

Исследование пространственных флуктуаций намагниченности в метастабильных нанокристаллических пленках сплавов на основе Fe методом спин-волновой спектроскопии

© Р.С. Исхаков, С.В. Столяр*, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

*Красноярский государственный университет,
660041 Красноярск, Россия

E-mail: rauf@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 6 сентября 2000 г.
В окончательной редакции 17 ноября 2000 г.)

Исследован спектр стоячих спиновых волн в пленках нанокристаллического Fe, полученного методом импульсно-плазменного испарения. Восстановлена дисперсионная зависимость этих волн в диапазоне волновых векторов $(0.2-3.2) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Обнаружена модификация закона дисперсии, обусловленная флуктуациями намагниченности размером 100 \AA . Флуктуации намагниченности обсуждаются в рамках неоднородного распределения атомов C в атомной структуре нанокристаллических пленок Fe.

Цель настоящей работы заключается в исследовании магнитных неоднородностей метастабильных нанокристаллических пленок сплавов на основе Fe, полученных методом импульсно-плазменного испарения (ИПИ). Методика ИПИ позволяет реализовывать в пленочном состоянии ферромагнитные пересыщенные твердые растворы Fe(C) с метастабильными ГЦК- (ГПУ-) симметриями ближайшего окружения [1,2]. Ранее на этих образцах, допированных изотопом Fe⁵⁷, были сняты ЯГР-спектры (источник Co⁵⁷(Cr)) при комнатной температуре [3]. Линии спектра исходной пленки очень широкие, что характерно для ультрадисперсного либо аморфного состояния Fe. После часового отжига при $T = 470 \text{ K}$ линии спектра сужаются, а сами спектры удовлетворительно аппроксимируются двумя зеемановскими секстетами со сверхтонкими полями $H_1 = 211 \text{ kOe}$ и $H_2 = 189 \text{ kOe}$. Последнее свидетельствует о двух различных окружениях атомов Fe в исследуемом материале, или, другими словами, о том, что пленки Fe являются неоднородными в магнитном отношении средами. Исследование неоднородных ферромагнетиков — определение типа флуктуирующего параметра ($\alpha(r)$ — обменное взаимодействие, $M(r)$ — намагниченность насыщения, $\beta(r)$ — константа анизотропии и т.д.) и измерение корреляционного радиуса этого флуктуирующего параметра r^* — непростая задача. Информация о типе магнитных неоднородностей и их пространственной протяженности может быть получена из анализа спектров спиновых волн.

Спектр спиновых волн в ферромагнитных пленках, как показывают теория и многочисленные эксперименты, представляет собой дискретный набор отдельных дисперсионных кривых $\omega(k_n, \chi)$. Зависимость частоты ω от волнового вектора χ волны, распространяющейся в плоскости пленки, экспериментально регистрируется методом бриллюэн-мандельштамовского рассеяния света. В случае $\chi = 0$ спектр реализуется как стоячие (по толщине пленки) спиновые волны, экспериментально ре-

гистрируемые методом спин-волнового резонанса (СВР). Резонансные частоты этих спиновых волн определяются как средними значениями магнитных параметров, так и флуктуациями этих параметров в изучаемой ферромагнитной пленке.

В настоящее время в тонких ферромагнитных пленках теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены методом СВР два вида модификаций дисперсионной кривой $\omega(k)$, обусловленные двумя типами магнитных неоднородностей. К первому типу относятся неоднородности, характеризующиеся изотропным и однородным распределением такого флуктуирующего параметра, как $\alpha(r)$; характерную модификацию $\omega(k)$ называют "изломом по обмену"; ко второму типу относятся флуктуации $M(r)$. Модификацию $\omega(k)$ в этом случае называют "изломом по намагниченности". В таких неоднородных системах дисперсионный закон для спиновых волн выглядит следующим образом [4,5]:

$$\omega(k) = \omega_0 + \langle \alpha M \rangle g k^2 (1 - \gamma_i^2 J_i(k)), \quad (1)$$

