $\text{MgCu}_2$  (C15). Соединение  $\text{LuFe}_2$  - ферромагнетик при температурах  $T < T_c = 596$  К. Его магнитное упорядочение обусловлено только Fe - подрешеткой, так как атомы Lu не обладают магнитным моментом. В  $\text{GdFe}_2$  магнитны оба компонента, магнитное упорядочение при  $T < T_c = 810$  К - ферримагнитно. Некоторые из основных свойств этих двух интерметаллидов приведены в таблице I, составленной на основании литературных данных <sup>/1/</sup>.

Таблица I. Некоторые характеристики фаз Лавеса  $\text{LuFe}_2$  и  $\text{GdFe}_2$

Соединение	Структура	Постоянная решетки, Å	$T_c$ , К	Магнитные моменты атомов R Fe	Тип упорядочения
$\text{LuFe}_2$	C15	7,23	596	0 I, 45 <sub>в</sub>	ферромаг.
$\text{GdFe}_2$	C15	7.39	810	7 <sub>в</sub> I, 62 <sub>в</sub>	ферримаг.

Более подробные данные о свойствах этих (и других) фаз Лавеса опубликованы в работе <sup>/2/</sup>.

Ранее нами были исследованы сверхтонкие взаимодействия (СТВ) для ядер  $^{181}\text{Ta}$  в фазах Лавеса  $(\text{Zr}_x \text{Hf}_{1-x})\text{Fe}_2$  ( $0 \leq x \leq 1$ )<sup>/3/</sup> и  $\text{YFe}_2$ <sup>/4/</sup>. В данной работе исследования СТВ были распространены на фазы Лавеса с редкоземельными элементами  $\text{LuFe}_2$  и  $\text{GdFe}_2$ .

Целью этих исследований было:

1. Уточнить данные по СТВ  $^{181}\text{Ta}$  для соединения  $\text{LuFe}_2$ , предварительные результаты для которого были получены нами ранее <sup>/5/</sup>.

2. Путем сопоставления величин, знаков и температурных зависимостей сверхтонких магнитных полей (СТМП) для ядер-примеси  $^{181}\text{Ta}$  в фазах Лавеса  $\text{RFe}_2$  с немагнитными R-элементами ( $R = \text{Zr}, \text{Y}, \text{Hf}, \text{Lu}$ ) и в  $\text{GdFe}_2$  попытаться разделить вклады в СТМП от подрешеток Fe и Gd.

3. Провести сравнение величин СТМП для ядер примеси  $^{181}\text{Ta}$  в образцах  $\text{GdFe}_2$ , приготовленных плавкой при нормальном и высоком (7,7 ГПа) давлении. Эти исследования были стимулированы работой <sup>/6/</sup>, в которой было обнаружено кардинальное различие в величинах и темпера-

турных зависимостях СТМП для ядер примеси  $^{119}\text{Sn}$  в образцах  $\text{GdFe}_2$ . Следует отметить, что при введении олова в фазы Лавеса возникают трудности с идентификацией локализации атомов Sn в решетке, так как этот элемент не образует лавесовских интерметаллидов. В случае же ядер примеси  $^{181}\text{Ta}$  таких затруднений возникнуть не должно, так как Ta и Hf являются компонентами фаз Лавеса  $\text{TaFe}_2$  и  $\text{HfFe}_2$ . Поэтому при введении небольшого количества  $^{181}\text{Hf}$  в шихту при плавке соединения  $\text{RFe}_2$  можно ожидать, что примесные атомы  $^{181}\text{Hf}$  и дочернего  $^{181}\text{Ta}$  будут локализоваться в R-узлах, образуя примесь замещения.

### I. Приготовление образцов и методика измерений

Измерения СТМП проводились методом дифференциальной (по времени) возмущенной угловой корреляции (ДВУК)  $\gamma\gamma$ -каскада 133-482 кэВ ядра-зонда  $^{181}\text{Ta}$ , образующегося при  $\beta^-$ -распаде  $^{181}\text{Hf}$ , который активировался в реакции  $^{180}\text{Hf}(n, \gamma)$ . Заранее приготовленный сплав  $\text{HfFe}_2$  облучался тепловыми нейтронами в реакторе. Затем облученный  $\text{HfFe}_2$  в количестве  $\leq 1$  вес. % добавлялся в шихту для плавки  $\text{LuFe}_2$  или  $\text{GdFe}_2$ . Такой метод приготовления образцов обеспечивает сохранение стехиометрии и отсутствие радиационных дефектов, которые могут возникнуть в результате отдачи в реакции  $(n, \gamma)$ .

