и др.//Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Л., 1991. Ч. 1. С. 176. [4] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. //Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [5] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [6] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю.//Квант. электроника. 1987. 14, № 10. С. 1925. [7] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М., 1985.

Поступила в редакцию
24.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 6

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548:537:621.2

ЛОРЕНЦЕВСКОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО ПОТЕНЦИАЛА

А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, Д. Х. Имамназаров, И. Х. Халилов
(*кафедра магнетизма*)

В рамках приближения когерентного потенциала рассчитано поперечное лоренцевское магнетосопротивление однозонной модели неупорядоченного кристаллического сплава при произвольной интенсивности рассеяния. При сильном рассеянии в случае изотропного закона дисперсии магнетосопротивление пропорционально затуханию электронных состояний на уровне Ферми.

В парамагнитных и несверхпроводящих неупорядоченных сплавах при достаточно сильном рассеянии основные вклады в магнетосопротивление обусловлены влиянием магнитного поля на процессы квантовой интерференции и электрон-электронного взаимодействия [1, 2]. Эти вклады определяют корневую зависимость магнетосопротивления от поля

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}=\frac{\rho(B)-\rho(B=0)}{\rho(B=0)}\sim B^{1/2}$$

и являются неклассическими, так как соответствующие процессы рассеяния не описываются кинетическим уравнением Больцмана. В то же время уравнение Больцмана описывает классический механизм магнетосопротивления, связанный с действием силы Лоренца. При слабом рассеянии, когда и справедлив подход, основанный на использовании этого кинетического уравнения, для однозонной модели сплава с изотропным квадратичным законом дисперсии классический (лоренцевский) вклад в поперечное магнетосопротивление тождественно обращается в нуль в силу точной компенсации действия на носители тока силы Лоренца и поля Холла. Если же закон дисперсии анизотропен, то по порядку величины $(\Delta\rho/\rho)\simeq(\omega\tau)^2\sim B^2$ (ω — ларморовская частота, τ — время релаксации носителей) [3]. Этот вклад имеет принципиально другую, чем неклассический вклад, полевую зависимость, однако его обнаружение для сплавов связано с существенными трудностями в силу относительно малой величины. Хотя для некоторых сплавов в слабых полях зависимость вида $\Delta\rho/\rho\sim B^2$ имеет место (см., напр., рис. 4.1 работы [4]), нет доказательств, что это именно классический вклад. Более того, указанные результаты для лоренцевского магнетосопротивления получены только при слабом рассеянии, характерном для электронов проводимости широких s-подобных зон низкорезистивных сплавов и поэтому не решен вопрос о том, в какой степе-

ни они применимы для реальных сплавов и особенно для сплавов переходных металлов, содержащих незаполненные узкие d-подобные зоны.

В данной работе в рамках приближения когерентного потенциала (ПКП) рассчитано поперечное лоренцевское магнетосопротивление однозонной модели неупорядоченного кристаллического сплава при произвольной интенсивности рассеяния.

1. Постановка задачи и расчет магнетосопротивления в ПКП

Общее выражение для поперечного магнетосопротивления металлов с кубической решеткой имеет вид

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}=\frac{\rho_{xx}(B)-\rho_{xx}(B=0)}{\rho_{xx}(B=0)}=-\frac{1}{\sigma^{(0)}}\left[\sigma_{xx}^{(2)}+\frac{(\sigma_{xy}^{(1)})^2}{\sigma^{(0)}}\right], \tag{1}$$

где поле направлено вдоль оси $0z$, $\sigma^{(0)}$ — электропроводность в отсутствие магнитного поля, $\sigma_{xy}^{(1)}$ — холловская электропроводность, $\sigma_{xx}^{(2)}$ — квадратичная по полю поправка к электропроводности. Методика вычисления в ПКП $\sigma^{(0)}$ и $\sigma_{xy}^{(1)}$ разработана в [5—8], поэтому расчет магнетосопротивления сводится к нахождению $\sigma_{xx}^{(2)}$.