где ω_0/g — внутреннее поле ферромагнетика, $i = \alpha, M$; $\gamma_i^2 = (\Delta_i/i)^2$ — интенсивность флуктуирующего параметра i . Зависимости функций $J_\alpha(k)$ и $J_m(k)$ существенно отличаются вблизи характерного волнового вектора $k^* = 1/r_i$, определяемого корреляционным радиусом магнитной неоднородности r_i . Так, в области k^* числовые значения функции J_α меняются с меньшей величины на большую (от 1/3 до 5/4). Характер изменения функции J_m в районе k^* совершенно противоположен: с большей величины на меньшую (от 1/2 до 0). И лишь затем, при $k = 2k^*$, числовые значения функции J_m возрастают, т.е. меняются с меньшей величины на большую (от 0 до 5/4). Благодаря различию поведения $J_\alpha(k)$ и $J_m(k)$ в области $k \sim k^*$ становятся возможными экспериментальное определение главного флуктуирующего параметра спиновой системы неоднородного

ферромагнитного сплава (α либо M), а также изменение корреляционного радиуса этого флуктуирующего параметра. Данная экспериментальная идентификация является задачей метода спин-волновой спектроскопии. Многочисленными исследованиями последних лет методом СВР были зарегистрированы модификации закона дисперсии спиновых волн в ферромагнитных пленках аморфных сплавов и неоднородных пересыщенных твердых растворов, обусловленные как флуктуациями α , так и флуктуациями M . Оказалось, что причиной флуктуаций α, M являются химические неоднородности, причем в неоднородных сплавах типа переходный металл–металлоид химические неоднородности проявляются через флуктуации обменного параметра α (CoP [6], FeV [7]), а в сплавах переходный металл–переходный металл — через пространственные флуктуации модуля намагниченности M (CoZr [8], FeZr [9]).

1. Образцы и методика эксперимента

Нанокристаллические пленки сплавов $\text{Fe}_{80}\text{C}_{20}$, $\text{Fe}_{74}\text{Co}_{20}\text{V}_6$ были получены методом ИПИ в вакууме с давлением остаточных газов $P_0 = 5.5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg. В качестве подложек использовалось стекло. Толщина исследуемых пленок варьировалась от 300 до 3000 Å. Электронная и химическая структуры этих пленок определялись из исследований фотоэлектронных и Оже-спектров на фотоэлектронном спектрометре (с Mg-анодом) в ИФП СО РАН. Спектры СВР нанокристаллических пленок Fe изучались на стандартном спектрометре x-band ($f = 9.2$ GHz) при комнатной температуре. Полученные спектры СВР были приведены в работе [2] с обсуждением граничных условий для намагниченности, реализующихся для этих пленок. Здесь лишь укажем, что в исследуемых пленках формируются антисимметричные граничные условия, при которых связь между номером моды спектра СВР и значением волнового вектора стоячей спиновой волны k определяется соотношением $k_n = \pi n/d$ ($n = 1, 2, 3 \dots$; d — толщина пленки), а резонансные поля пиков СВР удовлетворяют уравнению

$$H_n = \omega/\gamma + 4\pi M - \eta^{\text{eff}} k_n^2. \quad (2)$$

С помощью этого выражения рассчитывались численные значения эффективной спин-волновой жесткости η^{eff} ($\eta = \alpha M$) по формуле

$$\eta^{\text{eff}}(k) = (d/\pi)^2 (H_1 - H_2)/(n^2 - 1). \quad (3)$$

Полученные таким образом функциональные зависимости $\eta^{\text{eff}}(k)$ сопоставлялись с теоретической кривой $n^{\text{eff}} = \langle \eta \rangle (1 - \gamma_i^2 J_i(k))$ (см. (1), [4,5]) с целью определения доминирующего флуктуирующего магнитного параметра $i = \alpha, M$ и измерения корреляционного радиуса r^* .

