

Спиновые возбуждения в гранулированных структурах с ферромагнитными наночастицами

© Л.В. Луцев

Научно-исследовательский институт "Домен",
196084 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: lutsev@domen.ru

(Поступила в Редакцию 11 апреля 2001 г.)

В рамках $s-d$ -обменной модели исследованы спиновые возбуждения и релаксация в гранулированных структурах, содержащих металлические ферромагнитные наночастицы в изолирующей аморфной матрице. В качестве d -системы рассматриваются спины гранулы; s -система представляет собой множество локализованных электронов аморфной матрицы. В однокольцевом приближении по $s-d$ -обменному взаимодействию для диаграммного разложения спиновой функции Грина найден спектр спиновых возбуждений, который состоит из спин-волновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона с переворотом спина между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице. Рассмотрена спин-поляризационная релаксация — релаксация спинов гранулы, осуществляемая через спин-поляризационные возбуждения и определяемая глубоко лежащими по энергии локализованными состояниями в матрице и термически активированной электронной "шубой" гранулы. Найдено, что спин-поляризационная релаксация является эффективной в широкой полосе частот. Оценки, проведенные для структур с гранулами кобальта, показывают, что она должна наблюдаться в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-17071а).

Гранулированные структуры, содержащие металлические ферромагнитные наночастицы (гранулы) в изолирующей аморфной матрице, обладают рядом интересных магнитных свойств: гигантским магнитосопротивлением, аномальным поведением магнитосопротивления в зависимости от приложенного напряжения и температуры, связанным с кулоновской блокадой [1], появлением дополнительных мод в спектре ФМР в узкой области вблизи перколяционного порога, у которых отсутствует корреляция между длиной возбуждаемой спиновой волны и толщиной пленки [2–4]. Вместе с тем фундаментальный вопрос магнитной релаксации в гранулированных структурах в полной мере не решен.

Впервые значительное уширение ΔH ФМР в гранулированных структурах по сравнению с объемными монокристаллическими образцами было отмечено в работах [5,6]. Коллоидные структуры, содержащие частицы Fe, Co или Ni в парафине, изучались методом ФМР на длинах волн 3.14 и 1.20 см соответственно в магнитных полях 3 и 8 кОе. Размер частиц составлял 5–10 нм. Ширины линий ΔH ФМР практически не зависели от температуры и частоты и при разных способах приготовления ферромагнитного порошка составляли 500 Ое (Ni), 450–3000 Ое (Co), 350–1100 Ое (Fe). После учета анизотропии, случайной ориентированности ансамбля частиц, спин-спиновой релаксации оставалась достаточно большая добавка в ΔH , которая не могла быть объяснена. Сравнение с монокристаллическими образцами показывает, что в монокристаллах ширины линий ФМР для тех же частот имеют существенно меньшие значения: 110 Ое (Co) и 32 Ое (Fe) [7].

Исследования ФМР гранулированных пленок также демонстрируют резкое увеличение ΔH с уменьшением концентрации ферромагнитных наночастиц [2,3]. Для структур Fe–SiO₂ с концентрацией Fe, равной 0.4, $\Delta H \propto 800$ Ое на частотах 9.4 и 35.4 GHz [3]. В то же время ширина линии ФМР в напыленных пленках чистого Fe(100) с теми же толщинами (16–24 nm) на частоте 9.5 GHz составляет приблизительно 20 Ое [8]. Увеличение ΔH в [3] объяснялось анизотропией формы: с уменьшением концентрации гранулы приобретают более вытянутую эллипсоидальную форму.

Магнитная релаксация в гранулированных пленках исследовалась также методом спин-волновой спектроскопии на структурах Y₃Fe₅O₁₂ (YIG)/(изучаемая гранулированная пленка) при температурах 77–393 К на частотах 2.1–4.0 GHz [9–11]. По изменениям характеристик бегущей спиновой волны в пленке YIG определялся характер релаксации спиновых возбуждений гранулированных структур аморфного гидрогенизированного углерода a -C:H с наночастицами кобальта и аморфного SiO₂ с наночастицами Co₈₆Nb₁₂Ta₂. В структурах a -C:H–Co, имеющих малую разность Δ между уровнем Ферми металлической частицы и краем подвижности зоны проводимости матрицы по сравнению с kT , наблюдались большие величины магнитной релаксации и сильная зависимость от температуры. Для структур с матрицей SiO₂ с энергией $\Delta \gg kT$ коэффициент релаксации также имел большие значения и практически не зависел от температуры.

Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение спиновых возбуждений и релаксации в гранулированных структурах, содержащих металлические ферромагнитные наночастицы в изолирующей аморфной матрице. Исследование проведено в рамках $s-d$ -обменной модели в однокольцевом приближении по $s-d$ -обменному взаимодействию для диаграммно-го разложения спиновой функции Грина. d -системой являются спины гранулы. В качестве s -системы рассматривается совокупность локализованных электронов аморфной матрицы. Найдено, что спектр спиновых возбуждений состоит из спин-волновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице. Спин-поляризационная релаксация, т.е. релаксация спинов гранулы, осуществляемая через спин-поляризационные возбуждения, зависит от плотности локализованных состояний в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Оценки плотности состояний, полученные из температурных зависимостей проводимости гранулированных структур [12], показывают, что спин-поляризационная релаксация является весьма эффективной и ее вклад в затухание спинов гранулы может значительно превышать вклады спин-спиновой, спин-решеточной релаксации и релаксации, обусловленной взаимодействием спинов и электронов гранулы [13]. Спин-поляризационная релаксация позволяет объяснить значительные увеличения затухания, наблюдавшиеся в [2,3,5,6,9–11]. Процесс спин-поляризационной релаксации является разрешенным в широкой полосе частот. Оценки для структур с гранулами кобальта показывают, что ширина диапазона, где должна наблюдаться спин-поляризационная релаксация, покрывает сантиметровые, миллиметровые и субмиллиметровые диапазоны длин волн. Таким образом, на базе гранулированных структур возможно создание эффективных широкополосных радиопоглощающих покрытий.

