Физика низких температур, 1998, т. 24, № 7, с. 647–653

Спиновые волны в неферромагнитной двумерной электронной жидкости с примесными состояниями электронов в магнитном поле

Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: alexander.m.ermolaev@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 5 февраля 1998 г.

В приближении хаотических фаз рассматриваются спиновые волны в неферромагнитной двумерной электронной жидкости в магнитном поле. Учтены связанные состояния электронов в поле примесных атомов. Показано, что локализация электронов способствует распространению спиновых волн. Существуют новые ветви спектра волн в областях частот, где распространение волн Силина невозможно. Найдены спектр и декремент затухания волн. При пересечении дисперсионной кривой волны́ Силина с резонансной частотой переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями имеет место кроссовая ситуация, характерная для связанных волн. Вычислено дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов двумерной электронной жидкостью в магнитном поле. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют дополнительные максимумы, обусловленные одночастичными возбуждениями локализованных электронов и спиновыми волнами. Положения и ши́рины этих максимумов позволяют получить сведения о спектре примесных состояний электронов, а также спектр и затухание спиновых волн.

В наближенні хаотичних фаз розглядаються спінові хвилі у неферомагнітній двовимірній електронній рідині у магнітному полі. Враховано зв'язані стани електронів у полі домішкових атомів. Показано, що локалізація електронів сприяє розповсюдженню спінових хвиль. Існують нові гілки спектра хвиль в областях частот, де розповсюдження хвиль Сіліна неможливе. Знайдено спектр і декремент згасання хвиль. При перетині дисперсійної кривої хвилі Сіліна з резонансною частотою переходів електронів між рівнями Ландау і локальними рівнями має місце кросова ситуація, характерна для зв'язаних хвиль. Обчислено диференціальний переріз магнітного розсіяння нейтронів двовимірною електронною рідиною у магнітному полі. В енергетичному спектрі розсіяних нейтронів присутні додаткові максимуми, зумовлені одночастинковими збудженнями локалізованих електронів і спіновими хвилями. Положення і ширини цих максимумів дозволяють отримати відомості про спектр домішкових станів електронів, а також спектр і згасання спінових хвиль.

PACS: 73.20.Hb, 73.20.Mf

Кроссовая ситуация (от англ. cross — крест, пересечение) — пересечение графиков законов дисперсии двух типов волн или элементарных возбуждений...

А. М. Косевич,
Энциклопедический словарь «Физика твердого тела», Наукова думка, Киев (1996).

Введение

Спиновые волны в неферромагнитных металлах в магнитном поле предсказаны Силиным [1] на основе теории ферми-жидкости Ландау [2]. Вскоре они были обнаружены экспериментально в щелочных металлах [3,4]. Эти волны связаны со спиновым резонансом электронов проводимости, образующих вырожденную электронную жидкость металла. Спиновая ветвь спектра возбуждений системы взаимодействующих электронов соответствует полюсу динамической спиновой восприимчивости, расположенному вне стонеровских секторов [1,4]. Затухание спиновых волн при низких температурах обусловлено столкновениями электронов с примесными атомами и дефектами решетки. Обычно они учитываются введением частоты столкновений, обусловленной релаксацией импульса и спина электронов [4].

При наличии в образце примесных атомов, притягивающих электроны, а также магнитного поля возможны и другие типы резонансных переходов электронов, индуцированных переменным магнитным полем. Таковыми являются переходы с перебросом спина между квазилокальными [5], а также магнитопримесными [6] уровнями и уровнями Ландау. Вблизи частот этих переходов расположены новые ветви спектра спиновых волн, названных магнитопримесными [7,8].