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Анализ полученных результатов начнем с рассмотрения спектров СВР, измеренных на пленках состава $\text{Fe}_{74}\text{Co}_{20}\text{V}_6$. На рис. 1 приведены экспериментальные дисперсионные кривые в координатах $\delta H_{1,n} = H_1 - H_n, n^2$ для двух пленок, отличающихся толщиной: $d_1 = 1100$ Å, $d_2 = 960$ Å. Как видно из этого рисунка, наблюдаемая модификация $\delta H_{1,n}(n^2) \sim \omega(k^2)$ состоит в следующем: в длинноволновой части спектра СВР дисперсионная кривая характеризуется изломом, при котором эффективная обменная жесткость η^{eff} меняется на меньшее значение ($\eta_1 > \eta_2$). Этот излом, согласно классификации работы [4], называется "обменным". Регистрация координаты точки излома n_i позволяет определить критическое волновое число; здесь величина $k_\alpha = 1.1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ ($k = \pi n/d$) для обеих пленок. Далее, в области больших волновых векторов k , происходит еще одно изменение величины эффективной жесткости η — излом в противоположную сторону, при котором η изменяется с меньшей величины на большую ($\eta_2 < \eta_3$). Этот излом "по намагниченности" (согласно [4]) характеризуется для исследуемого сплава $\text{Fe}_{74}\text{Co}_{20}\text{V}_6$ волновым числом $k_m = 1.85 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Выше указывалось на то обстоятельство, что зависимость $\omega(k)$, обусловленная флуктуациями M и называемая изломом "по намагниченности", сопровождается двумя особенностями на дисперсионной кривой $\omega(k)$ на волновых векторах k_m и $2k_m$. В данном случае на экспериментальной кривой $\delta H_{1,n}(n^2)$ восстановлен только участок теоретической дисперсионной кривой $\omega(k^2)$ в области $k < 2k_m$, так как оценка граничного волнового вектора k_b , определяемого последним пиком спектра СВР, дает величину $k_b \sim 2.2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, т.е. $k_b/k_m < 2$.

Регистрация двух типов изломов (излома "по обмену" и "по намагниченности") в пленках исследуемого сплава $\text{Fe}_{74}\text{Co}_{20}\text{V}_6$ представляет собой неожиданный экспериментальный результат. Дело в том, что данный сплав относится к системе переходный металл–металлоид.

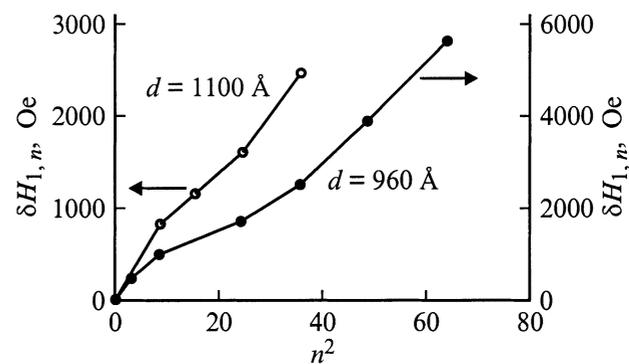


Рис. 1. Зависимости разности резонансных полей пиков СВР $\delta H_{1,n} = H_1 - H_n$ от n^2 для двух пленок сплава $\text{Fe}_{74}\text{Co}_{20}\text{V}_6$ разных толщин (n — номер пика).

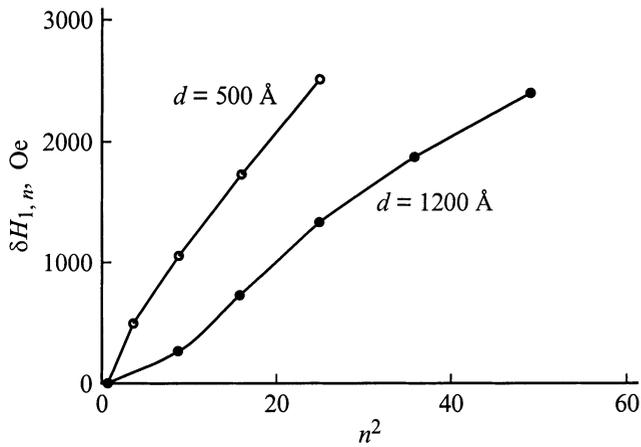


Рис. 2. Зависимости разности резонансных полей пиков СВР $\delta H_{1,n} = H_1 - H_n$ от n^2 для двух пленок сплава $\text{Fe}_{80}\text{C}_{20}$ разных толщин.