Гамильтониан рассматриваемой системы можно записать в виде

$$H=H_0+H_M, \tag{2}$$

где

$$H_0=\sum_{\substack{m,n\\ m\neq n}} t_{mn}a_m^+a_n+\sum_n \varepsilon^n a_n^+ a_n \tag{3}$$

— гамильтониан однозонной модели сплава A_cB_{1-c} с диагональным беспорядком в представлении Ваннье (t_{nm} — интеграл перескока, ε^n с вероятностью c принимает значение ε^A и с вероятностью $1-c$ — ε^B), а

$$H_M=\frac{eB}{4c}\left[(v_xY+Yv_x)-(v_yX+Xv_y)\right]+\frac{e^2B^2}{8mc^2}(X^2+Y^2) \tag{4}$$

— гамильтониан, описывающий действие на электроны магнитного поля [8] (v — оператор скорости, X и Y — операторы координат).

Оператор скорости электронов по определению равен

$$v=\frac{i}{\hbar}[RH],$$

где R — оператор положения, поэтому в представлении Ваннье для гамильтониана (2)

$$v_x^{(0)}=-\frac{i}{\hbar}\sum_{\substack{m,n\\ m\neq n}} t_{mn}(X_m-X_n)\,a_m^+a_n, \tag{5}$$

$$v_x^{(1)}=-\frac{eB}{4\hbar^2c}\sum_{\substack{m,n\\ m\neq n}} t_{mn}(X_m-X_n)\left[(X_m-X_n)(Y_m+Y_n)-\right.$$

$$\left.-(Y_m-Y_n)(X_m+X_n)\right], \tag{6}$$

$$v_x^{(2)}=0. \tag{7}$$

Первый член в выражении (4) приводит к лоренцевскому закручиванию электронов проводимости, описываемому формулой (6). Второй (зеемановский) член в магнитном гамильтониане (4) не приводит к изменению скорости (7). Более того, согласно теореме Бора—Ван Левен этот член в классическом случае не приводит и к возникновению магнетизма в рассматриваемой системе, поэтому с ним не связано ни изменение энергетического спектра, ни изменение гриновской функции электронов, в силу чего при расчете лоренцевского вклада в $\Delta\rho/\rho$ им можно пренебречь.

Для системы, описываемой гамильтонианом (2), исходя из формулы Кубо—Гринвуда, в рамках ПКП нетрудно получить

$$\sigma_{xx}^{(2)}=\frac{2e^2\hbar}{\pi\Omega}\int d\eta\left(-\frac{\partial f}{\partial\eta}\right)[L(\eta^+,\ \eta^+)+L(\eta^-,\ \eta^-)-$$
$$-L(\eta^+,\ \eta^-)-L(\eta^-,\ \eta^+)], \tag{8}$$

где f — функция распределения Ферми, Ω — объем, приходящийся на атом сплава, $\eta^{\pm}=\eta\pm i0$,

$$L(z_1,\ z_2)=\mathrm{Sp}\, v_x^{(1)}G_0(z_1)\,v_x^{(1)}G_0(z_2), \tag{9}$$

$$G_0(z)=(z-H_0)^{-1}. \tag{10}$$

Подставляя выражение (6) в (9), а затем в (8), после ряда громоздких преобразований получим

$$\sigma_{xx}^{(2)}=\frac{e^4B^2\hbar^3}{16\pi\Omega c}\int d\eta\left(-\frac{\partial f}{\partial\eta}\right)\sum_{\mathbf{k}}\Big\{4\,(-v_x^2(M_{xy}^{-1})^2-v_y^2(M_{xx}^{-1})^2+$$
$$+2v_xv_yM_{xx}^{-1}M_{xy}^{-1})(GG^3)+\Big(v_xM_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_y}M_{xx}^{-1}+v_yM_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_x}M_{xy}^{-1}+$$
$$+v_yM_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_x}M_{xx}^{-1}+v_xM_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_y}M_{xy}^{-1}+2M_{xx}^{-1}(M_{xy}^{-1})^2-$$
$$-2M_{yy}^{-1}(M_{xx}^{-1})^2-2v_xM_{xy}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_x}M_{xy}^{-1}-2v_yM_{xx}^{-1}\frac{\partial}{\partial k_y}M_{xx}^{-1}\Big)(GG^2)\Big\}, \tag{11}$$

