Письма в ЖЭТФ, том 78, вып. 5, с. 772 – 776

Спиновые волны в слоистых проводниках

В. Г. Песчанский[1], *Д. И. Степаненко*

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной АН Украины
61164 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 28 июля 2003 г.

Найден спектр спиновых волн, распространяющихся в слоистых проводниках с квазидвумерным законом дисперсии носителей заряда, в магнитном поле, направленном по нормали к проводящим слоям, при произвольном виде корреляционной функции.

PACS: 72.15.Nj

В настоящее время известен широкий класс слоистых структур, обладающих металлическим типом проводимости и сильной анизотропией кинетических коэффициентов. К их числу относятся органические проводники семейства солей тетратиафульвалена, дихалькогениды переходных металлов, графит, интеркалированный различными элементами и др. Экспериментальные исследования гальваномагнитных свойств таких веществ, в частности наблюдение в них осцилляций Шубникова – де Гааза [1, 2], показывают, что их кинетические и электродинамические свойства при низких температурах могут быть описаны на основе представлений о системе квазичастиц, аналогичных электронам проводимости в обычных металлах, но обладающих резко анизотропным энергетическим спектром. Энергия носителей заряда в слоистых проводниках слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$ на нормаль к слоям $\mathbf{n}$, и может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда по степеням параметра квазидвумерности η:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0\left(p_x, p_y\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n\left(p_x, p_y, \eta\right) \cos\left(\frac{np_z}{p_0}\right). \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon_n(p_x,p_y,\eta) \sim O\left(\eta\varepsilon_F\right)$, $\varepsilon_{n+1}(p_x,p_y,\eta) \ll \ll \varepsilon_n(p_x,p_y,\eta)$, ε_F – энергия Ферми, $p_0 = \hbar/a$, $\hbar$ – постоянная Планка, a – расстояние между слоями. С точностью до множителя порядка единицы квадрат параметра η, характеризующего анизотропию энергетического спектра, равен отношению электропроводностей поперек и вдоль слоев. Его численные значения находятся в интервале $10^3 – 10^5$.

В присутствии сильного магнитного поля при низких температурах в нормальных металлах могут существовать различные слабо затухающие коллективные моды бозевского типа, например, магнитогидродинамические и циклотронные волны, большинство из которых имеет аналоги в газовой плазме. Характерным только для плазмы электронов проводимости типом возбуждений являются спиновые волны, предсказанные Силиным [3] и обнаруженные экспериментально Шульцем и Даниферsucc [4]. Спиновым волнам в квазиизотропных металлах, не имеющих магнитного порядка, посвящено большое количество статей (см., например, библиографию к обзору [5]). В настоящей работе получен спектр спиновых волн в слоистых проводниках, помещенных в постоянное магнитное поле, перпендикулярное к проводящим слоям – плоскости xy. Поскольку взаимодействие между носителями заряда внутри проводящего слоя значительно превышает взаимодействие между квазичастицами, принадлежащими разным слоям, не только энергия в одноэлектронном приближении (1), а и корреляционная функция Ландау могут быть разложены в асимптотический ряд по степеням η, причем главный член асимптотики не зависит от p_z. Это предположение существенно упрощает структуру уравнений задачи и позволяет найти их решение при весьма общем виде корреляционной функции.

Кинетические свойства системы фермионов в электромагнитном поле описываются уравнением для матрицы плотности и системой уравнений Максвелла. Рассмотрим случай $\hbar\omega_B \lesssim T \ll \eta\varepsilon_F$, когда квантование уровней энергии носителей заряда в магнитном поле не оказывает существенного влияния на величину намагниченности $\mathbf{M}$ (ω_B – циклотронная частота электронов проводимости, T – температура). В этих условиях матрица плотности представляет собой оператор в пространстве спиновых переменных и квазиклассическую функцию, зависящую от координат и импульсов, а дополнительная энергия квазичастицы за счет эффектов межэлектронного взаимодействия