В существовании дополнительных полюсов динамической спиновой восприимчивости, связанных с упомянутыми резонансными переходами электронов, можно убедиться на основе простейшей аппроксимации, учитывающей электрон-электронное взаимодействие, в приближении хаотических фаз [4]. В этой аппроксимации учитывается обменная энергия электронов, а их взаимное рассеяние рассматривается в лестничном приближении [4]. Приближение хаотических фаз для описания спиновых волн в неферромагнитных металлах при наличии магнитного поля использовано в работе [9]. Обзор работ, в которых рассматривается влияние примесных атомов на динамическую спиновую восприимчивость без учета примесных состояний электронов, содержится в [10].

В связи с повышенным интересом к двумерным электронным системам [11] желательно выяснить, как примесные атомы влияют на свойства спиновых волн, распространяющихся в двумерной электронной жидкости, помещенной в магнитное поле. Актуальность этой задачи связана с тем, что в двумерной системе электронов в магнитном поле при сколь угодно слабом электрон-примесном взаимодействии примесь, снимая вырождение по положению центра электронной «орбиты», отщепляет от каждого уровня Ландау локальные уровни. Их положения найдены Косевичем и Танатаровым [12], которые получили энергетический спектр электрона в поле дислокации и в магнитном поле. Строго двумерный электронный газ в поле примесного потенциала специального вида при наличии магнитного поля рассмотрен в работе [13]. В отличие от трехмерного случая [6] в двумерной системе локальные уровни существуют как в поле притягивающих, так и отталкивающих примесных атомов. Резонансные переходы электронов между локальными уровнями и уровнями Ландау должны сопровождаться появлением новых ветвей в спектре волн.

В настоящей статье приведены результаты вычислений спектра и затухания спиновых волн в двумерной электронной жидкости с учетом локальных состояний электронов на примесных атомах в магнитном поле. Электрон-электронное взаимодействие учитывается в приближении хаотических фаз. Редкие примесные атомы предполагаются случайно распределенными. В разд. 1 и 2 рассмотрены спиновые волны различной поляризации. В разд. 3 показано, как они могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами.

1. Спиновые волны с поляризацией «минус»

Рассмотрим двумерную электронную жидкость в плоскости $z = 0$, перпендикулярной постоянному магнитному полю $\mathbf{H}$. Закон дисперсии электронов предполагается изотропным и квадратичным, а потенциал хаотически распределенных примесных атомов малой концентрации — короткодействующим. В приближении хаотических фаз дисперсионное уравнение для спиновых волн, распространяющихся в двумерной электронной жидкости перпендикулярно магнитному полю, имеет вид [9]

$$1 - \frac{I}{2\mu^2}\chi_{\pm}(\mathbf{q}, \omega) = 0 , \qquad (1)$$

где μ — спиновый магнитный момент электрона; $\chi_{\pm} = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx}$ — циркулярные компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости, зависящие от волнового вектора $\mathbf{q}$ и частоты ω ; I — компонента Фурье энергии электрон-электронного взаимодействия, учитывающая лишь s — волновую часть амплитуды взаимного рассеяния частиц. Магнитная проницаемость среды, в которую погружена плоскость $z = 0$, занятая электронами, принята равной единице. Величина I в квазиклассическом приближении связана с параметром B_0, фигурирующим в теории ферми-жидкости, соотношением

$$B_0 = mI/(2\pi\hbar^2)$$

(m — эффективная масса электрона). Константа B_0 пропорциональна нулевому члену разложения спиновой части функции взаимодействия Ландау по полиномам Лежандра [4]. Ее знак противоположен знаку константы, использованной в [4].