1. Вывод основного уравнения

Рассмотрим взаимодействие спина ферромагнитной гранулы с электронами матрицы в рамках $s-d$ -обменной модели [14]. Будем предполагать, что d -система образована локализованными электронами гранулы и ее спиновые возбуждения описываются моделью Гейзенберга. Размер гранул предполагается достаточно большим для того, чтобы гранула находилась в ферромагнитном состоянии. Например, d -системой может быть ансамбль спинов $3d$ -электронов Со гранулы в случае структур с кобальтовыми наночастицами с размерами, большими 1 nm. В качестве s -системы будем рассматривать локализованные электроны матрицы. s - и d -системы связаны между собой обменным взаимодействием J . Будем полагать $J > 0$. Взаимодействием электронов s -

системы между собой пренебрегаем. При этих предположениях гамильтониан $s-d$ -обменной модели запишется в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(\text{int})} + \mathcal{H}_{sd},$$

где

$$\mathcal{H}_s^{(0)} = \sum_{p,\lambda,\nu} \bar{\epsilon}_\lambda^{(p)} a_{\lambda\nu}^{(p)+} a_{\lambda\nu}^{(p)} \quad (1)$$

— гамильтониан невзаимодействующих между собой электронов s -системы в кристаллической решетке матрицы, $a_{\lambda\nu}^{(p)+}$, $a_{\lambda\nu}^{(p)}$ — операторы рождения и уничтожения электрона на энергетическом уровне λ одночастичного состояния p со спином ν , удовлетворяющие коммутационным соотношениям $\{a_{\lambda\nu}^{(p)+}, a_{\lambda\nu}^{(p)}\} = \delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\nu\nu'}$. Суммирование в (1) проводится по одночастичным состояниям p , уровням λ и спину электрона $\nu = \uparrow, \downarrow$. Уравнение, определяющее волновую функцию $\varphi_\lambda^{(p)} \equiv |p, \lambda\rangle$ и спектр энергий $\bar{\epsilon}_\lambda^{(p)}$ одночастичного состояния p , в свою очередь определяется гамильтонианом одночастичного состояния $\mathcal{H}^{(p)}$

$$\left(\mathcal{H}^{(p)} - \bar{\epsilon}_\lambda^{(p)}\right) \varphi_\lambda^{(p)} = 0. \quad (2)$$

Члены

$$\mathcal{H}_d^{(0)} = -g\mu_B H \sum_{\mathbf{1}} S_{\mathbf{1}}^z, \quad (3)$$

$$\mathcal{H}_d^{(\text{int})} = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{1} \neq \mathbf{1}'} I(\mathbf{1} - \mathbf{1}') (S_{\mathbf{1}}^z S_{\mathbf{1}'}^z + S_{\mathbf{1}}^- S_{\mathbf{1}'}^+) \quad (4)$$

описывают взаимодействие спинов S d -системы с внешним магнитным полем H и обменное взаимодействие между спинами гранулы; g и μ_B — соответственно фактор Ланде и магнетон Бора; суммирование в (3), (4) проводится по всем узлам кристаллической решетки гранулы $\mathbf{1}, \mathbf{1}'$.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{sd} = & - \sum_{\mathbf{1}} J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \left\{ \psi_{\uparrow}^+(\mathbf{r}) \psi_{\downarrow}(\mathbf{r}) S_{\mathbf{1}}^- + \psi_{\downarrow}^+(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) S_{\mathbf{1}}^+ \right. \\ & \left. + (\psi_{\uparrow}^+(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) - \psi_{\downarrow}^+(\mathbf{r}) \psi_{\downarrow}(\mathbf{r})) S_{\mathbf{1}}^z \right\} d\mathbf{r} \quad (5) \end{aligned}$$

— гамильтониан взаимодействия s - и d -систем, $\psi_\nu(\mathbf{r}) = \sum_{p,\lambda} \varphi_\lambda^{(p)}(\mathbf{r}) a_{\lambda\nu}^{(p)}$ — вторично квантованная волновая функция электрона в s -системе. Суммирование и интегрирование в (5) проводятся соответственно по узлам кристаллической решетки гранулы $\mathbf{1}$ и положениям электрона \mathbf{r} в матрице.

Для нахождения энергий и затухания спиновых возбуждений гранулы введем в рассмотрение температурные гриновские функции для электронов матрицы и спинов

гранулы

$$\begin{aligned}
G_{vv'}(\mathbf{r}\tau; \mathbf{r}'\tau') &= \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle T \psi_v^+(\mathbf{r}\tau) \psi_{v'}(\mathbf{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0, \\
K_{dd}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{1}\tau; \mathbf{1}'\tau') &= \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle T S_{\mathbf{1}}^\alpha(\tau) S_{\mathbf{1}'}^{\alpha'}(\tau') \sigma(\beta) \rangle_0, \\
K_{ds}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{1}\tau; \mathbf{r}'\tau') &= \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle T S_{\mathbf{1}}^\alpha(\tau) \psi^+(\mathbf{r}'\tau') \\
&\quad \times s^{\alpha'} \psi(\mathbf{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0, \\
K_{sd}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}\tau; \mathbf{1}'\tau') &= \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle T \psi^+(\mathbf{r}\tau) s^\alpha \psi(\mathbf{r}\tau) \\
&\quad \times S_{\mathbf{1}'}^{\alpha'}(\tau') \sigma(\beta) \rangle_0, \\
K_{ss}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}\tau; \mathbf{r}'\tau') &= \langle \sigma(\beta) \rangle_0^{-1} \langle T \psi^+(\mathbf{r}\tau) s^\alpha \psi(\mathbf{r}\tau) \\
&\quad \times \psi^+(\mathbf{r}'\tau') s^{\alpha'} \psi(\mathbf{r}'\tau') \sigma(\beta) \rangle_0, \quad (6)
\end{aligned}$$

где $\sigma(\beta) = T \exp\{\int_0^\beta [\mathcal{H}_d^{(\text{int})}(\tau) + \mathcal{H}_{sd}(\tau)] d\tau$ — температурная матрица рассеяния, $\beta = 1/kT$; все операторы в (6) взяты в представлении взаимодействия, т.е. $A(\tau) = \exp[(\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)})\tau] A \exp[(-\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)})\tau]$. В функциях Грина K_{ds} , K_{sd} , K_{ss} s^α — векторный оператор, составленный из матриц Паули, и

$$\psi(\mathbf{r}\tau) = \begin{pmatrix} \psi_\uparrow(\mathbf{r}\tau) \\ \psi_\downarrow(\mathbf{r}\tau) \end{pmatrix}.$$

$v, v' = \{\uparrow, \downarrow\}$ — спиновые индексы электрона матрицы, $\alpha, \alpha' = \{+, -, z\}$ — индексы спиновых операторов. Статистическое усреднение $\langle \dots \rangle_0$ определяется гамильтонианом $\mathcal{H}_s^{(0)} + \mathcal{H}_d^{(0)}$.