где

$$v_i=\frac{1}{\hbar}\frac{\partial\varepsilon(k)}{\partial k_i},\quad M_{ij}^{-1}=\frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2\varepsilon(k)}{\partial k_i\partial k_j},\quad i,\ j=x,\ y,\ z, \tag{12}$$

$$(GG^3)=4\,[\mathrm{Im}\,G(\eta)]^4-12\,[\mathrm{Re}\,G(\eta)]^2\,[\mathrm{Im}\,G(\eta)]^2, \tag{13}$$

$$(GG^2)=-8\,[\mathrm{Re}\,G(\eta)]\,[\mathrm{Im}\,G(\eta)]^2, \tag{14}$$

$$\mathrm{Im}\,G(\eta^{\pm})=\mp\Delta(\eta)\,\{[\eta-\Lambda(\eta)-\varepsilon]^2+\Delta^2\}^{-1}, \tag{15}$$

$$\mathrm{Re}\,G(\eta^{\pm})=(\eta-\Lambda(\eta)-\varepsilon)\,\{[\eta-\Lambda-\varepsilon]^2+\Delta^2\}^{-1}, \tag{16}$$

а через Λ и Δ обозначены реальная и мнимая части когерентного потенциала [5],

$$\Sigma(\eta^{\pm})=\Lambda(\eta)\mp i\Delta(\eta). \tag{17}$$

Выведенное выражение для $\sigma_{xx}^{(2)}$ (11) справедливо при произвольной интенсивности рассеяния и при произвольном законе дисперсии $\varepsilon(k)$ и связывает магнетосопротивление с параметрами электронной структуры сплава.

2. Магнетосопротивление однозонной модели сплава при квадратичном законе дисперсии

При квадратичном и изотропном законе дисперсии $\varepsilon(k) \sim k^2$

$$M_{xx}^{-1} = M_{yy}^{-1} = m^{-1},\ M_{xy}^{-1} = \frac{\partial}{\partial k_x} M_{xx}^{-1} = \frac{\partial}{\partial k_y} M_{xx}^{-1} = 0$$

и выражение (11) существенно упрощается:

$$\sigma_{xx}^{(2)} = -\frac{e^4 B^2 \hbar^3}{\pi \Omega c^2} \int d\eta \left(-\frac{\partial f}{\partial \eta}\right) \sum_k \left\{ \frac{v_y^2}{m^2} [(\operatorname{Im} G)^4 - 3 (\operatorname{Im} G)^2 (\operatorname{Re} G)^2] - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{m^3} (\operatorname{Re} G)(\operatorname{Im} G)^2 \right\}. \tag{18}$$

Учитывая, что согласно выражениям (15) и (16)

$$(\operatorname{Im} G)^4 - 3 (\operatorname{Re} G)^2 (\operatorname{Im} G)^2 = 4 (\operatorname{Im} G)^4 - \frac{3}{\Delta} (\operatorname{Im} G(\eta^-))^3,$$

$$(\operatorname{Re} G)(\operatorname{Im} G)^2 = \frac{\beta}{\Delta} (\operatorname{Im} G(\eta^-))^3 - \frac{\varepsilon}{\Delta} (\operatorname{Im} G(\eta^-))^3,$$

где $\beta = \eta - \Lambda(\eta)$, и то, что при квадратичном законе дисперсии $v^2(k) = 2\varepsilon/m$, а затравочная плотность состояний имеет вид [6]

$$\mathcal{N}_0(\varepsilon) = A\varepsilon^{1/2}, \tag{19}$$

из (18) получаем

$$\sigma_{xx}^{(2)} = -\frac{e^4 B^2 \hbar^3}{m^2 c^2 \pi \Omega} \frac{2A}{3m} \int d\eta \left(-\frac{\partial f}{\partial \eta}\right) \left[4\Delta^4 J_4^3 - \frac{3}{2} \Delta^2 J_3^3 - \frac{3}{2} \Delta^2 \beta J_3^1 \right], \tag{20}$$