Воспользуемся квазиклассическим длинноволновым приближением для компонент восприимчивости $\chi_\pm^{(0)}$ чистого образца:

$$\chi_\pm^{(0)}(q, \omega) = \chi_0 \frac{\Omega_0}{\Omega_0 \pm \omega}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{qv_F}{\Omega_0 \pm \omega}\right)^2\right]. \quad (2)$$

Здесь v_F — фермиевская скорость; $\Omega_0 = 2\mu H/\hbar$ — частота электронного парамагнитного резонанса; $\chi_0 = m\mu^2/\pi\hbar^2$ — паулиевская восприимчивость двумерных электронов. Подставив выражение (2) в дисперсионное уравнение (1), видим, что распространение спиновых волн с поляризацией, соответствующей знаку «плюс» в (1) и (2), в электронной системе невозможно. Волны с поляризацией «минус» характеризуются законом дисперсии

$$\omega(q) = \Omega_0(1 - B_0)\left[1 - \frac{1}{2B_0}\left(\frac{qv_F}{\Omega_0}\right)^2\right]. \quad (3)$$

Он отличается от закона дисперсии волн в трехмерном образце [1] лишь численным множителем перед q^2 . Декремент затухания волн со спектром (3) равен частоте столкновений ν электронов с примесными атомами, обусловленной релаксацией импульса и спина [4].

В работе [14] показано, что учет локальных уровней в энергетическом спектре двумерных электронов приводит к появлению резонансных вкладов $\delta\chi_\pm$ в компоненты тензора высокочастотной ($\omega >> \nu$) восприимчивости. Эти вклады необходимо учитывать в дисперсионном уравнении (1). Вблизи частот $\omega_s^\pm$ резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями циркулярные компоненты спиновой восприимчивости помимо (2) содержат слагаемые [14]

$$\delta\chi_\pm^{(s)} = \chi_0\alpha_s^\pm \frac{\omega_s^\pm}{\omega_s^\pm - \omega - i\nu_0}, \quad (4)$$

где $\alpha_s^\pm$ — силы осцилляторов резонансных переходов; $\hbar\nu_0$ — ширина локального уровня. Величины $\alpha_s^\pm$ зависят от волнового вектора. Эта зависимость проявляется в членах порядка $(qR)^2$ (R — циклотронный радиус), которые приводят к слабой перенормировке групповой скорости волн и в дальнейшем не учитываются.

В случае переходов электронов с уровня Ландау на локальный уровень с перебросом спина $\pm \to \mp$ резонансные частоты равны [14]

$$\omega_s^\pm = s\omega_c \mp \Omega_0 - \omega_0 , \quad (5)$$

где ω_c — циклотронная частота электрона; $\hbar\omega_0$ — расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него локальным уровнем; s — номер резонанса. В рассматриваемом случае силы осцилляторов равны

$$\alpha_s^\pm = \frac{\omega_c n_i}{\hbar^2(s\omega_c - \omega_0)^2\omega_s^\pm}\sum_k r_k^\mp\left[f(\varepsilon_{(k-s)\pm}) - f(\varepsilon_{k\mp}^l)\right], \quad (6)$$

где $\varepsilon_{n\sigma}$ и $\varepsilon_{k\sigma}^l$ — положения n-го уровня Ландау и κ-го локального уровня с проекцией спина $\sigma = \pm$; f — функция Ферми; $r_k^\pm$ — вычет амплитуды электрон-примесного рассеяния в полюсе $\varepsilon_{k\pm}^l - i\hbar\nu_0$; n_i — плотность примесных атомов. Суммирование в (6) выполняется по парам уровней, участвующих в переходах на частоте $\omega_s^\pm$. Разность функций Ферми учитывает принцип Паули. Число слагаемых в (6) зависит от положения энергии Ферми ε_F вырожденных электронов.

Частоты переходов электронов с локального уровня на уровень Ландау с перебросом спина $\pm \to \mp$ равны

$$\omega_s^\pm = s\omega_c \mp \Omega_0 + \omega_0 . \quad (7)$$

Соответствующие силы осцилляторов имеют вид [14]

$$\alpha_s^\pm = \frac{\omega_c n_i}{\hbar^2(s\omega_c + \omega_0)^2\omega_s^\pm}\sum_k r_k^\pm\left[f(\varepsilon_{k\pm}^l) - f(\varepsilon_{(k+s)\mp})\right]. \quad (8)$$