А в сплавах этой системы ранее регистрировались только изломы "по обмену". Например, в пленках сплавов CoP [6], FeV [7] и т.д., в которых методом СВР наблюдались только модификации экспериментальной зависимости кривой $\delta H_{1,n}(n^2)$, обусловленные флуктуациями обменного параметра α . Поэтому регистрацию излома "по намагниченности" в метастабильном сплаве $\text{Fe}_{74}\text{C}_{20}\text{B}_6$ мы связываем с наличием в системе атомов второго металлоида — углерода. Дополнительные исследования подтвердили наше предположение.

На рис. 2 приведены зависимости резонансных полей $\delta H_{1,n}$ от квадрата спин-волновой моды n^2 спектров СВР двух пленок $\text{Fe}(\text{C})$, отличающихся толщиной: $d_1 = 1200 \text{ \AA}$ и $d_2 = 500 \text{ \AA}$. Видно, что дисперсионная кривая $\delta H_{1,n}(n^2) \sim \omega(k^2)$ пленки толщиной $d_1 = 1200 \text{ \AA}$ характеризуется двумя особенностями (изломами) на волновых векторах $k' = 0.99 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ и $k'' = 1.6 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Вблизи характерного волнового вектора k' обменная жесткость изменяется с меньшей величины на большую ($\eta_1 < \eta_2$), а при волновом векторе k'' происходит изменение в противоположную сторону ($\eta_2 > \eta_3$). Такое поведение кривой $\delta H_{1,n}(n^2)$ свидетельствует о том, что причиной наблюдаемой модификации закона дисперсии для спиновых волн в пленке $\text{Fe}(\text{C})$ толщиной $d_1 = 1200 \text{ \AA}$ являются флуктуации намагниченности M . На это также указывает сопоставление численных значений характерных волновых векторов k' и k'' , которое близко к теоретически предсказанному соотношению $k'' = 2k'$ (см. [4]). Величина волнового вектора $k' = k_m$ определяется размером пространственной неоднородности намагниченности M в исследуемом сплаве $\text{Fe}(\text{C})$: $k_m = 1/r_m$, где r_m — корреляционный радиус флуктуаций намагниченности M . Для пленок сплава $\text{Fe}(\text{C})$ оценка дает величину $r_m = 100 \text{ \AA}$. Отметим, что модификация кривой $\delta H_{1,n}(n^2)$ более тонкой пленки

толщиной 500 \AA , имитирующая "обменный" излом, на самом деле также обусловлена флуктуациями намагниченности в неоднородном сплаве $\text{Fe}(\text{C})$. Из рис. 2 видно, что кривая $\delta H_{1,n}(n^2)$ здесь характеризуется особенностью вблизи волнового вектора $k' = 1.57 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, в области которого обменная жесткость η изменяется с большей величины на меньшую ($\eta_1 > \eta_2$). Дело в том, что диапазон наблюдаемых волновых векторов $k_n = \pi n/d$ в спектре СВР данной пленки ($d = 500 \text{ \AA}$) таков, что значение волнового вектора k_m , характеризующего размер флуктуаций намагниченности M , удовлетворяет неравенству $k_1 < k_m < k_2$. Действительно, $k_1 = 0.63 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, $k_2 = 1.26 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, а величина $k_m = 1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Поэтому наблюдаемая модификация $\delta H_{1,n}(n^2)$ в основном обусловлена особенностью функции $J_m(k)$ в области $2k_m$, на это также указывает численное значение характерного волнового вектора $k' = 1.57 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, близкое к величине волнового вектора k'' , проявляющегося на дисперсионной кривой пленки толщиной $d_1 = 1200 \text{ \AA}$. Заметим, что аналогичная ситуация наблюдалась ранее [4] на пленках аморфного сплава $\text{Co}_{93}\text{Zr}_5\text{P}_2$ разной толщины. Укажем, что на этих пленках сплава переходный металл–металл впервые была зарегистрирована полная модификация зависимости $\omega(k^2)$, обусловленная флуктуациями M и называемая изломом "по намагниченности".