---

[1] e-mail vpeschansky@itl.kharkov.ua

$$\delta\hat{\varepsilon}\,(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = \mathrm{Sp}_{\sigma'}\int\frac{d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}L(\mathbf{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}},\mathbf{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}')\delta\hat{\rho}\left(\mathbf{p}',\mathbf{r},\hat{\boldsymbol{\sigma}}',t\right) \tag{2}$$

в рамках теории ферми-жидкости Ландау – Силина [6, 7] определяется с помощью корреляционной функции

$$L\left(\mathbf{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}},\mathbf{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}'\right) = N\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right) + S(\mathbf{p},\mathbf{p}')\hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\boldsymbol{\sigma}}'.$$

Здесь $\delta\hat{\rho}$ – неравновесная добавка к матрице плотности, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – матрицы Паули. В нулевом приближении по малому параметру η функции $N(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ и $S(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ не зависят от p_z и могут быть представлены в виде рядов

$$\begin{aligned} N\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} N_n\left(\varepsilon_F\right)e^{in\left(\varphi-\varphi'\right)},\\ S\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n\left(\varepsilon_F\right)e^{in\left(\varphi-\varphi'\right)}. \end{aligned} \tag{3}$$

В качестве переменных в $\mathbf{p}$–пространстве выбраны интегралы движения носителей заряда в магнитном поле ε и p_z, а также фаза скорости электрона $\varphi = \omega_B t_1$, где t_1 – время движения по траектории $\varepsilon = \varepsilon_F$, $p_z = \mathrm{const}$. Из-за симметрии $L\left(\mathbf{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}},\mathbf{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}'\right)$ относительно перестановки аргументов коэффициенты в (3) связаны соотношениями $N_{-n} = N_n$, $S_{-n} = S_n$. Учет следующих членов разложения корреляционной функции по степеням η приводит лишь к незначительным поправкам к кинетическим коэффициентам.

Вместо матрицы плотности $\hat{\rho}$ удобно использовать функцию распределения $f\left(\mathbf{r},\mathbf{p},t\right) = \mathrm{Sp}_\sigma\hat{\rho}$ и спиновую плотность $\mathbf{g}\left(\mathbf{r},\mathbf{p},t\right) = \mathrm{Sp}_\sigma(\hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\rho})$. Для малых отклонений от равновесного состояния функцию $\mathbf{g}$ можно представить в виде суммы равновесной части $\mathbf{g}_0(\varepsilon) = -\mu\mathbf{B}_0(\partial f_0/\partial\varepsilon)$ и малой неравновесной добавки $-\boldsymbol{\xi}\left(\mathbf{r},\mathbf{p},t\right)\left(\partial f_0/\partial\varepsilon\right)$. Здесь $f_0(\varepsilon)$ – фермиевская функция, $\mu = \mu_0/(1+S_0^{\sim})$, μ_0 – магнитный момент электрона проводимости, $S_0^{\sim} = \nu(\varepsilon_F)S_0$, $\nu(\varepsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Интеграл от $\mu_0\mathbf{g}_0(\varepsilon)$ по элементарной ячейке в $\mathbf{p}$-пространстве представляет собой намагниченность $\mathbf{M}_0 = \chi_0\mathbf{B}_0$ в однородном постоянном магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}_0 = (0,0,B_0)$, $\chi_0 = \mu_0\mu\nu(\varepsilon_F)$ – статическая парамагнитная восприимчивость.

Линеаризованное кинетическое уравнение в случае, когда возмущение спиновой плотности $\boldsymbol{\xi}$ перпендикулярно к $\mathbf{B}_0$, согласно [3], имеет вид