Рассмотрим окрестность частоты $\omega_0^- = \Omega_0 - \omega_0$ переходов электронов с уровня Ландау ε_{N-} на локальный уровень ε_{N+}^l. Поскольку $\varepsilon_{N-} < \varepsilon_F < \varepsilon_{N+}^l$, в сумме по k, входящей в формулу (6), остается лишь одно слагаемое с $k = N$. Другие переходы на частоте ω_0^- запрещены принципом Паули. Предполагается, что $\Omega_0 > \omega_0$. Если, кроме того, $\omega_0 > B_0\Omega_0$, то резонансная частота ω_0^- меньше предельной частоты $\Omega_0(1-B_0)$ волны со спектром, описанным в (3). В этом случае дисперсионная кривая (3) волны Силина пересекается с прямой $\omega = \omega_0^-$ и имеет место кроссовая ситуация, аналогичная обнаруженной в спектре кристаллической решетки с квазилокальными колебаниями [15]. Если учесть вклады (2) и (4), то дисперсионное уравнение (1) для предельных $(q = 0)$ частот в спектре спиновых волн принимает вид

$$\frac{1 - B_0 - \omega/\Omega_0}{1 - \omega/\Omega_0} = B_0 \frac{\alpha}{1 - \omega/\omega_r}\ , \qquad (9)$$

где $\omega_r = \omega_0^-$; $\quad \alpha = \alpha_0^- = \dfrac{\omega_c r_N^+ n_i}{(\hbar\omega_0)^2\omega_0^-}$. (10)

Это уравнение имеет два корня $\omega_\pm$, соответствующие низкочастотной и высокочастотной ветвям спектра спиновых волн:

$$\omega_\pm = \frac{1}{2}\,\omega_r\,(1 - \alpha B_0) + \frac{1}{2}\Omega_0\,(1 - B_0) \pm$$

$$\pm\frac{1}{2}\left\{\left[\omega_r(1 - \alpha B_0) - \Omega_0(1 - B_0)\right]^2 + 4\Omega_0\omega_r\alpha B_0^2\right\}^{1/2}. \qquad (11)$$

Предельная частота ω_- расположена ниже ω_r, а ω_+ — в промежутке $[\Omega_0(1 - B_0),\, \Omega_0]$. Параметром, определяющим расщепление ветви (3) на две ветви, является α. Если $\alpha \to 0$, то частота ω_- приближается к ω_r, а ω_+ — к $\Omega_0(1 - B_0)$. В спектре спиновых волн существует щель $[\omega_-\,,\, \omega_r]$, в пределах которой распространение волн невозможно. Ее ширина равна

$$\delta\omega = \Omega_0 - \omega_0 - \omega_-\ . \qquad (12)$$

Кривая (3) пересекает линию $\omega = \omega_r$ в точке

$$q_0 = \frac{\Omega_0}{v_F}\left[\frac{2B_0(\omega_0 - B_0\Omega_0)}{\Omega_0(1 - B_0)}\right]^{1/2}.$$

Если $q \ll q_0$, то можно ограничиться разложением решений дисперсионного уравнения (1) в ряд по степеням q. В длинноволновом пределе получаем закон дисперсии рассматриваемых ветвей спиновых волн

$$\omega_\pm(q) = \omega_\pm - \frac{1}{2}\,\frac{(qv_F)^2}{\Omega_0 - \omega_\pm}\left[1 + \alpha\,\frac{\omega_r}{\Omega_0}\left(\frac{\Omega_0 - \omega_\pm}{\omega_r - \omega_\pm}\right)^2\right]^{-1}. \qquad (13)$$

Дисперсия этих волн аномальная. Они представляют собой неоднородную прецессию намагниченности вокруг направления постоянного магнитного поля, распространяющуюся в плоскости $z = 0$. Отношение компонент вектора спиновой намагниченности **m**, индуцированной переменным магнитным полем, в волнах со спектром (13) равно

$$\frac{m_y}{m_x} = \frac{\chi_{yx}}{\chi_{xx}} = i\,\frac{\chi_- - \chi_+}{\chi_- + \chi_+}\ .$$

Декартовы компоненты тензора восприимчивости легко могут быть найдены из (2) и (4).