Плавка при нормальном давлении производилась в индукционной печи в атмосфере чистого аргона. С целью гомогенизации распределения гафния слиток переплавлялся несколько раз. Плавка  $\text{GdFe}_2$  под давлением 7,7 ГПа проводилась по методике, описанной в работе /8/.

Рентгеноструктурный анализ показал, что все образцы были однофазными (С15), причем для образцов  $\text{GdFe}_2$ , выплавленных при нормальном и высоком давлении, постоянная решетки была одинакова  $a = 740 \text{ \AA}$ , в согласии с литературными данными /1/.

Измерения ДВУК проводились на двух установках: автоматизированном 3-детекторном корреляционном спектрометре Лаборатории ядерной спектроскопии НИИЯФ МГУ /9/ и корреляционном временном спектрометре НЭОЯСиРХ ЛЯП ОИЯИ /10/. В первом спектрометре во всех трех детекторах применялись кристаллы NaI (Tl). При этом временное разрешение в рабочем диапазоне энергии 133 - 482 кэВ составляло  $2\tau_0 = 2,1 \text{ нс}$ . В спектрометре ОИЯИ в канале регистрации  $\gamma$ -квантов 133 кэВ был использован сцинтиллятор  $\text{BaF}_2$ , имеющий быструю компоненту высвечивания в ультрафиолетовой области, и фотоумножитель XP 2020Q с кварцевым окном фотокатода. Это обеспечило временное разрешение  $2\tau_0 = 1,1 \text{ нс}$ .

В качестве источников использовались небольшие кусочки сплавов (размерами 1 мм в поперечнике и 3+4 мм высотой). В экспериментах с

намагниченными образцами применялся небольшой С-образный электромагнит с полюсами, наконечники которых имели диаметр 2 мм. Источники, поперечные размеры которых не превышали диаметр полюсных наконечников, зажимались между ними. Кроме того, применялся криостат и печи для измерений при температурах образцов от жидкого азота до 900 К.

Основные теоретические выражения для коэффициентов возмущения угловых корреляций приведены в монографии /11/. Методы обработки экспериментальных спектров ДВУК с учетом конечного временного разрешения, на которых основаны программы обработки, использованные в настоящей работе, описаны в работах /9, 12/.

В данной работе измерения ДВУК проводились по трем методикам.

1. С немагнитными образцами (в отсутствие внешнего поляризуемого магнитного поля). В этом случае определяемая по возмущению корреляции ларморовская частота прецессии спина ядра I пропорциональна истинному сверхтонкому магнитному полю  $B_{\text{ст}}$ :

$$\omega_L = -g \mu_N B_{\text{ст}} / \hbar,$$

где  $g = 1,30$  (I) - g-фактор ядра  $^{181}\text{Ta}$  в состоянии с энергией 482 кэВ ( $I^\pi = 5/2^+$ ,  $T_{1/2} = 10,8$  (I) нс /13/),  $\mu_N$  - ядерный магнетон.

Этим методом проводились все измерения при температурах образцов, отличающихся от комнатной.

2. С источниками, намагниченными в плоскости корреляции, в так называемой "геометрии Рагхавана" /11/. В этой геометрии наблюдается более глубокая модуляция спектров ДВУК. Частота прецессии пропорциональна эффективному полю  $B_{\text{эфф}}$ , определяемому алгебраической суммой сверхтонкого и внешнего магнитных полей. Сопоставление частот прецессии, полученных в опытах типа 1 и 2, позволяет определить знак  $B_{\text{ст}}$ :  $B_{\text{ст}} > 0$ , если  $\omega_L^{(2)} > \omega_L^{(1)}$ , и  $B_{\text{ст}} < 0$ , если  $\omega_L^{(2)} < \omega_L^{(1)}$ .