где

$$J_n^m = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{(\varepsilon^{1/2})^m}{[(\beta - \varepsilon)^2 + \Delta^2]^n}. \tag{21}$$

Вычисляя интегралы J_n^m в рамках теории вычетов, аналогично работе [6] получаем

$$\sigma_{xx}^{(2)} = -(\omega\tau)^2 \sigma^{(0)} \left[1 + a \frac{\Delta^2}{\mathcal{N}^2} + b \frac{\Delta^4}{\mathcal{N}^2} + \frac{c}{\mathcal{N}^2} \right]_{\varepsilon = E_F}, \tag{22}$$

где

$$a = \left[\frac{241}{40} \frac{1}{\gamma} + \frac{37}{40} \frac{(\gamma - \beta)\beta}{\gamma^3} - \frac{1}{8} \frac{\beta^2}{\gamma^3} \right] A^2;\quad \gamma = (\beta^2 + \Delta^2)^{1/2}, \tag{23}$$

$$b = \frac{4}{5} \frac{1}{\gamma^3} A^2, \tag{24}$$

$$c = 4 \frac{(\gamma - \beta)^2}{\gamma} A^2 \tag{25}$$

и

$$\mathcal{N}(\varepsilon) = A \left[\frac{1}{2} (\gamma + \beta) \right]^{1/2} \tag{26}$$

— плотность состояний сплава.

Для холловской электропроводности в рамках рассматриваемой модели аналогичным образом можно получить

$$\sigma_{xy}^{(1)} = (\omega\tau)\,\sigma^{(0)}\left[1 - d\,\frac{\Delta^2}{\mathscr{P}^2}\right]_{E_F}, \tag{27}$$

где

$$d = \frac{1}{4\gamma}\,A^2. \tag{28}$$

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим сначала предельный случай слабого рассеяния, при котором $\Delta/E_F \ll 1$. Тогда в низшем приближении по Δ/E_F из выражений (22), (27) следует, что

$$\sigma_{xx}^{(2)} = -(\omega\tau)^2\,\sigma^{(0)};\quad \sigma_{xy}^{(1)} = (\omega\tau)\,\sigma^{(0)},$$

а следовательно, согласно определению (1) $\Delta\rho/\rho$ в соответствии с классической теорией магнетосопротивления обращается в нуль.

Если рассеяние не является слабым, т. е. параметр Δ/E_F не является малой величиной, то из выражений (22) и (27) вытекает, что

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = (\omega\tau)^2\left[(a+2d)\,\frac{\Delta^2}{\mathscr{P}^2} + \left(\frac{b}{\mathscr{P}^2} - \frac{d^2}{\mathscr{P}^4}\right)\Delta^4 + \frac{c}{\mathscr{P}^2}\right]. \tag{29}$$

То есть в этом случае магнетосопротивление не обращается в нуль, величина $\Delta\rho/\rho(\omega\tau)^2$ пропорциональна затуханию электронных состояний на уровне Ферми ($c \sim \Delta^2$) и если рассеяние достаточно сильное ($\Delta \sim E_F$), то по порядку величины $\Delta\rho/\rho \sim (\omega\tau)^2$.

Полученный результат можно интерпретировать следующим образом. Хорошо известно, что наличие двух типов носителей тока, обладающих разными скоростями на уровне Ферми, приводит к конечной величине магнетосопротивления, так как в этом случае поле Холла не может полностью компенсировать действие силы Лоренца. При конечной величине затухания Δ имеет место размытие поверхности Ферми, что практически означает, что существует некий набор мало отличающихся скоростей электронов проводимости, поэтому магнетосопротивление и пропорционально этому размытию поверхности Ферми.

В завершение анализа изотропного случая следует отметить, что увеличение интенсивности рассеяния приводит к увеличению магнетосопротивления, однако это увеличение не может изменить порядок $\Delta\rho/\rho$.