Затухание спиновых волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, обусловлено столкновениями электронов с примесными атомами. Они учитываются параметрами ν и ν_0, характеризующими примесное уширение уровней Ландау и локальных уровней. Учитывая в разложении (2) и (4) малые мнимые добавки, убеждаемся в том, что решение дисперсионного уравнения (1) имеет вид $\omega = \omega_\pm(q) - i\gamma_\pm(q)$, где $\omega_\pm(q)$ — закон дисперсии волн (13), а $\gamma_\pm$ — декремент затухания. Он равен

$$\gamma_\pm = \left[\nu + \nu_0\alpha\frac{\omega_r}{\Omega_0}\left(\frac{\Omega_0 - \omega_\pm}{\omega_r - \omega_\pm}\right)^2\right]\left[1 + \alpha\frac{\omega_r}{\Omega_0}\left(\frac{\Omega_0 - \omega_\pm}{\omega_r - \omega_\pm}\right)^2\right]^{-1}. \qquad (14)$$

Малые величины ν и ν_0 обеспечивают выполнение неравенства $\gamma_\pm \ll \omega_\pm$. Если $\alpha \to 0$, то из формул (13) и (14) получаем спектр и декремент затухания спиновых волн в отсутствие локализации электронов.

Два корня (13) дисперсионного уравнения остаются и в случае $\omega_0 < B_0\Omega_0$. Только теперь

$$\omega_- < \Omega_0(1 - B_0)\ ,\ \omega_0^- < \omega_+ < \Omega_0\ .$$

Рассмотрим переходы электронов с локального уровня ε_{N-}^l на уровень Ландау ε_{N+}. Частота переходов равна $\omega_r = \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора

$$\alpha = \frac{\omega_c r_N^- n_i}{(\hbar\omega_0)^2(\Omega_0 + \omega_0)}\ . \qquad (15)$$

Дисперсионное уравнение для предельных частот в рассматриваемом случае имеет прежний вид (9), только теперь $\omega_r = \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора α дается формулой (15). Предельные частоты расположены в областях

$$\omega_- < \Omega_0(1 - B_0)\ ,\ \Omega_0 < \omega_+ < \omega_r\ .$$

Низкочастотная ветвь спектра перекрывается с полосой волны Силина (3). Высокочастотная ветвь расположена в области частот, где распространение квазиклассических волн Силина невозможно. Решения дисперсионного уравнения отличаются от (11), (13) и (14) значениями резонансной частоты и силы осциллятора. Спиновые волны с законом дисперсии $\omega_+(q)$ слабо затухают в полосе прозрачности $[\omega_+ , \omega_r]$ шириной

$$\Delta\omega = \Omega_0 + \omega_0 - \omega_+ \, . \tag{16}$$

2. Волны с поляризацией «плюс»

Из формулы (2) видно, что в отсутствие локализации электронов слабозатухающее решение уравнения (1) для спиновых волн с поляризацией «плюс» может существовать лишь в случае $B_0 > 1$. Однако электронная жидкость при этом становится неустойчивой [4]. Положительный вклад (4) локальных уровней в вещественную часть спиновой восприимчивости в области $\omega < \; < \omega_s^+$ приводит к тому, что распространение таких волн становится возможным. Эта ситуация напоминает антигеликоны в электронном газе [16], распространение которых возможно потому, что существует подсистема локализованных электронов, направление вращения которых определяется не только магнитным полем, но и примесным центром.