3. С источниками, намагниченными перпендикулярно плоскости корреляции, при углах разлета  $\gamma$ -квантов  $\theta = (2n + 1)\pi / 4$  ( $n = 0, 1, \dots$ ).

При этом наблюдается модуляция спектров ДВУК, пропорциональная  $\sin 2\omega_L t$ , т.е. знак  $\omega_L$  и  $B_{\text{ст}}$  определяется непосредственно по начальной фазе прецессии. (В измерениях ДВУК методами 1 и 2 коэффициенты возмущения содержат  $\cos \omega_L t$ , т.е. они не зависят от знака  $\omega_L$  и  $B_{\text{ст}}$ ). Следует отметить, что успешное проведение измерений по этой методике при тех величинах сверхтонких полей, которые наблюдались в исследуемых веществах, оказалось возможным благодаря существенному улучшению временного разрешения спектрометра ОИЯИ за счет применения сцинтиллятора  $\text{BaF}_2$ .

Погрешности величин  $B_{\text{ст}}$ , приведенных в тексте и в таблицах 2 и 3, полученные с учетом статистики и погрешностей значений g-фактора

и  $T_{I/2}$  для состояния 482 кэВ  $^{181}\text{Ta}$ , составляли  $2 \pm 3\%$  за исключением температур вблизи точек Кюри, где они были в 2 - 3 раза больше.

## 2. Результаты измерений

1.  $\text{LuFe}_2$ . Спектры ДВУК, измеренные с источником  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  при комнатной температуре, показаны на рис. 1 - 3. Все спектры хорошо аппроксимировались в предположении единственного значения СТМП с разбросом  $\approx 5\%$  около среднего значения. В измерениях с немагнитным источником (рис. 1) получено значение СТМП  $|V_{\text{ст.}}| = 20,5(4)$  Т.

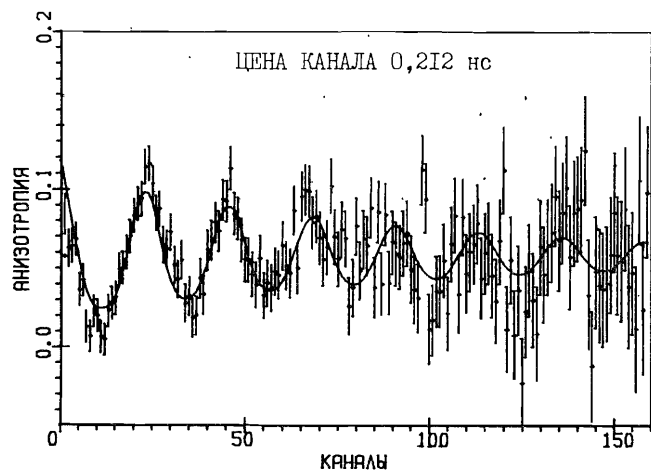


Рис. 1. Спектр ДВУК  $\gamma\text{-}$ каскада I33 - 482 кэВ  $^{181}\text{Ta}$ , измеренный с немагнитным образцом  $\text{LuFe}_2$ . Сплошная кривая - подгонка в предположении единственного сверхтонкого поля  $|V_{\text{ст.}}| = 20,5$  Т, действующего на ядра  $^{181}\text{Ta}$ . Затухание прецессии соответствует ширине распределения поля около среднего значения  $\approx 4\%$ .

Для намагнитченного источника, как в "геометрии Рагхавана" (рис. 2), так и в "перпендикулярной геометрии" (рис. 3), получена величина эффективного поля:  $|V_{\text{эфф.}}| = 19,8(4)$  Т. Уже этот результат указывает на то, что СТМП для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  отрицательно,  $V_{\text{ст.}} < 0$ , т.е. направлено противоположно намагнитченности матрицы. Разность  $|V_{\text{ст.}}| - |V_{\text{эфф.}}| \approx 0,8$  Т соответствует магнитной индукции в образце, создаваемой электромагнитом. Начальная фаза спектра ДВУК в "перпендикулярной геометрии" (рис. 3) подтверждает этот вывод, т.е. при 300 К сверхтонкое поле для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  есть  $V_{\text{ст.}} = -20,5(4)$  Т.