При наличии анизотропии закона дисперсии или при изотропном, но не квадратичном законе дисперсии $\varepsilon(k)$ уже в предельном случае слабого рассеяния $\Delta\rho/\rho \neq 0$ (см. выражение (11)), причем анализ выражения (11) показывает, что $\Delta\rho/\rho$ порядка $(\omega\tau)^2$ и также численно увеличивается при увеличении интенсивности рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Altshuller B. L., Aronov A. G. Electron-Electron Interactions in Disordered Systems/Eds M. Pollak, A. L. Efros. North-Holland, Amsterdam, 1985. [2] Lee P., Ramakrishnan T. V.//Rev. Mod. Phys. 1985. **57**, N 2. P. 287. [3] Kesternich W. //Phys. Rev. 1976. **B13**, N 10. P. 4227. [4] Trudeau M. L., Cochrane R. W.//Phys. Rev. 1990. **B41**, N 15. P. 10535. [5] Velicky B.//Phys. Rev. 1969. **184**, N 3. P. 614. [6] Chen A. B., Weisz G., Sher A.//Phys. Rev. 1972. **B5**, N 10. P. 2897. [7] Le-

vin K., Velicky B., Ehrenreich H.//Phys. Rev. 1970. B2, N 12. P. 1771.
[8] Bhattacharya A. K., Brouwers M., Brauers F., Joshi S. K.//Phys. Rev. 1976. B13, N 12. P. 5214.

Поступила в редакцию
14.01.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 6

УДК 534.222:537.625

СПИНОВОЕ ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

О. Ю. Беляева, С. Н. Карпачев
(*кафедра акустики*)

Рассмотрен новый метод оценки времен спиновой релаксации в магнетиках по затуханию ультразвука. Приведена феноменологическая теория релаксационного механизма затухания звука в однодоменном идеальном кристалле с учетом неоднородного внутреннего поля. Проведены численные оценки времен спиновой релаксации в монокристалле Mn—Zn-шпинели, использующие данные по затуханию поперечной волны частотой 30 МГц. Обсуждается вопрос о возможности разделения спин-спинового и спин-решеточного времен релаксации.

Известно, что в реальных магнитоупорядоченных кристаллах возможны различные механизмы магнитного затухания акустических волн. Это — доменное; резонансное; релаксационное (спиновое) затухание, происходящее при взаимодействии ультразвука со спиновой подсистемой кристалла; затухание, вызванное рассеянием на магнитных неоднородностях, и т. д. Помимо этого для таких кристаллов характерны и все решеточные и дефектные механизмы поглощения звука, существующие и в немагнитных кристаллах. Разделение этих механизмов затухания является сложной задачей. В данной работе мы остановимся на рассмотрении только релаксационного механизма затухания звука в однодоменном и идеальном кристалле в условиях неоднородного внутреннего поля, характерного для большинства акустических приложений. Целью данной работы является разработка и обоснование нового метода оценки времен спиновой релаксации по экспериментальным значениям поглощения звука в кристаллах Mn—Zn-шпинели (МЦШ). Определение таких важных характеристик материала, как времена спиновой релаксации, ранее проводилось в [1] по ширине линии магнитоакустического резонанса по аналогии с ферромагнитным резонансом. Однако в исследуемых кристаллах МЦШ ширина линии магнитоакустического резонанса довольно велика (поскольку внутреннее поле неоднородно), что исключает возможность проведения оценки традиционным способом.

Релаксационные процессы в ферромагнетике впервые теоретически исследованы в [2] и развиты во многих работах и обзорах (см., напр., [3—5]); влияние электропроводности среды учитывалось в [6]. В [7] на основании теории [8] по экспериментальному значению затухания продольных волн проведена оценка времени спиновой релаксации *) в монокристалле железо-иттриевого граната. В исходном выражении авторы учли неоднородность внутреннего магнитного поля. Оценки спиновых времен были проведены для диапазона высоких частот ~ 1 ГГц, а следовательно, уже монодоменизированного образца.

*) Отметим здесь, что из [7] не ясны последовательность и метод получения конечных выражений для оценки времени спиновой релаксации.