Диаграммная техника для функций Грина (6) описана в [14]. Рассмотрим приближения диаграммного разложения для функций Грина $G_{vv'}$ и K_{dd}^{++} . В приближении самосогласованного поля в представлении собственных функций $\varphi_\lambda^{(p)}$ гамильтониана $\mathcal{H}_s^{(0)}$ после преобразования Фурье по переменным $\tau - \tau'$ электронная функция Грина будет равна

$$\begin{aligned}
G_{p,p',\lambda,\lambda',v,v'}^{(0)}(\omega_n) &= \frac{\delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{vv'}}{\beta(i\hbar\omega_n - \varepsilon_{\lambda,v}^{(p)})} \\
&\equiv G_{p,\lambda,v}^{(0)}(\omega_n) \delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{vv'}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где $\hbar\omega_n = (2n+1)\pi/\beta$, n — целое число,

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{\lambda,v}^{(p)} &= \bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)} \mp \left(\frac{1}{2} g\mu_B H \right. \\
&\quad \left. + \sum_{\mathbf{1}} \langle S_{\mathbf{1}}^z \rangle_0 \int \varphi_\lambda^{(p)*}(\mathbf{r}) J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \varphi_\lambda^{(p)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right), \quad (8)
\end{aligned}$$

$\bar{\varepsilon}_\lambda^{(p)}$ в (8) есть энергия электрона, определяемая уравнением (2) и отсчитанная от уровня Ферми в отсутствие обменного взаимодействия. Верхний знак берется для $v = \uparrow$, а нижний — для $v = \downarrow$. s - d -обменное взаимодействие расщепляет электронный уровень на два.

$$G_{p,\lambda,\downarrow(\uparrow)}^{(0)}(\omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad a$$

$$K_{dd}^{(0)++}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad \mathbf{1} \quad \mathbf{1}'$$

$$\beta J(p, \lambda, \mathbf{1}) = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad p, \lambda \quad \mathbf{1}$$

$$\frac{1}{2} \beta I(\mathbf{1} - \mathbf{1}') = \text{---} \text{---} \text{---} \quad \mathbf{1} \quad \mathbf{1}'$$

$$\Sigma_{dd}^{(0)++}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad \mathbf{1} \quad \mathbf{1}' \quad b$$

$$\Sigma_{ss}^{(1)++}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad p, \lambda \quad p', \lambda'$$

$$K_{dd}^{(1)++}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) \equiv \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} +$$

$$+ \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \dots \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \quad c$$

Рис. 1. Затравочные функции Грина и линии взаимодействия (a); собственно-энергетические диаграммы, отвечающие введению спиновых волн и спин-поляризационных возбуждений (b); уравнение, описывающее спиновые возбуждения (c).

Спиновая функция Грина после преобразования Фурье по $\tau - \tau'$ в приближении самосогласованного поля имеет вид [14]

$$K_{dd}^{(0)++}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) = K^{(0)}(\mathbf{1}, \omega_n) \delta_{\mathbf{1}\mathbf{1}'}, \quad (9)$$

где

$$K^{(0)}(\mathbf{1}, \omega_n) = \frac{2\langle S_{\mathbf{1}}^z \rangle_0}{y - i\beta\hbar\omega_n},$$

$$y = \beta \left[g\mu_B H + \sum_{\mathbf{1}'} I(\mathbf{1} - \mathbf{1}') \langle S_{\mathbf{1}'}^z \rangle_0 \right.$$

$$\left. + \int J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \langle \left(\psi_\uparrow^+(\mathbf{r}) \psi_\uparrow(\mathbf{r}) - \psi_\downarrow^+(\mathbf{r}) \psi_\downarrow(\mathbf{r}) \right) \rangle_0 d\mathbf{r} \right].$$

Величина y пропорциональна сумме магнитного поля и молекулярного поля, действующего на спин в узле $\mathbf{1}$ со стороны других спинов гранулы и электронов матрицы, $\hbar\omega_n = 2n\pi/\beta$, $\langle S_{\mathbf{1}}^z \rangle_0 = S B_S(Sy)$, B_S — функция Бриллюэна для спина S .

Приближение самосогласованного поля (7), (9) для функций Грина является нулевым приближением разложения по обратному радиусу обменного взаимодействия. Этим затравочным функциям Грина сопоставляются направленные линии (рис. 1, a). Следующие приближения для функций Грина получаются из уравнения Дайсона,

которое для спиновых функций (6)

$$\hat{K}^{\alpha\alpha'} = \begin{pmatrix} K_{dd}^{\alpha\alpha'} & K_{ds}^{\alpha\alpha'} \\ K_{sd}^{\alpha\alpha'} & K_{ss}^{\alpha\alpha'} \end{pmatrix}$$

имеет вид

$$\hat{K}^{\alpha\alpha'} = \hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} + \hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} \hat{V} \hat{K}^{\alpha\alpha'}, \quad (10)$$

где

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V_{dd} & V_{ds} \\ V_{sd} & V_{ss} \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \frac{1}{2} I(\mathbf{1} - \mathbf{1}') & J(\mathbf{1} - \mathbf{r}) \\ J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) & 0 \end{pmatrix},$$

$$J(\mathbf{1} - \mathbf{r}) = J(\mathbf{r} - \mathbf{1}),$$

$$\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'} = \begin{pmatrix} \Sigma_{dd}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{1}\tau; \mathbf{1}'\tau') & \Sigma_{ds}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{1}\tau; \mathbf{r}'\tau') \\ \Sigma_{sd}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}\tau; \mathbf{1}'\tau') & \Sigma_{ss}^{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}\tau; \mathbf{r}'\tau') \end{pmatrix}$$

есть собственная энергетическая часть, которая описывается диаграммами, не разрезаемыми по линии взаимодействия. В соответствии с индексами диаграммы $\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'}$ имеют внешние спиновые вершины d -системы или внешние электронные вершины s -системы. По внутренним переменным $\mathbf{1}$, \mathbf{r} рядом стоящих матриц $\hat{\Sigma}^{\alpha\alpha'}$, \hat{V} , $\hat{K}^{\alpha\alpha'}$ в (10) предполагается суммирование и интегрирование.

Для получения приближения первого порядка по обратному радиусу обменного взаимодействия в $\hat{\Sigma}$ необходимо учесть диаграммы, содержащие не более одной петли [14]. Ограничимся беспетлевыми диаграммами в $\hat{\Sigma}$ по взаимодействию I и однопетлевыми диаграммами по обменному взаимодействию J . Эти приближения отвечают введению спиновых волн в грануле и коллективным возбуждениям спина гранулы и электронов матрицы (спин-поляризационным возбуждениям). Для $\alpha = -$, $\alpha' = +$ соответствующие затравочные линии взаимодействия и собственно-энергетические диаграммы показаны на рис. 1, a, b в представлении собственных функций $\varphi_{\lambda}^{(p)}(\mathbf{r})$ уравнения (2). $s-d$ -обменное взаимодействие в представлении $\varphi_{\lambda}^{(p)}(\mathbf{r})$ взято в приближении

$$J(p, \lambda, \mathbf{1}) = \int \varphi_{\lambda}^{(p)*}(\mathbf{r}) J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \varphi_{\lambda}^{(p)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

При этом пренебрегаем переходами между уровнями (p, λ) и (p', λ') , которые $s-d$ -обменное взаимодействие может индуцировать благодаря членам $\int \varphi_{\lambda}^{(p')*}(\mathbf{r}) J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \varphi_{\lambda}^{(p)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ с $\lambda \neq \lambda'$, $p \neq p'$.