Резонансная частота переходов электронов с уровня Ландау $\varepsilon_{(N-1)+}$ на локальный уровень ε^l_{N-} с перебросом спина $+ \to -$ равна $\omega_1^+ = \omega_c - \Omega_0 - \omega_0$. Сила осциллятора

$$\alpha_1^+ = \frac{\omega_c r_N^- n_i}{\hbar^2(\omega_c - \omega_0)^2 \omega_1^+}[f(\varepsilon_{(N-1)+}) - f(\varepsilon^l_{N-})] \, . \tag{17}$$

В этом случае дисперсионное уравнение для предельных частот спиновых волн имеет вид

$$\frac{\omega + \Omega_0(1 - B_0)}{\omega + \Omega_0} = \alpha B_0 \, \frac{\omega_r}{\omega_r - \omega} \, , \tag{18}$$

где $\omega_r = \omega_1^+$; $\alpha = \alpha_1^+$. В области $\omega < \omega_r$ существует два корня этого уравнения:

$$\omega_\pm = \frac{1}{2}\omega_r(1 - \alpha B_0) - \frac{1}{2}\Omega_0(1-B_0) \pm \pm \frac{1}{2}\left\{ [\omega_r(1 + \alpha B_0) + \Omega_0(1 - B_0)]^2 - - 4\alpha B_0 \omega_r(\omega_r + \Omega_0) \right\}^{1/2} . \tag{19}$$

Если $\alpha \to 0$, то верхняя ветвь (19) приближается к резонансной частоте ω_r, а корень ω_- становится отрицательным.

В длинноволновом пределе решения уравнения (1) в рассматриваемом случае таковы:

$$\omega_\pm(q) = \omega_\pm + \frac{1}{2}\frac{(qv_F)^2}{\Omega_0 + \omega_\pm}\left[1 - \alpha\frac{\omega_r}{\Omega_0}\left(\frac{\Omega_0 + \omega_\pm}{\omega_r - \omega_\pm}\right)^2\right]^{-1} , \tag{20}$$

где $\omega_\pm$ — предельные частоты (19). Дисперсия этих волн нормальная. Они слабо затухают за счет столкновений электронов с примесными атомами в полосах прозрачности, расположенных между предельными частотами (19) и резонансной частотой ω_1^+.

Частота переходов электронов с локального уровня ε^l_{N+} на уровень Ландау $\varepsilon_{(N+1)-}$ равна $\omega_r = \omega_c - \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора

$$\alpha = \frac{\omega_c r_N^+ n_i}{\hbar^2(\omega_c + \omega_0)^2\omega_r}[f(\varepsilon^l_{N+}) - f(\varepsilon_{(N+1)-})] \, . \tag{21}$$

В этом случае две ветви спектра спиновых волн расположены в интервале $(0, \omega_r)$. Решения дисперсионного уравнения даются формулами (19) и (20), в которых $\omega_r = \omega_c - \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора определяется (21).

3. Магнитное рассеяние нейтронов спиновыми волнами

Рассмотренные в разд. 1 и 2 спиновые волны могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами. Дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов двумерной электронной жидкостью в расчете на единицу площади равно [17]

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\gamma\, r_0}{\mu}\right)^2 \frac{k'}{k}(n_\omega + 1) \times \times \sum_{ik} (\delta_{ik} - e_i e_k) \, \mathrm{Im}\, \chi^s_{ik}(\mathbf{q}, \omega) \, , \tag{22}$$

где χ^s_{ik} — симметризованный тензор спиновой восприимчивости; $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; $\gamma = 1{,}91$ — гиромагнитное отношение для нейтрона; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ и $\hbar\omega = \varepsilon - \varepsilon'$ — изменение волнового вектора и энергии нейтрона при рассеянии в телесный угол dO'; n_ω — функция распределения Планка; $\mathbf{e} = \mathbf{q}/q$. Поскольку вектор рассеяния $\mathbf{q}$ перпендикулярен магнитному полю, сумма, входящая в (22), равна

$$\frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) + \chi_{zz}\ , \qquad (23)$$