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\boldsymbol{\xi}}{\partial t} + \left(\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}} + \frac{e}{c}\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}_0\right)\frac{\partial}{\partial\mathbf{p}}\right)\times\\ &\left(\boldsymbol{\xi} + \langle S\boldsymbol{\xi}\rangle\right) - \frac{2\mu}{\hbar}\left[\mathbf{B}_0\times\left(\boldsymbol{\xi}+\langle S\boldsymbol{\xi}\rangle\right)\right] -\\ &-\mu_0\mathbf{v}\frac{\partial\mathbf{B}^{\sim}}{\partial\mathbf{r}} + \frac{2\mu\mu_0}{\hbar}\left[\mathbf{B}_0\times\mathbf{B}^{\sim}\right] = \widehat{I}_{\mathrm{coll}}, \end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\langle S\boldsymbol{\xi}\rangle = \int\frac{2d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}\left(-\frac{\partial f_0\left(\varepsilon'\right)}{\partial\varepsilon'}\right)S\left(\mathbf{p},\mathbf{p}'\right)\boldsymbol{\xi}\left(\mathbf{r},\mathbf{p}',t\right),$$

e – заряд электрона, $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ – его скорость, c – скорость света, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}^{\sim}(r,t)$, $\mathbf{B}^{\sim}(r,t)$ – высокочастотное поле. Интеграл столкновений $\widehat{I}_{coll}$ определяет два характерных времени релаксации: τ_1 – время хаотизации импульса, τ_2 – время релаксации спиновой плотности. В дальнейшем мы будем рассматривать процессы, соответствующие области частот

$$kc \gg \omega \gg \tau^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1},$$

в которой асимптотика спектра коллективных мод вообще не зависит от конкретного вида интеграла столкновений, $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$ – волновой вектор. В этих условиях фурье-компонента переменного магнитного поля, создаваемого спиновыми колебаниями, определяется уравнением

$$\mathbf{B}^{\sim}\left(\omega,\mathbf{k}\right) = 4\pi\left(\mathbf{M}^{\sim}\left(\omega,\mathbf{k}\right) - \frac{\mathbf{k}}{k^2}\left(\mathbf{k}\mathbf{M}^{\sim}\left(\omega,\mathbf{k}\right)\right)\right), \tag{5}$$

$\mathbf{M}^{\sim}\left(\omega,\mathbf{k}\right) = \mu_0\left\langle\boldsymbol{\xi}\left(\mathbf{p},\omega,\mathbf{k}\right)\right\rangle$ – фурье-компонента высокочастотной намагниченности.

Разложим функции $\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{\xi} + \langle S\boldsymbol{\xi}\rangle$ и $\boldsymbol{\xi}$ в ряды Фурье по переменной φ, воспользовавшись соотношением (3), получим

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\xi} &= \boldsymbol{\Phi} - \sum_{m=-\infty}^{\infty}\lambda_m\bar{\boldsymbol{\Phi}}_m e^{im\varphi},\\ \lambda_m &= \frac{S_m^{\sim}}{1+S_m^{\sim}},\\ \bar{\boldsymbol{\Phi}}_m &= \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{-\pi}^{\pi}d\theta e^{-im\varphi}\boldsymbol{\Phi}(\varepsilon_F,\theta,\varphi) \equiv\\ &\equiv\left\langle e^{-im\varphi}\boldsymbol{\Phi}\right\rangle_{\theta,\varphi},\quad \theta = \frac{p_z}{p_0}. \end{aligned} \tag{6}$$

Подставляя соотношение (6) в уравнение (4) найдем, что компоненты перенормированной спиновой плотности $\Phi^{(\pm)} = \Phi_x \pm i\Phi_y \sim \exp\left(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}\right)$ электронов проводимости удовлетворяют интегральным уравнениям

$$\Phi^{(\pm)} =$$

$$\int\limits_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \exp\left(-\frac{i}{\omega_B}\int_{\varphi'}^{\varphi} d\varphi'' \ \left(\tilde{\omega} \mp \Omega - \mathbf{kv}(\varphi'',\theta)\right)\right) \times$$

$$\times \left(i\frac{\mu_0}{\omega_B}\left(\mathbf{kv} \pm \Omega\right) \mathrm{B}_{\pm}^{\sim} - i\frac{\omega}{\omega_B}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\lambda_p \bar{\Phi}_p^{(\pm)} e^{ip\varphi'}\right), \quad (7)$$