Уравнение Дайсона (10) в выбранном приближении для $\alpha = -$, $\alpha' = +$ запишется в виде

$$K_{dd}^{(1)-+} = \Sigma_{dd}^{(0)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{dd} K_{dd}^{(1)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{ds} K_{sd}^{(1)-+},$$

$$K_{sd}^{(1)-+} = \Sigma_{ss}^{(1)-+} V_{sd} K_{dd}^{(1)-+},$$

$$K_{ds}^{(1)-+} = \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{dd} K_{ds}^{(1)-+} + \Sigma_{dd}^{(0)-+} V_{ds} K_{ss}^{(1)-+},$$

$$K_{ss}^{(1)-+} = \Sigma_{ss}^{(1)-+} + \Sigma_{ss}^{(1)-+} V_{sd} K_{ds}^{(1)-+}. \quad (11)$$

При отличном от нуля взаимодействии V_{sd} , V_{ds} происходит поляризация спинов s -системы со стороны d -системы, и, наоборот, электроны s -системы влияют на спины d -системы. Из (11) получаем интегральное уравнение для спиновой функции Грина, описывающее спиновые возбуждения гранулированной структуры (рис. 1, c),

$$\begin{aligned} K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) &= \Sigma_{dd}^{(0)-+}(\mathbf{1}, \mathbf{1}', \omega_n) + \sum_{2,3} \Sigma_{dd}^{(0)-+}(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \omega_n) \\ &\times \left[\frac{1}{2} \beta I(\mathbf{2} - \mathbf{3}) + \beta^2 \sum_{p,p',\lambda,\lambda'} J(p, \lambda, \mathbf{2}) \right. \\ &\times \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n) J(p', \lambda', \mathbf{3}) \left. \right] \\ &\times K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{3}, \mathbf{1}', \omega_n), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\Sigma_{dd}^{(0)-+}(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \omega_n) = K_{dd}^{(0)-+}(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \omega_n),$$

$$\Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p', \lambda, \lambda', \omega_n)$$

$$= -\delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \sum_m G_{p,\lambda,\downarrow}^{(0)}(\omega_m) G_{p,\lambda,\uparrow}^{(0)}(\omega_m - \omega_n)$$

$$= -\delta_{pp'} \delta_{\lambda\lambda'} \frac{n_F(\varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)}) - n_F(\varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)})}{\beta(i\hbar\omega_n - \varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)} + \varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)})},$$

$$n_F(x) = (e^x + 1)^{-1}.$$

2. Спиновые возбуждения в гранулированной структуре

Исследуем решения уравнения (12) для случая, когда обменное взаимодействие между спинами гранулы значительно больше обменного взаимодействия между спином гранулы и электронами матрицы ($I \gg J$). В этом случае спектр спиновых возбуждений разбивается на две части: спин-волновые возбуждения гранул и коллективные возбуждения спина гранулы и электронов матрицы — спин-поляризационные возбуждения. При спин-поляризационных возбуждениях вместе с изменением ориентации спина гранулы меняется поляризация близлежащих локализованных электронов матрицы.

2.1. Спин-волновые возбуждения гранул. Пренебрежем взаимодействием J и заменим суммирование по узлам кристаллической решетки гранулы интегрированием. Тогда уравнение (12) после перехода в $I(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ к Фурье-образу по пространственным переменным примет вид интегрального уравнения

$$\begin{aligned} K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) &= K^{(0)}(\mathbf{r}, \omega_n) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &+ AK_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$AK_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint a(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \mathbf{q}, \omega_n) \times \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'')] K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \omega_n) d\mathbf{r}'' d\mathbf{q},$$

$$a(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \mathbf{q}, \omega_n) = \frac{1}{2} \beta K^{(0)}(\mathbf{r}, \omega_n) I(\mathbf{q}) \theta(\mathbf{r}) \theta(\mathbf{r}''), \quad I(\mathbf{q}) \text{ — Фурье-образ взаимодействия } I(\mathbf{r} - \mathbf{r}'); \theta(\mathbf{r}) = 1 \text{ в объеме гранулы и } \theta(\mathbf{r}) = 0 \text{ вне гранулы. Поскольку обменное взаимодействие между спинами гранулы имеет малый радиус, в Фурье-образе можно ограничиться членами разложения второго порядка по } q$$

$$I(\mathbf{q}) = I(0) - \kappa q^2.$$

В этом приближении в уравнении (13) интегральный оператор A является псевдодифференциальным оператором второго порядка [15] и уравнение (13) сводится к краевой задаче. Спектр спиновых волн определяется полюсами спиновой функции Грина при аналитическом продолжении $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{ sign } \omega$ ($\delta \rightarrow +0$). Это эквивалентно решению задачи на собственные значения — нахождению функций распределения спиновых колебаний $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{q})$ на грануле

$$(1 - A)\chi(\mathbf{r}, \mathbf{q}) = 0. \quad (14)$$

В предположении, что средняя намагниченность в грануле одинакова по всему объему, $\langle S_1^z \rangle_0 = \langle S^z \rangle_0$, уравнение (14) в объеме гранулы примет вид

$$\left[-\hbar\omega + g\mu_B H - \kappa \langle S^z \rangle_0 \sum_{i=1}^3 \partial^2 / \partial r_i^2 \right] \chi(\mathbf{r}, \mathbf{q}) = 0.$$

Собственные значения (14) определяют спектр энергий стоячих спиновых волн на грануле

$$\varepsilon_{sw}(\mathbf{q}) = g\mu_B H + \langle S^z \rangle_0 \kappa q^2, \quad (15)$$

где $q^2 \propto (\pi \mathbf{k} / d)^2$, d — размер гранулы, $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$ — целочисленный вектор ($k_i = 0, 1, 2, \dots$). Спектр спиновых волн (15) ограничивается сверху энергией возбуждения стонеровской пары электронов в грануле.