где компоненты тензора спиновой восприимчивости вычислены в приближении хаотических фаз. В отсутствие электрон-электронного взаимодействия вклад локальных уровней в продольную компоненту динамической спиновой восприимчивости равен

$$\delta\chi_{zz}(\omega) = \frac{1}{2}\chi_0\hbar\omega_c n_i \sum_{nk\sigma} \frac{r_k^\sigma}{(\varepsilon_n - \varepsilon_k^l)^2} \times$$

$$\times [f(\varepsilon_{k\sigma}^l) - f(\varepsilon_{n\sigma})] \left(\frac{1}{\varepsilon_n - \varepsilon_k^l + \hbar\omega + io} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\varepsilon_n - \varepsilon_k^l - \hbar\omega - io} \right).$$

Эта функция имеет резонансные особенности на частотах $|\varepsilon_n - \varepsilon_k^l|/\hbar$ переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями без переброса спина.

Из формулы (22) легко получить вклад одночастичных возбуждений локализованных на примесных атомах электронов в сечение неупругого рассеяния нейтронов. Слагаемые с $\chi_\pm$ в (23) дают вклад в сечение рассеяния с перебросом спина электрона $\pm \to \mp$, а с χ_{zz} — без переброса. В частности, сечение рассеяния, сопровождающегося переходами электронов с локального уровня на уровень Ландау с перебросом спина $\pm \to \mp$, вблизи $\omega = \omega_s^\pm$ (7) равно

$$\frac{d^2\sigma_\pm}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{\gamma r_0}{\mu}\right)^2 \frac{k'}{k}\, \chi_0 \omega_s^\pm \alpha_s^\pm \frac{\nu_0}{(\omega - \omega_s^\pm)^2 + \nu_0^2}\ . \qquad (24)$$

Здесь предполагается, что температура мала по сравнению с энергией перехода. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют симметричные максимумы (24), обусловленные одночастичными возбуждениями локализованных электронов. Такие же максимумы, связанные с переходами электронов с уровней Ландау на локальные уровни, должны наблюдаться при $\omega = \omega_s^\pm$ (5). Отметим, что в трехмерном случае аналогичные максимумы асимметричны [18]. Это связано с асимметрией плотности электронных состояний на уровнях Ландау.

Помимо максимумов, описываемых формулой (24), в спектре рассеянных нейтронов присутствует серия лоренцевских максимумов, обусловленных рассеянием на спиновых волнах со спектром (13) и (20). Сечение рассеяния с испусканием кванта спиновой волны с законом дисперсии ω_q равно

$$\frac{d^2\sigma_s}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{2m\Omega_0}\left(\frac{\hbar\gamma r_0}{I}\right)^2 \frac{k'}{k}\,(\omega_q - \Omega_0)^2 \times$$

$$\times \left[1 + \alpha\frac{\omega_r}{\Omega_0}\left(\frac{\omega_q - \Omega_0}{\omega_q - \omega_r}\right)^2 \right]^{-1} \frac{\gamma_q}{(\omega - \omega_q)^2 + \gamma_q^2}\ , \qquad (25)$$

где ω_r — резонансная частота (5) или (7); α — сила осциллятора (6) или (8); γ_q — декремент затухания волн. Если $\alpha \to 0$, то из формулы (25) получаем сечение рассеяния нейтронов на спиновых волнах со спектром (3) [19].

До сих пор характеристики локальных состояний электронов (положения и ширины локальных уровней, вычеты амплитуды рассеяния электронов примесным атомом) не конкретизировались. Использован лишь факт существования полюсов амплитуды электрон-примесного рассеяния. Эти характеристики могут быть получены путем сравнения теории с опытом или вычислены на основе определенной модели примесного потенциала. В частности, в случае короткодействующего потенциала примесного атома и слабого отщепления локального уровня от уровня Ландау ($\omega_0 << \omega_c$) вычет амплитуды рассеяния равен [14]