Таким образом, в метастабильных пленках сплава $\text{Fe}(\text{C})$, представляющих собой твердые растворы внедрения, удалось зарегистрировать экспериментальную зависимость $\delta H_{1,n}(n^2)$, полностью согласующуюся с теоретической модификацией $\omega(k^2)$, обусловленной флуктуациями намагниченности [4,5], или, другими словами, измерить зависимость излома "по намагниченности" со всеми особенностями. Отметим, что по виду модификации $\omega(k^2)$ данный сплав $\text{Fe}(\text{C})$ отличается от сплавов-аналогов системы переходный металл–металлоид (FeV , CoP и т.д.) — твердых растворов замещения. В перечисленных сплавах ранее регистрировались только "обменные" изломы.

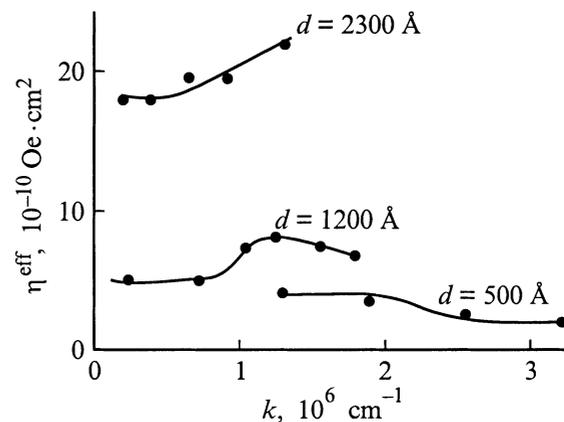


Рис. 3. Зависимость эффективной обменной жесткости η^{eff} от волнового вектора k для пленок сплава $\text{Fe}_{80}\text{C}_{20}$ разных толщин.

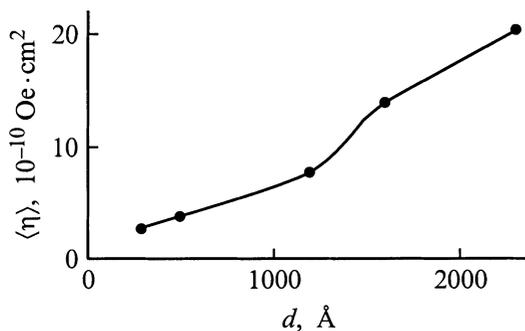


Рис. 4. Зависимость величины среднего значения обменной жесткости $\langle \eta \rangle$ от толщины пленки в сплаве Fe₈₀C₂₀.

Экспериментальное изучение зависимости $\delta H_{1,n}(n^2)$ позволяет также определить и другие характеристики обнаруженной магнитной неоднородности: интенсивность флуктуаций γ_m^2 и среднее значение $\langle \eta \rangle$. Вычислим эффективную обменную жесткость, используя выражение (2), из резонансных полей $H_n(n^2)$. Рассчитанная таким образом зависимость $\eta^{\text{eff}}(k)$ приведена на рис. 3 для трех пленок, отличающихся толщиной ($d_1 = 500 \text{ Å}$, $d_2 = 1200 \text{ Å}$ и $d_3 = 2300 \text{ Å}$). Вид функциональной зависимости $\eta^{\text{eff}}(k)$ свидетельствует о том, что в сплаве Fe(C) в основном флуктуирует намагниченность M . Волновой вектор, определяемый величиной $r_m = 1/k_m$, остается постоянным для всех толщин пленок изучаемого сплава: $k_m = 10^6 \text{ см}^{-1}$. Согласно теоретическим выражениям для функции $J_m(k)$ в (1) (см. [4,5]), величины эффективной обменной жесткости $\eta^{\text{eff}}(k)$, измеренные в области волновых векторов $k_m < k < 2k_m$, представляют собой средние значения спин-волновой жесткости $\langle \eta \rangle$ в исследуемой пленке. На рис. 4 приведена зависимость величин $\langle \eta \rangle$, рассчитанных в области соответствующих волновых векторов k , в координатах $\langle \eta \rangle, d$ для пленок сплава Fe(C). Видно, что величина среднего значения $\langle \eta \rangle$ в пленках этих сплавов, полученных по указанной технологии, зависит от толщины пленки d . Ранее (см. [6–9]) такая зависимость не наблюдалась. Обнаруженная особенность отражает тот факт, что кинетика затвердевания конденсатов Fe(C) зависит от скорости охлаждения конденсата, которая в свою очередь зависит от его толщины. Другими словами, фазовый состав исследуемых пленок Fe (ГЦК-Fe(C), ГПУ Fe(C), цементит железа Fe₃C [1,2]) определяется толщиной изготовленной пленки. Впоследствии этот вывод был подтвержден результатами работы [10]. Здесь методом ЯГР на электронах конверсии был также подтвержден факт изменения фазового состава пленки Fe(C) по толщине. По выражению (1), зная величины $\langle \eta \rangle$, можно провести оценку интенсивности наблюдаемых флуктуаций намагниченности. Оценка дает следующую величину: $\gamma_m^2 = 0.6$. Отметим, что эта величина γ_m^2 остается постоянной для пленок Fe(C) разных толщин. Таким образом, из экспериментальных зависимостей $\delta H_{1,n}(n^2)$ получены ве-