2. Спин-поляризационные возбуждения. Теперь рассмотрим уравнение (12) с членом, содержащим $\Sigma_{ss}^{(1)-+}$ и J , который определяет взаимодействие спинов гранулы с электронами матрицы

$$K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) = K^{(0)}(\mathbf{r}, \omega_n) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + (A + B) K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n), \quad (16)$$

где

$$BK_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) = \beta^2 K^{(0)}(\mathbf{r}, \omega_n) \theta(\mathbf{r}) \times \sum_{p,\lambda} \frac{1}{V_a} \int_V J(p, \lambda, \mathbf{r}) \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p, \lambda, \lambda, \omega_n) \times J(p, \lambda, \mathbf{r}'') K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \omega_n) d\mathbf{r}'',$$

V_a — объем элементарной ячейки гранулы; интегрирование ведется по объему гранулы V .

Поскольку псевдодифференциальный оператор A эллиптический на грануле и $J \ll I$, можем разделить уравнение (16) на A [15] и найти первые члены разложения по B/A . С учетом собственных функций уравнения (14) в первом приближении по B/A спектр спиновых возбуждений после аналитического продолжения $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{ sign } \omega$ определяется соотношением

$$\int_V \chi^*(\mathbf{r}, \mathbf{q})(1 - A - B)\chi(\mathbf{r}, \mathbf{q}) d\mathbf{r} = 0.$$

Пренебрегая зависимостью $\langle S_1^z \rangle_0$ от пространственной переменной, получим

$$\hbar\omega = \varepsilon_{sw}(\mathbf{q}) + 2 \sum_{p,\lambda} m_\lambda^{(p)} \left\{ J(p, \lambda, \mathbf{q}) + \frac{2\langle S^z \rangle_0}{\hbar\omega - E_\lambda^{(p)}} |J(p, \lambda, \mathbf{q})|^2 \right\}, \quad (17)$$

где $m_\lambda^{(p)} = (1/2) [n_F(\varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)}) - n_F(\varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)})]$ — среднее значение спина электрона на уровне λ локализованного состояния p , $J(p, \lambda, \mathbf{q}) = \int_V J(p, \lambda, \mathbf{r}) \chi(\mathbf{r}, \mathbf{q}) d\mathbf{r}$, $E_\lambda^{(p)} = \varepsilon_{\lambda,\downarrow}^{(p)} - \varepsilon_{\lambda,\uparrow}^{(p)} = g\mu_B H + 2 \sum_{\mathbf{1}} J(p, \lambda, \mathbf{1}) \langle S_1^z \rangle_0$.

Если ограничиться N уровнями (p, λ) , то уравнение (17) при фиксированном значении $\varepsilon_{sw}(\mathbf{q})$ будет иметь $N + 1$ корней. Функция $K_{dd}^{(1)-+}$ в (11) приобретает N дополнительных полюсных особенностей, соответствующих одночастичным коллективным возбуждениям d - и s -систем. Такие же полюсные особенности появляются у функций $K_{sd}^{(1)-+}$, $K_{ds}^{(1)-+}$ и $K_{ss}^{(1)-+}$. При $E_\lambda^{(p)} \ll kT$ среднее значение спина электрона меньше значений спина гранулы ($m_\lambda^{(p)} \ll \langle S^z \rangle_0$) и N значений корней уравнения (17) будут близки к величинам расщепления уровней (p, λ) ,

$$\hbar\omega_\lambda^{(p)}(\mathbf{q}) = E_\lambda^{(p)} + O(m_\lambda^{(p)} / \langle S^z \rangle_0).$$

При $\omega \rightarrow \omega_\lambda^{(p)}(\mathbf{q})$ изменение направлений спинов гранулы $\langle S^z \rangle_0$ будет сопровождаться переходом электрона между двумя спиновыми подуровнями (p, λ, \uparrow) и (p, λ, \downarrow) в матрице и изменением поляризации уровня (p, λ) . Это дает основание назвать такие возбуждения спин-поляризационными. Верхняя граница полосы частот спин-поляризационных возбуждений определяется величиной s - d -обменного взаимодействия между спинами гранулы и электроном на уровне (p, λ) , когда электрон в локализованном состоянии p находится вблизи границы гранулы ∂V

$$0 < \hbar\omega_\lambda^{(p)}(\mathbf{q}) - g\mu_B H < 2 \sum_{\mathbf{1}} J(p, \lambda, \mathbf{1}) \langle S_1^z \rangle_0 \Big|_{\partial V}. \quad (18)$$

3. Релаксация спиновых возбуждений

Исследуем релаксацию спиновых возбуждений гранулированной структуры. Запишем уравнение (16) для $K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n)$ в представлении функций спиновых ко-

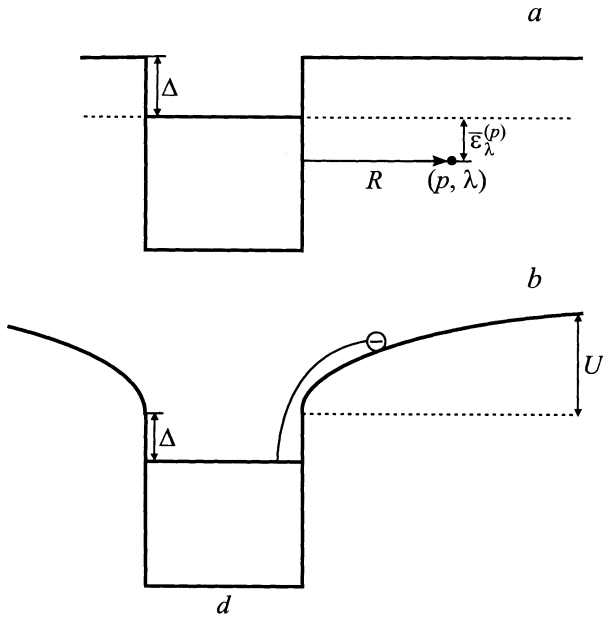


Рис. 2. Расположение глубоколежащего по энергии локализованного состояния относительно гранулы (а); изменение энергетической структуры при активации электрона из гранулы (b).