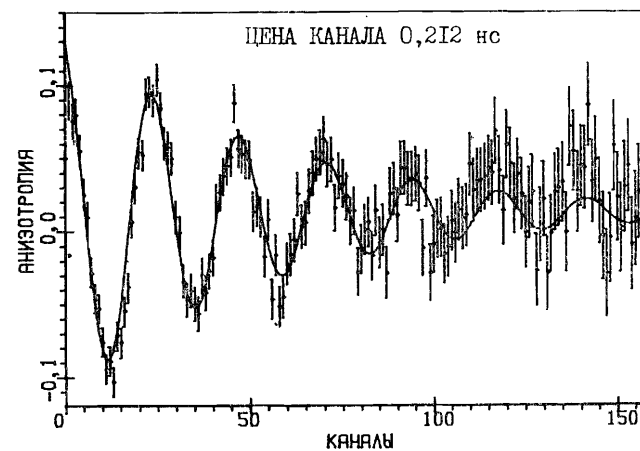


Рис. 2. Спектр ДВУК  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$ , измеренный с источником, намагнитченным в плоскости корреляции, в "геометрии Рагхавана".

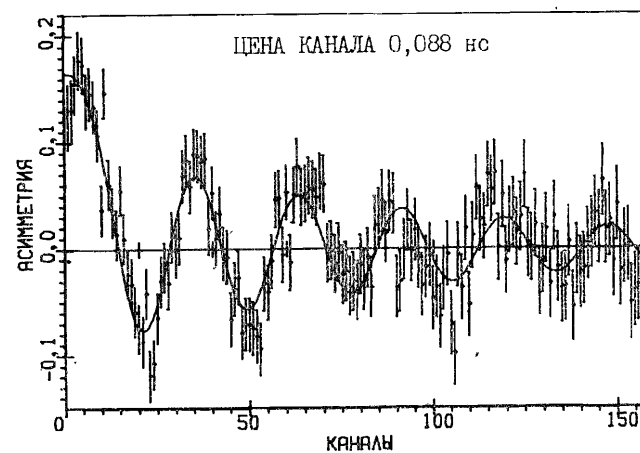


Рис. 3. Спектр ДВУК  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$ , измеренный с источником, намагнитченным перпендикулярно плоскости корреляции.

есть  $V_{\text{ст.}} = -20,5(4)$  Т.

Результаты измерений СТМП при различных температурах образцов  $\text{LuFe}_2$  представлены в таблице 2.

2.  $\text{GdFe}_2$ . Результаты измерений ДВУК с источниками  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{181}\text{Gd}$  в  $\text{GdFe}_2$  показали, что СТМП для  $^{181}\text{Ta}$  в образцах, приготовленных при нормальном и высоком давлении, существенно различны. Это видно из рис. 4, где

Таблица 2. Значения  $V_{ст.}$  для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  при различных температурах

T, K	78	300	353	500	520
$V_{ст.}$ (T)	20,5	20,5	20,1	14,4	12,2

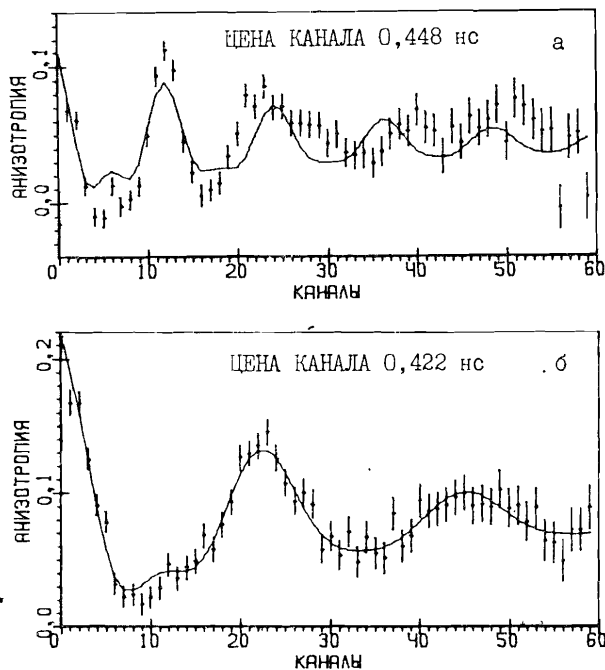


Рис. 4. Спектры ДВУК для немагнитных образцов  $\text{GdFe}_2$ .  
 а) Образец № 1 – плавка при нормальном давлении.  
 б) Образец № 2 – плавка при давлении 7,7 ГПа.