где $\tilde{\omega} = \omega + i0$, $B_{\pm}^{\sim} = B_x \pm iB_y$, $\Omega = \omega_s/(1 + S_0^{\sim})$, $\omega_s = -2\mu_0 B_0/\hbar$ – частота спинового парамагнитного резонанса. Умножая это уравнение на $e^{-in\varphi}$ и интегрируя по $d\theta$ и $d\varphi$, получим бесконечную систему линейных уравнений для коэффициентов $\bar{\Phi}_n^{(\pm)}$ ряда Фурье функции $\left\langle \Phi^{(\pm)}\left(\varepsilon_F, p_z, \varphi\right)\right\rangle_{\theta}$:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\left(\delta_{np} - \lambda_p \frac{\omega}{\omega_B}\left\langle f_{np}\left(\theta\right)\right\rangle_{\theta}\right)\bar{\Phi}_p^{(\pm)} = \mu_0 B_{\pm}^{\sim} F_n \equiv$$

$$\equiv -\mu_0 B_{\pm}^{\sim}\left\langle \frac{1}{2\pi i}\frac{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi d\varphi_1 \left(\mathbf{kv}\left(\theta, \varphi - \varphi_1\right) \mp \Omega\right)\exp\left(i\left(p-n\right)\varphi - ip\varphi_1 + iS\left(\varphi,\varphi_1\right)\right)}{1 - \exp\left(2\pi i \frac{\left(\tilde{\omega} - \langle\mathbf{kv}\rangle_{\varphi} \mp \Omega\right)}{\omega_B}\right)}\right\rangle_{\theta}, \quad (8)$$

где

$$f_{np}\left(\theta\right) = \frac{1}{2\pi i}\frac{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi d\varphi_1 \exp\left(i\left(p-n\right)\varphi - ip\varphi_1 + iS\left(\varphi,\varphi_1\right)\right)}{1 - \exp\left(2\pi i \frac{\tilde{\omega} - \langle\mathbf{kv}\rangle_{\varphi} \mp \Omega}{\omega_B}\right)}, \quad (9)$$

$$\left\langle f_{np}\left(\theta\right)\right\rangle_{\theta} = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} d\theta f_{np}\left(\theta\right) \equiv \bar{f}_{np}, \ S\left(\varphi,\varphi_1\right) \equiv \frac{1}{\omega_B}\int\limits_{\varphi-\varphi_1}^{\varphi} d\varphi' \left(\tilde{\omega} \mp \Omega - \mathbf{kv}(\theta,\varphi')\right),$$

δ_{np} – символ Кронекера. Из этого уравнения не трудно найти магнитную восприимчивость

$$\chi_{\pm}\left(\omega,\mathbf{k}\right) \equiv \frac{\partial M_{\pm}^{\sim}\left(\omega,\mathbf{k}\right)}{\partial B_{\pm}^{\sim}} = \mu\nu(\varepsilon_F)\frac{\bar{\Phi}_0^{(\pm)}(\omega,k)}{B_{\pm}^{\sim}},$$

учитывающую временну́ю и пространственную дисперсию:

$$\chi_{\pm}\left(\omega,k\right) =$$

$$\chi_0 \frac{\det\left[\delta_{0p}F_n + \left(\delta_{np} - \lambda_p \frac{\omega}{\omega_B}\left\langle f_{np}\left(\theta\right)\right\rangle_{\theta}\right)\left(1 - \delta_{0p}\right)\right]}{\det\left[\delta_{np} - \lambda_p\frac{\omega}{\omega_B}\left\langle f_{np}\left(\theta\right)\right\rangle_{\theta}\right]}. (10)$$

Система уравнений (5),(10) описывает собственные колебания электромагнитного поля, обусловленные колебаниями спиновой плотности в слоистых проводниках с произвольными энергетическим спектром и корреляционной функцией. Коэффициенты ряда Фурье-плавной функции $\nu(\varepsilon_F)S(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ быстро убывают с ростом их номера, поэтому в уравнении (8) достаточно ограничиться конечным числом членов ряда.