личины корреляционного радиуса r_m и оценены средние значения спин-волновой жесткости $\langle \eta \rangle$ и интенсивности γ_m^2 регистрируемых флуктуаций M , характеризующих пленки метастабильных сплавов Fe(C). Оказалось, что величины γ_m^2 и r_m не зависят, а величины $\langle \eta \rangle$ зависят от толщины пленки Fe(C), полученной методом ИПИ. Последнее отличает данные пленки, например, от случая пленок CoP [6], в которых все три величины от толщины пленок не зависят.

Таким образом, в настоящей работе методом СВР в пленках нанокристаллического сплава Fe(C) обнаружена модификация закона дисперсии спиновых волн, обусловленная флуктуациями намагниченности размером $\sim 100 \text{ Å}$. По-видимому, флуктуации намагниченности M вызваны неоднородным распределением атомов С в атомной структуре нанокристаллических пленок Fe. Установленный эффект отличает сплавы Fe(C), представляющие собой твердые растворы внедрения, от сплавов-аналогов системы переходный металл (Fe, Co)–металлоид (В, Р, Si) — твердых растворов замещения, в которых главным флуктуирующим параметром выступает обменное взаимодействие.

Список литературы

- [1] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, С.В. Столяр, Д.Е. Прокофьев, В.С. Жигалов. ФММ **88**, 3, 56 (1999).
- [2] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, С.В. Столяр, Д.Е. Прокофьев, В.С. Жигалов, А.Д. Балаев. Письма в ЖЭТФ **70**, 11, 727 (1999).
- [3] Г.И. Фролов, О.А. Баюков, В.С. Жигалов, Л.И. Квеглис, В.Г. Мягков. Письма в ЖЭТФ **61**, 1, 61 (1995).
- [4] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. ЖЭТФ **75**, 4, 1438 (1978); Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, С.Я. Кипарисов, И.А. Турпанов, И.В. Богомаз, А.С. Чеканов. Препринт № 283Ф. Ин-т физики им. Л.В. Киренского СО АН СССР, Красноярск (1984). 15 с.
- [5] М.В. Медведев. ФММ **67**, 5, 876 (1989).
- [6] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков. ЖЭТФ **75**, 2, 876 (1978).
- [7] L.J. Maksimowicz, R. Zuberek. J. Magn. Magn. Mater. **58**, 303 (1986).
- [8] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.С. Чеканов. ФТТ **29**, 9, 1214 (1987).
- [9] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.Г. Нармонеv, И.А. Турпанов. ФММ **79**, 5, 122 (1995).
- [10] A.A. Novakova, E.A. Gan'schina, T.Yu. Kiseleva, I.K. Rodin, V.S. Zhigalov. Moscow Int. Symp. on Magnetism: book of Abstracts (June 20–24, 1999). Moscow (1999). P. 259.