лебаний гранулы $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{q})$. Тогда затухание спиновых возбуждений γ определится мнимой частью полюса функции Грина

$$K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{q}, \omega_n) \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}') \\ = \int_V \int_V \chi^*(\mathbf{r}, \mathbf{q}) K_{dd}^{(1)-+}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) \chi(\mathbf{r}', \mathbf{q}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}',$$

которая при аналитическом продолжении $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega$ равна

$$\text{Im} \int_V \chi^*(\mathbf{r}, \mathbf{q}) (1 - A - B) \chi(\mathbf{r} - \mathbf{q}) d\mathbf{r} \Big|_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega}.$$

Учитывая явный вид операторов A и B , получаем

$$\hbar\gamma(\omega, \mathbf{q}) = 2\beta \langle S^z \rangle_0 \sum_{p,\lambda} |J(p, \lambda, \mathbf{q})|^2 \\ \times \text{Im} \Sigma_{ss}^{(1)-+}(p, p, \lambda, \lambda, \omega_n) \Big|_{i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta \text{sign } \omega} \\ = 4\pi \langle S^z \rangle_0 \sum_{p,\lambda} |J(p, \lambda, \mathbf{q})|^2 m_\lambda^{(p)} \delta(\hbar\omega - E_\lambda^{(p)}).$$

Рассмотрим релаксацию однородных спиновых возбуждений гранул, т.е. релаксацию при малых q . В этом случае в силу условия $J \ll I$ затухание спиновых возбуждений гранул определится спин-поляризационными возбуждениями, в которых одновременно изменяется направление спина гранулы и электрон в матрице переходит с одного спинового подуровня расщепленного

состояния (p, λ) на другой с переворотом спина. Электронными состояниями могут являться глубоко лежащие по энергии локализованные электронные состояния в матрице (рис. 2, а) или состояния, которые образуются в результате термической активации электрона из гранулы в зону проводимости матрицы (рис. 2, б). Исходя из вышесказанного, исследуем релаксацию спиновых возбуждений в этих двух случаях.

3.1. Релаксация, определяемая электронными переходами между подуровнями глубоколежащих локализованных состояний в матрице. Для нахождения конкретной формулы, описывающей релаксацию в гранулированной структуре, сделаем ряд допущений.

1) Допустим, что энергетическое распределение и пространственное положение локализованных состояний p в гранулированной структуре можно характеризовать плотностью энергетических уровней в единице объема на интервал энергии $\bar{g}(\bar{\epsilon}_\lambda^{(p)}, \mathbf{r})$. Введение плотности позволяет перейти от релаксации спиновых возбуждений гранулы (19) к релаксации спиновых возбуждений гранулированной структуры с усреднением по всем гранулам. При этом суммирование по p и λ в (19) заменяется интегрированием по объему матрицы и по энергиям уровней локализованных состояний с весом $\bar{g}(\epsilon, \mathbf{r})$. Благодаря наличию множителя $m_\lambda^{(p)}$ в (19) основной вклад в релаксацию вносят локализованные состояния с энергиями в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Будем полагать, что в полосе $2kT$ энергетические уровни распределены равномерно и пространственное распределение является однородным, т.е. плотность $\bar{g}(\epsilon, \mathbf{r}) = \bar{g} = \text{const}$.

2) Обменное взаимодействие в соотношении (19) определяется интегрированием по грануле V и интегрированием по объему матрицы

$$J(p, \lambda, \mathbf{q}) = \int_V d\mathbf{r}' \int d\mathbf{r} \varphi_\lambda^{(p)*}(\mathbf{r}) J(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi_\lambda^{(p)}(\mathbf{r}) \chi(\mathbf{r}', \mathbf{q}). \quad (20)$$

Если волновые функции $\varphi_\lambda^{(p)}$ локализованных состояний являются водородоподобными [16], то с учетом короткодействующего характера взаимодействия $J(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ функции $J(p, \lambda, \mathbf{q})$ при $\mathbf{q} \rightarrow 0$ будут экспоненциально спадать с расстоянием

$$J(p, \lambda, \mathbf{q}) = J_0 \exp(-\xi_\lambda^{(p)} R),$$

где $\xi_\lambda^{(p)}$ — обратный радиус взаимодействия спина гранулы с локализованным состоянием (p, λ) , R — расстояние от центра водородоподобного состояния p до границы гранулы. При усреднении по всем энергетическим уровням локализованных состояний N будем полагать, что $J(p, \lambda, \mathbf{q})$ экспоненциально убывает с расстоянием со средним обратным радиусом $\xi = N^{-1} \sum_{p,\lambda} \xi_\lambda^{(p)}$.

3) Будем рассматривать случай, когда расстояние между гранулами $l \gg \xi^{-1}$. Это даст возможность не учитывать взаимодействие между гранулами и верхний предел

интегрирования по пространственной переменной в матрице положить равным бесконечности. Будем считать, что разность между дном зоны проводимости матрицы и уровнем Ферми металлической частицы $\Delta \gg kT$ (рис. 2, а). Поэтому верхний предел интегрирования по энергии локализованных состояний можно положить равным бесконечности. В этом случае локализованные состояния с энергиями в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми будем называть глубоколежащими состояниями.

С учетом вышеизложенных допущений затухание спиновых возбуждений в гранулированной структуре в диапазоне частот $0 < \hbar\omega - g\mu_B H < 2J_0 \langle S^z \rangle_0$ будет равно

$$\begin{aligned} \hbar\gamma(\omega) &= 2\pi \langle S^z \rangle_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \int_0^{\infty} dr 4\pi r^2 \bar{g} J_0^2 \exp(-2\xi r) \\ &\times \left\{ \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon - E/2)] + 1} - \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon + E/2)] + 1} \right\} \delta(\hbar\omega - E) \\ &= \frac{2\pi^2 \bar{g} (\hbar\omega - g\mu_B H) \hbar\omega}{\xi^3 \langle S^z \rangle_0} \ln^2 \frac{2J_0 \langle S^z \rangle_0}{\hbar\omega - g\mu_B H}, \end{aligned} \quad (21)$$

где $E = 2\langle S^z \rangle_0 J_0 \exp(-\xi r) + g\mu_B H$.

При $\hbar\omega < g\mu_B H$ и $\hbar\omega > g\mu_B H + 2\langle S^z \rangle_0 J_0$ затухание равно нулю. Максимальное отношение затухания к частоте будет наблюдаться при $\hbar\omega = g\mu_B H + 2\exp(-2)\langle S^z \rangle_0 J_0$

$$\max \frac{\gamma}{\omega} = \frac{16\pi^2 \bar{g} J_0}{\exp(2)\xi^3}.$$

Из соотношения (21) видно, что коэффициент релаксации, определяемый электронными переходами между подуровнями глубоко лежащих локализованных состояний в матрице с переворотом спина, не зависит от температуры.