Опустим в (8) малое неоднородное слагаемое, пропорциональное $\mu_0 B_{\pm}^{\sim}$, и обозначим решение полученного однородного уравнения через ϕ. Дисперсионное уравнение "свободных" колебаний спиновой плотности ϕ имеет вид

$$D(\omega^{(0)},\mathbf{k}) \equiv \det\left[\delta_{np} - \lambda_p\frac{\omega^{(0)}}{\omega_B}\left\langle f_{np}\left(\theta\right)\right\rangle_{\theta}\right] = 0. \quad (11)$$

Частота собственных колебаний намагниченности ω с точностью до членов, пропорциональных $\chi_0 \sim \mu_0^2\nu(\varepsilon_F)$, совпадает с частотой $\omega^{(0)}$ "свободных" колебаний спиновой плотности. При этой частоте магнитная восприимчивость имеет резкий максимум $D(\omega,\mathbf{k}) = O(\chi_0)$.

Условие отсутствия бесстолкновительного затухания спиновых волн, так же как и для других возбуждений бозевского типа, сводится к выполнению неравенства

$$|\omega - n\omega_B \mp \Omega| > \max|k_z v_z|. \quad (12)$$

Вне области значений $\omega, \mathbf{k}$, соответствующей условию (12), функции $f_{n,p}\left(\theta\right)$ имеют полюс, и после интегрирования по p_z дисперсионное уравнение приобретает мнимую часть, ответственную за сильное поглощение волны.

Уравнения (8) описывают спиновые волны различной поляризации. Поскольку эти уравнения являются симметричными относительно частоты Ω, ограничимся здесь исследованием первого из них. Второе уравнение получается заменой $\Omega \to -\Omega$, $\Phi^{(+)} \to \to \Phi^{(-)}$, $B_+ \to B_-$.

Выражения (9) можно упростить в условиях сильной пространственной дисперсии. В случае $\mathbf{kv_m} \gg \gg \omega_B, \quad \omega - \Omega > \mathbf{kv_m}$, $\mathbf{v_m}$ – максимальное значение скорости электрона в направлении $\mathbf{k}$, фаза быстро осциллирующей экспоненты не имеет стационарных точек и асимптотика (9) вычисляется интегрированием по частям. Представим скалярное произведение $\mathbf{kv}$ в виде $\mathbf{kv}(\theta, \varphi) = \mathbf{kv_m} u(\theta, \varphi)$, где $u(\theta, \varphi)$ – безразмерная функция по модулю, не превышающая единицы. Тогда частоты колебаний спиновой плотности равны

$$\omega = \gamma_i \left(\lambda_0, \lambda_1, \ldots\right) \mathbf{kv_m}, \tag{13}$$

постоянные γ_i являются корнями уравнения

$$\det \left[\delta_{np} - \lambda_p \left\langle \frac{e^{i(n-p)\varphi}}{1 - \gamma^{-1} u(\theta, \varphi)} \right\rangle_{\theta, \varphi} \right] = 0.$$

Волновым процессам соответствуют вещественные γ_i, по модулю большие единицы. Асимптотическая формула (13) описывает спиновые колебания в отсутствие внешнего магнитного поля.

В области значений ω и $\mathbf{k}$, удовлетворяющих неравенствам $\mathbf{kv_m} \gg \omega_B, \quad \omega - \Omega < \mathbf{kv_m}$, асимптотические выражения для интеграла в числителе (9) можно найти с помощью метода стационарной фазы. При дополнительных условиях $k_z v_z \ll \omega_B$, $\omega \ll k_x v_x$ частоты спиновых волн определяются следующими выражениями:

$$\omega^{(\pm)} = m\omega_B + \Omega + \Delta\omega, \quad \Delta\omega \ll \omega_B, \quad m = 0, 1, 2 \ldots \tag{14}$$

Учтем в формуле (1) для закона дисперсии лишь первые два слагаемых и пренебрежем анизотропией в плоскости слоев, тогда составляющие скорости электрона проводимости вдоль осей x и z можно записать в виде

$$\begin{gathered} v_x = v_0(\varepsilon_F) \left(1 + \beta\eta \cos(p_z/p_0)\right) \cos\varphi, \\ v_z = \eta v_1(\varepsilon_F) \sin(p_z/p_0). \end{gathered} \tag{15}$$