представлены спектры ДВУК для немагнитных источников при комнатной температуре. Сплошными кривыми показаны результаты обработки этих спектров в предположении единственного среднего магнитного поля, действующего на ядра  $^{181}\text{Ta}$ , и экспоненциального затухания амплитуды прецессии.

Спектры построены в почти одинаковом временном масштабе, и наглядно видно различие частот прецессии в этих образцах. Сплошные кривые – подгонка в предположении чисто магнитного дипольного сверхтонкого взаимодействия. Это описание не вполне удовлетворительно в слу-

чае образца № 1, особенно при больших временах задержки. Лучшее описание получается при включении электрического квадрупольного взаимодействия, однако при этом практически не изменяется величина СТМП.

Для образца № 1, выплавленного при нормальном давлении,

$$V_{ст.}^{(1)} = 19,0(5) \text{ Т},$$

для образца № 2, выплавленного под давлением 7,7 ГПа,

$$V_{ст.}^{(2)} = 10,2(4) \text{ Т},$$

т.е. наблюдается различие в величинах СТМП почти в 2 раза.

На рис. 5 показан спектр ДВУК для образца № 2, измеренный с источником, намагнитенным перпендикулярно плоскости корреляции.

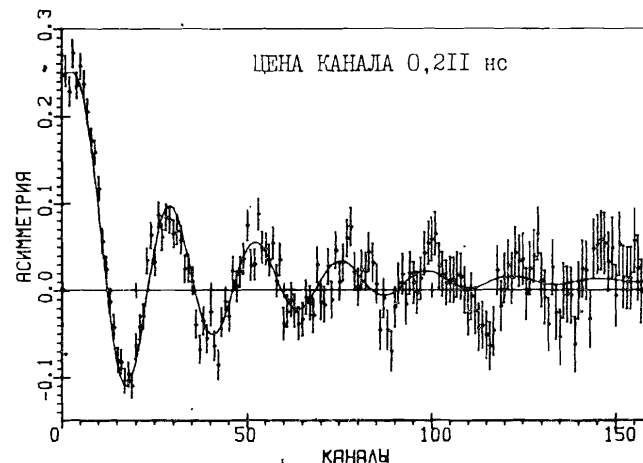


Рис. 5. Спектр ДВУК для образца  $\text{GdFe}_2$  № 2 (плавка под давлением 7,7 ГПа), намагнитенного перпендикулярно плоскости корреляции.

Знак начальной фазы синусоиды на этом спектре тот же, что и в спектре для  $\text{LuFe}_2$  на рис. 3. Однако эти спектры были получены при разных знаках углов между детекторами, регистрирующими предшествующее (133 кэВ) и последующее (482 кэВ) излучения используемого  $\gamma\gamma$ -каскада  $^{181}\text{Ta}$ :  $+3/4\pi$  в первом случае и  $-3/4\pi$  – во втором. Это означает, что СТМП для  $^{181}\text{Ta}$  в этом образце имеет знак, противоположный знаку СТМП в  $\text{LuFe}_2$ . Такой же знак СТМП был получен в измерениях с образцом № 2. Таким образом, в обоих образцах

$$V_{ст.} (^{181}\text{Ta}) > 0,$$

т.е. направлено параллельно макроскопической намагнитенности в образцах и, следовательно, параллельно намагнитенности Gd – подрешетки и антипараллельно намагнитенности Fe – подрешетки.

Величины СТПП для  $^{181}\text{Ta}$  в образцах  $\text{GaFe}_2$  № 1 и № 2 (плавки при нормальном и высоком давлении, соответственно), полученные при различных температурах, приведены в таблице 3.