3. 2. Релаксация, определяемая переходами между подуровнями при термической активации электрона из гранулы. Рассмотрим энергетическую структуру гранулы в матрице в случае, когда уровень Ферми металлической гранулы лежит ниже дна зоны проводимости матрицы на величину энергии Δ . При термической активации электрон преодолевает энергию Δ и гранула приобретает заряд, равный количеству электронов, покинувших гранулу. Допустим, что гранула имеет форму сферы с диаметром d . Тогда удаление Z электронов из гранулы приведет к понижению энергии гранулы на $U = Ze^2/2C$ (рис. 2, б), где e — заряд электрона, $C = \tilde{\epsilon}d/2$ — электрическая емкость гранулы в матрице с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. Часть термически активированных электронов не удаляется на бесконечно большое расстояние от гранулы и формирует электронную "шубу" гранулы. Волновые функции электронной шубы определяются кулоновским полем гранулы, и мы будем их считать водородоподобными. Поскольку обменное взаимодействие приближенно имеет контактный характер $J(\mathbf{r} - \mathbf{1}) \propto \delta(\mathbf{r} - \mathbf{1})$, из всех

уровней (p, λ) шубы будем учитывать только водородоподобные s -состояния [16]

$$\varphi_n(\mathbf{r}) = \pi^{-1/2} \left(\frac{Z}{n} \right)^{3/2} F(-n + 1, 2, 2Z\rho/n) \exp(-Z\rho/n),$$

где $\rho = me^2|\mathbf{r}|/\hbar^2$, m — масса электрона, F — вырожденная гипергеометрическая функция, индекс (p, λ) сводится к индексу n . Функция $J(p, \lambda, \mathbf{q}) = J(n, \mathbf{q})$ в (19), (20) определяется интегрированием по грануле и по объему матрицы. Для водородоподобных s -состояний при больших значениях n , $\mathbf{q} \rightarrow 0$ основной член взаимодействия будет иметь вид

$$J(n, 0) = \frac{J_0 Z^3}{\pi n^3} + O(n^{-4}). \quad (22)$$

Заменяя в (19) суммирование интегрированием, учитывая соотношение (22) с точностью до членов $O(n^{-4})$ и то, что $E_\lambda^{(p)} = E_n = \varepsilon_{n,\downarrow} - \varepsilon_{n,\uparrow} = g\mu_B H + 2J(n, 0)\langle S^z \rangle_0$, можем записать коэффициент затухания спиновых возбуждений (19) при $\hbar\omega > g\mu_B H$ в виде

$$\begin{aligned} \hbar\gamma(\omega) &= \frac{\pi(\hbar\omega - g\mu_B H)^2}{2\langle S^z \rangle_0} \sum_n \left\{ \frac{1}{\exp[\beta(\Delta + f_n)] + 1} - \frac{1}{\exp[\beta(\Delta + f_n + \hbar\omega)] + 1} \right\} \delta(\hbar\omega - E_n) \\ &= \frac{\pi^{2/3} J_0 Z [\exp(\beta\hbar\omega) - 1]}{3 [\exp(-\beta(\Delta + f)) + 1] [\exp(\beta(\Delta + f + \hbar\omega)) + 1]} \\ &\times \left(\frac{\hbar\omega - g\mu_B H}{2J_0 \langle S^z \rangle_0} \right)^{2/3}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $f_n = U - \xi/n^2$ — энергия электрона при активации в состоянии n , отсчитанная от дна зоны проводимости вблизи границы гранулы, $\xi = mZ^2 e^4 / 2\hbar^2$,

$$f = U - \frac{\xi}{Z^2} \left[\frac{\pi(\hbar\omega - g\mu_B H)}{2J_0 \langle S^z \rangle_0} \right]^{2/3}.$$

При вычислении соотношения (23) учитывались такие n , чтобы энергия f_n и соответственно f были положительными величинами. Это приближение эквивалентно неявному учету размера гранулы. $\hbar\omega = g\mu_B H$ или $f = U$ определяет нижнюю границу релаксации. При $\hbar\omega < g\mu_B H$ затухание равно нулю. Верхняя граница затухания определяется соотношением $f = 0$,

$$\hbar\omega \leq g\mu_B H + \left(\frac{U}{\xi} \right)^{3/2} \frac{Z^3 J_0 \langle S^z \rangle_0}{\pi}.$$

Из соотношения (23) видно, что коэффициент релаксации γ имеет сильную зависимость от температуры.

4. Обсуждение результатов

Как видно из соотношений (21) и (23), характер затухания спиновых возбуждений в гранулированной структуре во многом определяется разностью между уровнем Ферми гранулы и дном зоны проводимости матрицы Δ . Экспериментальные исследования затухания были проведены на гранулированных структурах аморфного гидроенизированного углерода $a\text{-C:H}$ с наночастицами Co и на структурах аморфного SiO_2 с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ в работах [9–11]. Эти исследования подтвердили характер зависимостей затухания от температуры, определяемый формулами (21) и (23). Энергия активации $\Delta + U$ для структур $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Co}_x$ находилась из температурных зависимостей тока в геометрии "ток перпендикулярен плоскости" на структурах с малым содержанием кобальта x и была равна 0.22 eV. Учитывая, что частицы кобальта имели размер 2–2.2 nm, мы оценивали среднюю емкость частиц, электрическую энергию U и энергию Δ , которая оказалась малой и сравнимой с kT ($\propto 0.02$ eV). Для структур $a\text{-SiO}_2$ с гранулами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ энергия Δ , напротив, имела большое значение: $\Delta \gg kT$.

Коэффициент затухания спиновых возбуждений гранулированной структуры определялся методом спин-волновой спектроскопии [9] на структурах YIG/(изучаемая гранулированная пленка) при температурах 77–393 K. Изучались изменения групповой скорости и затухания поверхностной магнитостатической спиновой волны в пленке YIG в диапазоне частот 2.2–4.0 GHz. Связь между распространяемой в пленке YIG спиновой волной и гранулированной пленкой осуществлялась через магнитное дипольное взаимодействие. Релаксация спиновых возбуждений в гранулированной пленке приводила к уменьшению групповой скорости и к увеличению затухания спиновой волны в пленке YIG. По этим изменениям оценивалась релаксация спиновых возбуждений гранулированной структуры. Для гранулированных пленок $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Co}_x$ (толщины 250–550 nm) при $x < 0.45$ релаксация резко возрастала с увеличением температуры. Она имела характерный тип температурной зависимости, определяемый формулой (23) [9,11], что подтверждает модель релаксации, обусловленной переходами электрона с переворотом спина между подуровнями термически активированной электронной шубы гранулы. Для гранулированных пленок $a\text{-SiO}_2$ с частицами $\text{Co}_{86}\text{Nb}_{12}\text{Ta}_2$ (толщины пленок 2.7–5.1 μm) при концентрациях кобальта $x < 0.45$ релаксация спиновых возбуждений практически не зависела от температуры [10,11]. Это приводит к выводу о том, что релаксация спиновых возбуждений в структурах с матрицей $a\text{-SiO}_2$ определяется спин-поляризационными возбуждениями на более глубоко лежащих по энергии локализованных состояниях в матрице и описывается формулой (21). Проведем оценку затухания, определяемого формулой (21). Порядок величины междоатомного обменного взаимодействия для ближайших соседей $J_0 = 0.05\text{--}0.1$ eV [17,18]. Плотность