Постоянные v_1 и v_0 порядка максимальной скорости электрона вдоль слоев, β – безразмерный множитель порядка единицы, зависящий от конкретного вида функций $\varepsilon_0, \varepsilon_1$. Воспользовавшись формулами (15), для не слишком больших n и p найдем

$$\begin{aligned} \bar{f}_{n,p} = \frac{1}{k_x r_0} \Bigg(\cot \frac{\pi(\tilde{\omega} - \Omega)}{\omega_B} \cos \frac{\pi}{2}(n - p) + \\ + J_0(\epsilon k_x r_0) \frac{\sin(2k_x r_0 + \frac{\pi}{2}(n + p))}{\sin \frac{\pi(\tilde{\omega} - \Omega)}{\omega_B}} \Bigg), \end{aligned} \tag{16}$$

$\epsilon = 2\beta\eta(v_0 p_0/\varepsilon_F)$, $J_0(x)$ – функция Бесселя, $r_0 = = v_0/\omega_B$. Подставляя выражения (16), (14) в дисперсионное уравнение (11), получим

$$\Delta\omega = \frac{m\omega_B + \Omega}{\pi k_x r_0} \gamma_i \left(1 + O\left(\frac{1}{k_x r_0}\right)\right), \tag{17}$$

где γ_i удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \det \Bigg[\delta_{np} - \lambda_p \gamma^{-1} \Bigg\{ \cos \frac{\pi}{2}(n - p) + \\ + (-1)^m J_0(\epsilon k_x r_0) \sin \left(2k_x r_0 + \frac{\pi}{2}(n + p)\right) \Bigg\} \Bigg] = 0. \end{aligned} \tag{18}$$

В модели, когда корреляционная функция определяется нулевой и первой фурье-гармониками

$$S(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = S_0 + 2S_1 \cos(\varphi - \varphi'),$$

при $\epsilon k_x r_0 \ll 1$, асимптотика уравнения (18) имеет единственный корень

$$\gamma = \left(\lambda_0 + 2\lambda_1 + (-1)^m \left(\lambda_0 - 2\lambda_1\right) \sin\left(2k_x r_0\right)\right). \tag{19}$$

Как видно из (17), (19) в окрестности резонанса (14), частота является быстро осциллирующей функцией k_x. Отметим, что в силу малости η неравенство $k_z v_z \sim \eta k_z v_1 \ll \Omega$ выполняется в широкой области значений k_z, даже в не очень сильных магнитных полях.

При $k_x v_0 \ll \omega_B$ дисперсионное уравнение существенно упрощается и можно получить простые аналитические выражения для частот при произвольных значениях $\eta k_z v_1$. Разлагая экспоненту в формуле (9) по степеням $k_x v_0/\omega_B$, после простых преобразований найдем, что матрица $\bar{f}_{np}$ диагональна

$$\begin{aligned} \bar{f}_{np} \equiv f_n(\omega, k_x, k_z)\delta_{np} = \\ = \delta_{np} \Bigg(f_n(\omega, 0, k_z) - (k_x r_0)^2 \times \\ \times \sum_{m=-1,0,1} (-1)^m \frac{(1 + \delta_{m0})}{4} f_{n+m}(\omega, 0, k_z) \Bigg), \end{aligned} \tag{20}$$

где

$$f_n(\omega, 0, k_z) = \frac{\omega_B \mathrm{sign}\,(\omega - n\omega_B - \Omega)}{\sqrt{(\omega - n\omega_B - \Omega)^2 - (\eta k v_1)^2}},$$

и система (8) разбивается на систему независимых уравнений. Однородное интегральное уравнение для "свободных" колебаний спиновой плотности имеет решения вида $\phi_n(\theta, \varphi) = \tilde{\phi}_n(\theta)\, e^{in\varphi}$. Соответствующие ϕ_n частоты ω_n определяются соотношениями

$$1 - \lambda_n \frac{\omega_n}{\omega_B} f_n(\omega_n, \mathbf{k}) = 0. \tag{21}$$