Таблица 3. Сверхтонкие магнитные поля для  $^{181}\text{Ta}$  в образцах № 1 и № 2, измеренные при различных температурах

T, K	78	300	433	573	610	708	770	784
$V_{\text{ст}}^{(1)}, \text{T}$	21,0	19,0	-	-	13,0	8,2	-	-
$V_{\text{ст}}^{(2)}, \text{T}$	7,4	10,2	10,8	10,6	10,0	8,6	7,0	6,2

### 3. Обсуждение результатов

I.  $\text{LuFe}_2$ . Сверхтонкое магнитное поле для  $^{181}\text{Ta}$  в этом соединении оказалось наибольшим среди других фаз Лавеса  $\text{RFe}_2$  с немагнитными R-элементами, исследованными до сих пор, как это можно видеть из таблицы 4.

Таблица 4. Сравнение  $V_{\text{ст}}$  ( $^{181}\text{Ta}$ ) в фазах Лавеса  $\text{ZrFe}_2$ ,  $\text{YFe}_2$  и  $\text{LuFe}_2$  со структурой  $\text{C15}$ , ОЛН - ось легкого намагничивания

Соединение	$V_{\text{ст}}$ (Т), T=78 K	Пост. решетки a, Å	$T_c, \text{K}$	$\mu (\text{Fe})$	ОЛН
$\text{ZrFe}_2$	-6,5 /3/	7,05	630	1,60	[III]
$\text{YFe}_2$	-14,4 /4/	7,36	535	1,44	[III]
$\text{LuFe}_2$	-20,5 н.р.б.	7,23	596	1,45	[uuu]

В таблице 4 приведены также данные о ряде других свойств указанных интерметаллидов, взятые из работ /2,14/. Из сопоставления этих характеристик и величин  $V_{\text{ст}}$  видно, что в  $\text{ZrFe}_2$ , у которого магнитный момент атомов Fe наибольший, наблюдается наименьшее значение  $V_{\text{ст}}$ . Обращает на себя внимание значительное различие в величинах  $V_{\text{ст}}$  в  $\text{YFe}_2$  и в  $\text{LuFe}_2$ , где  $\mu (\text{Fe})$  почти одинаковы. По-видимому, величина  $V_{\text{ст}}$  для  $^{181}\text{Ta}$  в узлах замещения R-атомов в фазах Лавеса весьма чувствительна к таким деталям электронной структуры, которые не очень сильно проявляются в других их физических характеристиках. Возможно, что большое различие величин  $V_{\text{ст}}$  в  $\text{YFe}_2$  и в  $\text{LuFe}_2$  обусловлено той же причиной, которая приводит к различию направлений осей легкого намагничивания в этих решетках: [III] в  $\text{YFe}_2$  и [uuu] в  $\text{LuFe}_2$  с углом  $\theta$  между осью легкого намагничивания и направлением [110], равным  $20^\circ$  /14/.

Температурная зависимость СТПП для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  близка к температурной зависимости намагниченности матрицы, как это видно из рис.6, без заметной "аномалии", наблюдавшейся в  $\text{ZrFe}_2$  /3/. Возникновение указанной "аномалии" в работе /3/ связывалось с наличием у атома примеси Ta в решетке  $\text{ZrFe}_2$  частично локализованного собственного 5d-момента, обуславливающего положительный вклад в СТПП, отрицательная доля которого определяется магнитным окружением атома Ta, т.е. вкладом от атомов Fe.

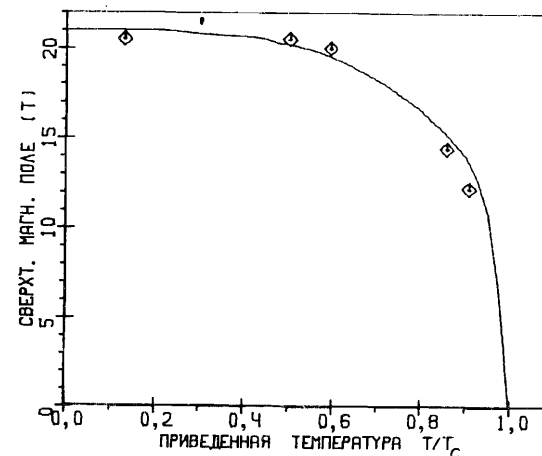


Рис. 6. Зависимость сверхтонкого магнитного поля для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{LuFe}_2$  от температуры. Точки - значения  $V_{\text{ст}}$ . Сплошная кривая - макроскопическая намагниченность в произвольном масштабе по оси ординат.