локализованных состояний \bar{g} может быть оценена из температурных зависимостей проводимости гранулированной структуры [12]. Температурная зависимость в геометрии "ток в плоскости" имеет степенной характер. Показатель степени связан с числом локализованных состояний в матрице, через которые осуществляется процесс неупругого резонансного туннелирования между гранулами в полосе $2kT$ вблизи уровня Ферми. Для структур $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Co}_x$ среднее число локализованных состояний между гранулами изменяется от 1 ($x = 0.46$) до 2 ($x = 0.24$). Это дает возможность оценить \bar{g} в полосе $2kT$. В связи с этим, полагая $\bar{g} = 1$ eV $^{-1}$ ·nm $^{-3}$, $J_0 = 0.1$ eV, $\langle S^z \rangle_0 = 1/2$, $\xi = 1$ nm $^{-1}$, при $H = 0$ для $\omega/2\pi = 10$ GHz получим $\gamma/\omega = 0.1$. Столь высокие оценочные значения позволяют объяснить наблюдаемые большие величины магнитной релаксации в [9,11]. Возбуждение спин-поляризационных переходов может быть ответственным за большие значения ΔH в [5,6] и высокие коэффициенты поглощения электромагнитного излучения гранулированными структурами.

В работах [2,3] отмечалось увеличение ΔH с уменьшением концентрации Fe. Развита выше модель позволяет объяснить это явление. Релаксация, наблюдавшаяся в [2,3] на частотах 9.4 и 35.4 GHz, обусловлена расщеплением уровней, находящихся достаточно далеко от гранул. С уменьшением концентрации гранул плотность таких локализованных состояний (с малой величиной расщепления) возрастает. Магнитное поле H от гранул приводит к дополнительному увеличению расщепления уровней локализованных состояний. С уменьшением концентрации гранул поле H убывает. Согласно (21), эти два фактора ведут к увеличению затухания.

Затухание, определяемое спин-поляризационными возбуждениями (см. (21)), характеризуется широкополосностью. Верхний предел затухания равен

$$\hbar\omega_{\max} = g\mu_B H + 2J_0 \langle S^z \rangle_0.$$

В реальных гранулированных структурах в поле H входит в качестве слагаемого размагничивающее магнитное поле от соседних гранул. Взяв в качестве примера структуры с гранулами кобальта и учитывая, что размагничивающее поле около гранулы определяется намагниченностью ($4\pi M \propto 17.9$ kOe [13]), получаем, что при $H = 4\pi M$, $J_0 = 0.1$ eV, $\langle S^z \rangle_0 = 1/2$, $\omega_{\max}/2\pi = 25$ THz. Таким образом, приходим к выводу о том, что на базе структур с гранулами кобальта можно создать покрытия, поглощающие электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн — сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом. Оценки показывают, что единица объема гранулированной структуры с Co гранулами способна обеспечить значительно большее поглощение электромагнитной волны по сравнению с ферритовыми покрытиями.

На основании вышеизложенной теоретической модели можно сделать следующие выводы.

1) Спектр спиновых возбуждений гранулированной структуры с ферромагнитными металлическими наноча-

стицами в аморфной матрице состоит из спин-волновых возбуждений гранул и спин-поляризационных возбуждений. При спин-поляризационных возбуждениях изменение направления спина гранулы сопровождается переходом электрона между двумя подуровнями расщепленного локализованного состояния в матрице и изменением поляризации этого локализованного состояния.

2) Локализованными электронными состояниями в матрице могут быть или глубокие лежащие по энергии уровни, или состояния термически активированной электронной шубы гранулы. В первом случае процесс спиновой релаксации гранул, осуществляемый через спин-поляризационные возбуждения (спин-поляризационная релаксация), не зависит от температуры. Во втором случае наблюдается сильная температурная зависимость.

3) Спин-поляризационная релаксация должна наблюдаться в широкой частотной полосе. Оценки для гранулированных структур с наночастицами кобальта показывают, что ширина диапазона, где должна проявляться спин-поляризационная релаксация, покрывает сантиметровые, миллиметровые и субмиллиметровые диапазоны длин волн.

Автор благодарен Ю.М. Яковлеву за полезные обсуждения и замечания.

Список литературы

- [1] S. Mitani, K. Takanashi, K. Yakushiji, H. Fujimori. *J. Appl. Phys.* **83**, *11*, 6524 (1998).
- [2] Wen-Nai Wang, Zheng-Sheng Jiang, You-Wei Du. *J. Appl. Phys.* **78**, *11*, 6679 (1995).
- [3] A. Butera, J.N. Zhou, J.A. Barnard. *Phys. Rev.* **B60**, *17*, 12 270 (1999).
- [4] A. Butera, J.N. Zhou, J.A. Barnard. *J. Appl. Phys.* **87**, *9(2)*, 5627 (2000).
- [5] D.M.S. Bagguley. *Proc. Phys. Soc.* **A66(8)**, 404A, 765 (1953).
- [6] D.M.S. Bagguley. *Proc. Royal Soc.* **A228**, 549 (1955).
- [7] Ю.И. Петров. Кластеры и малые частицы. Наука, М. (1986). 368 с.
- [8] J.R. Fermin, Antonio Azevedo, F.M. de Aguiar, Biao Li, S.M. Rezende. *J. Appl. Phys.* **85**, *10*, 7316 (1999).
- [9] Л.В. Луцев, С.В. Яковлев. Сб. тр. XVII Междунар. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". М. (20–23 июня 2000). С. 524.
- [10] Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Там же. С. 544.
- [11] Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, В.И. Сиклицкий. Тез. докл. II Междунар. конф. "Аморфные и микрокристаллические полупроводники". СПб (3–5 июля 2000). С. 77.
- [12] Л.В. Луцев, Т.К. Звонарева, В.М. Лебедев. *Письма в ЖТФ* **27**, *15*, 84 (2001).
- [13] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [14] Ю.А. Изюмов, Ф.А. Кассан-оглы, Ю.Н. Скрябин. Полевые методы в теории ферромагнетизма. Наука, М. (1974). 224 с.

- [15] Ф. Трев. Введение в теорию псевдодифференциальных операторов и интегральных операторов Фурье. Псевдодифференциальные операторы. Т. 1. Мир, М. (1984). 360 с.
- [16] А.С. Давыдов. Квантовая механика. Наука, М. (1973). 704 с.
- [17] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [18] Е.В. Кузьмин, Г.А. Петраковский, Э.А. Завадский. Физика магнитоупорядоченных веществ. Наука, Новосибирск (1976). 288 с.