В случае продольного направления распространения волны удобнее исходить непосредственно из интегрального уравнения (7), которое при $\mathbf{k} = (0, 0, k_z)$ преобразуется к виду

$$\Phi^{(+)} = -\frac{\mu_0 B_+^{\sim}\,(k_z v_z + \Omega)}{\tilde{\omega} - k_z v_z - \Omega} + \\ + \omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \lambda_m \frac{\bar{\Phi}_m^{(+)} e^{im\varphi}}{\tilde{\omega} - k_z v_z - m\omega_B - \Omega}. \tag{22}$$

Определяя отсюда $\left\langle \Phi^{(+)} \right\rangle_{\theta,\varphi}$, получим высокочастотную магнитную восприимчивость

$$\chi_+(\omega, \mathbf{k}) = \chi_0 \frac{\sqrt{(\omega - \Omega)^2 - (\eta k_z v_1)^2} - \omega\, \mathrm{sign}(\omega - \Omega)}{\sqrt{(\omega - \Omega)^2 - (\eta k_z v_1)^2} - \lambda_0 \omega\, \mathrm{sign}(\omega - \Omega)}. \tag{23}$$

Из выражений (5),(23) найдем спектр поперечных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, обусловленных колебаниями спиновой плотности:

$$\omega = \frac{\Omega + \sqrt{\lambda_0^2 \Omega^2 + (\eta k_z v_1)^2 (1 - \lambda_0^2)}}{(1 - \lambda_0^2)} + O(\chi_0 \omega). \tag{24}$$

Нетрудно видеть, что частота собственных колебаний электромагнитного поля с точностью до членов, пропорциональных χ_0, совпадает с частотой “свободных” колебаний спиновой плотности ϕ_0.

В случае $\eta k_z v_1 \gg \Omega$, соответствующем спиновым волнам в отсутствие внешнего магнитного поля, из (24) следует

$$\omega = \eta k_z v_1 / \sqrt{1 - \lambda_0^2}. \tag{25}$$

Согласно (25), при $\mathbf{B}_0 = 0$ частота будет вещественной если $S_0^{\sim} > -1/2$, а фазовая скорость волны должна быть больше максимальной скорости ηv_1 дрейфа электронов вдоль направления $\mathbf{k}$. В длинноволновом пределе $\eta k_z v_1 \ll \Omega$ частота (24) совпадает с частотой спинового резонанса свободных квазичастиц ω_s.

В условиях слабой пространственной дисперсии в направлении $\mathbf{x}$ из соотношения (21) несложно найти сдвиг частоты (24), пропорциональный $(k_x v_0 / \omega_B)^2$:

$$\Delta\omega = \frac{\lambda_0^3 \omega^3}{\omega_B \sqrt{\lambda_0^2 \Omega^2 + (\eta k_z v_1)^2 (1 - \lambda_0^2)}} \Delta f(\omega, \mathbf{k}), \tag{26}$$

здесь ω определяется формулой (24), $\Delta f(\omega, \mathbf{k}) = f_0(\omega, k_x, k_z) - f_0(\omega, 0, k_z)$.

Экспериментальное обнаружение спиновых волн возможно с помощью наблюдения избирательной прозрачности тонких пленок в окрестности частот, соответствующих резонансу магнитной восприимчивости. Сравнение численных значений $\omega(\mathbf{k})$ при различных $\mathbf{k}$ позволило бы определить постоянную $S_0^{\sim}$, характеризующую обменное взаимодействие носителей заряда.

1. М. В. Карцовник, В. Н. Лаухин, В. Н. Нижановский и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 308 (1988).
2. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 498 (1988).
3. В. П. Силин, ЖЭТФ **35**, 1243 (1958).
4. S. Schultz and G. Dunifer, Phys. Rev. Lett. **18**, 283 (1967).
5. Н. П. Зырянова, В. И. Окулов, В. П. Силин, Труды института физики металлов, Свердловск **31**, 38 (1975).
6. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
7. В. П. Силин, ЖЭТФ **33**, 495 (1957).