2.  $\text{GaFe}_2$ . Результаты настоящей работы с определенностью показывают, что величины и температурные зависимости СТПП для  $^{181}\text{Ta}$  в образцах  $\text{GaFe}_2$ , выплавленных при нормальном и при высоком (7,7 ГПа) давлении, столь же кардинально различны (см. рис. 7), как и для примесных ядер  $^{119}\text{Sn}$ , что было продемонстрировано в работе /6/. Таким образом, подтверждается сделанный авторами /6/ вывод о том, что при плавлении под высоким давлением в  $\text{GaFe}_2$  формируется некоторое метастабильное магнитное состояние, которое при сохранении структуры решетки и ее размеров характеризуется отличной от обычного состояния спиновой поляризацией электронов.

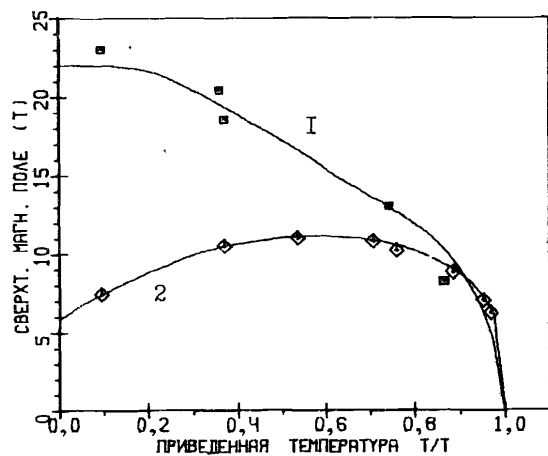


Рис. 7. Зависимость от температуры сверхтонких магнитных полей для  $^{181}\text{Ta}$  в образцах  $\text{GaFe}_2$ : № 1 (норм. давление) и № 2 (высокое давл.). Кривые проведены на глаз по точкам и не являются результатом теории или подгонки.

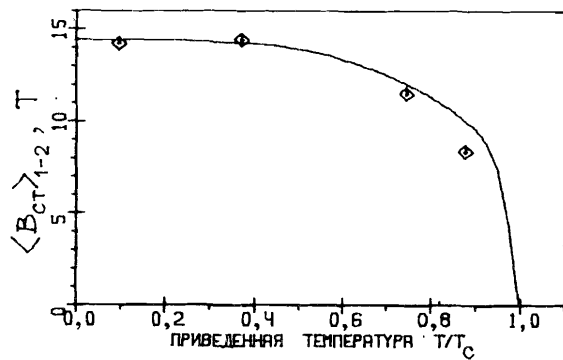


Рис. 8. Сравнение температурной зависимости усредненного по двум образцам  $\text{GaFe}_2$  (образцы № 1 и № 2) СТМП для  $^{181}\text{Ta}$  с температурной зависимостью намагниченности  $\text{YFe}_2$ . Масштаб последней по оси ординат произвольный.

Интересно отметить, что средние по образцам № 1 и № 2 величины СТМП

ложатся вблизи кривой, форма которой близка к температурной зависимости намагниченности  $\text{Fe}$ -подрешетки, если положить, как это обычно делается, что она совпадает с кривой намагниченности для изоморфных фаз Лавеса  $\text{RFe}_2$  с немагнитным  $\text{R}$ -элементом, например  $\text{YFe}_2$  (см. рис. 8). При этом по абсолютной величине это среднее поле совпадает с  $B_{\text{ст}}$  для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{YFe}_2$ .

Если предположить, что среднее поле действительно отвечает вкладу в СТМП для  $^{181}\text{Ta}$  в  $\text{GaFe}_2$  от  $\text{Fe}$ -подрешетки, то тогда следует вывод, что вклады от  $\text{Ga}$ -подрешетки в образцах, выплавленных при нормальном и при высоком давлении, близки по величине, но противоположны по знаку.

#### Литература

1. Bart S. et al. Phys.Rev., 1986, B33, p. 430.
2. Buschow K.H.J. Rep.Prog.Phys., 1977, v. 8, No 10, p. 1179.
3. Akselrod Z.Z. et al. Нур.Int., 1983, 14, p. 7.
4. Akselrod Z.Z. et al. Phys.Stat.Sol., 1983, B119, p. 667.
5. Комиссарова Б.А. и др. Тезисы XXXVI Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Харьков, 1986. "Наука", Л., 1986, с.543.
6. Крылов В.И., Цвяченко А.В. Препринт физ.ф-та МГУ, № 21, 1986, Изд-во МГУ, М., 1986.
7. Комиссарова Б.А. и др. Прикладная ядерная спектроскопия, 1982, II, с.200.
8. Tsvyashchenko A.V., J.Less-Comm.Met., 1984, 99, p. L9.
9. Аксельрод З.З. и др. ПТЭ, 1982, №3, с.32.
10. Будзыньски М. и др. Прикладная ядерная спектроскопия, 1981, 10, с.141.
11. Steffen R.M., Alder K. Extranuclear perturbations of angular distributions and correlations. - In: The Electromagnetic Interactions in Nuclear Spectroscopy. Amsterdam-Oxford-New York, 1975, p. 583-644.

12. Комиссарова Б.А., Сорокин А.А. О точности измерения частоты прецессии ядерного спина в магнитном поле методом ВУК.- В сборнике: Точные измерения в ядерной спектроскопии. Вильнюс, "Моклас", 1984, с. 62.
13. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. Wiley A. Interscience Publication. New York, 1978.
14. Atzmony V., Dariel M.P., Phys.Rev., 1974, B10, p. 2060.
15. Korner H. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, 27, p. 1593.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 декабря 1986 года.

Аксельрод З.З. и др.

14-86-823

Сверхтонкие взаимодействия для ядер  $^{181}\text{Ta}$  в фазах Лавеса  $\text{GdFe}_2$  и  $\text{LuFe}_2$

Методом ДВУК  $\gamma\gamma$ -каскада ядра-зонда  $^{181}\text{Ta}$  измерены сверхтонкие магнитные поля  $B_{\text{CT}}$  для Ta в кубических фазах Лавеса  $\text{LuFe}_2$  и  $\text{GdFe}_2$ . Для  $\text{LuFe}_2$  при 300 К получено  $B_{\text{CT}} = -20,5/4/ \text{Т}$ . Для образцов  $\text{GdFe}_2$ , приготовленных при нормальном и высоком давлении /7,7 ГПа/, получены значения соответственно  $B_{\text{CT}}^{(1)} = +19,0/5/ \text{Т}$  и  $B_{\text{CT}}^{(2)} = +10,2/4/ \text{Т}$ , при 300 К. Наблюдаемое различие в величинах и температурных зависимостях  $B_{\text{CT}}$  указывает на образование в  $\text{GdFe}_2$  под действием высокого давления метастабильного магнитного состояния.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Akselrod Z.Z. et al.

14-86-823

Hyperfine Interactions for  $^{181}\text{Ta}$  Nuclei in the Laves Phases  $\text{LuFe}_2$  and  $\text{GdFe}_2$

The hyperfine magnetic fields,  $B_{\text{hf}}$ , for the Ta probe nucleus in the cubic Laves phases  $\text{LuFe}_2$  and  $\text{GdFe}_2$  have been measured by the TD PAC method on the 133-482 keV  $\gamma$ -ray cascade in  $^{181}\text{Ta}$ . For  $\text{LuFe}_2$  the value of  $B_{\text{hf}} = -20.5(4)\text{T}$  at 300 K has been obtained. For the samples of  $\text{GdFe}_2$  prepared at low and high (7.7 G Pa) pressure the values  $B_{\text{hf}}^{(1)} = +19.0(5)\text{T}$  and  $B_{\text{hf}}^{(2)} = +10.2(4)\text{T}$ , consequently, have been obtained at 300K. The observed differences in the values of  $B_{\text{hf}}$ 's and their temperature dependences indicate at the formation of a metastable magnetic state in  $\text{GdFe}_2$  under the influence of high pressure.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986