$$r = 2\pi\hbar^3\omega_0^2/m\omega_c\ .$$

Для оценок величин полученных в этом разделе максимумов дифференциального сечения рассеяния нейтронов используем значения параметров, типичные для тонких пленок полуметаллов и инверсионного слоя на границе кремния с двуокисью кремния [11]: $m = 10^{-31}$ кг; $n_e = 10^{16}$ м$^{-2}$ — плотность двумерной электронной жидкости; $n_i/n_e = 0{,}01$; $\omega_0/\Omega_0 = 0{,}2$; $B_0 = 0{,}1$; $\nu = \nu_0$. Тогда в поле с магнитной индукцией 10 Тл получаем $\Omega_0 = 1{,}9\cdot10^{12}$ с$^{-1}$, отношения максимальных значений сечений (24) и (25) к максимуму сечения рассеяния на волне Силина равны 0,23 и 0,12. В этом случае отношения ширин щели (12) и полосы прозрачности (16) к Ω_0 равны 0,74 и 0,02 соответственно.

Заключение

Примесные атомы в двумерных электронных системах оказывают существенное влияние на энергетический спектр квазичастиц. В таких системах (при сколь угодно слабом электрон-примесном взаимодействии) примесь способна образовать локальный уровень электрона у края зоны проводимости. В квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов, происходит «размножение» локальных уровней. Они отщепляются от каждого уровня Ландау вверх или вниз в зависимости от знака примесного потенциала. Такая структура спектра двумерной электронной системы в магнитном поле сказывается на ее высокочастотных характеристиках. В частности, динамическая спиновая восприимчивость имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов с переворотом спина между уровнями Ландау и локальными уровнями. На этих особенностях формируются новые ветви спектра спиновых волн в неферромагнитной двумерной электронной жидкости.

В настоящей работе показано, что локализация электронов на примесных атомах, конкурируя с диссипативными процессами, способствует распространению спиновых волн. Новые ветви спектра коллективных колебаний спиновой намагниченности существуют в тех областях частот, где распространение волн Силина невозможно. Вычислены спектр и декремент затухания этих волн.

Когда частота волны Силина совпадает с частотой резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями, происходит перестройка спектра спиновых волн, обусловленная связыванием колебаний намагниченности в спиновой волне с колебаниями при резонансе. Дисперсионная кривая волны Силина в двумерной электронной жидкости расщепляется на две ветви — низкочастотную и высокочастотную. Они разделены щелью, в пределах которой распространение волн невозможно.

Рассмотренные спиновые волны могут быть обнаружены в опытах по измерению дифференциального сечения неупругого магнитного рассеяния нейтронов током спиновой намагниченности двумерных электронов. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют максимумы, обусловленные как одночастичными возбуждениями локализованных на примесях электронов, так и спиновыми волнами. Симметричные максимумы за счет одночастичных возбуждений расположены на резонансных частотах переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями. Ширины этих максимумов определяются ширинами уровней, участвующих в переходах. Положения лоренцевских максимумов сечения рассеяния на спиновых волнах позволяют получить спектр волн, а их ширины — декремент затухания.

Приведенные результаты могут быть использованы при изучении двумерных металлов, инверсионных слоев на границе полупроводника с диэлектриком, слоистых систем, тонких металлических пленок в условиях, когда электроны находятся на нижнем уровне энергии, обусловленном размерным квантованием.

1. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **35**, 1243 (1958).
2. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **30**, 1058 (1956).
3. S. Schultz and G. Dunifer, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 283 (1967).
4. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
5. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
6. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 984 (1967).
7. А. М. Ермолаев, *ФТТ* **30**, 1065 (1988).
8. А. М. Ермолаев, Н. В. Ульянов, *ФНТ* **18**, 1375 (1992).
9. D. M. Edwards, *J. Phys.* **C2**, 84 (1969).
10. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
11. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
12. А. М. Косевич, Л. В. Танатаров, *ФТТ* **6**, 3423 (1964).
13. Э. П. Батака, А. М. Ермолаев, *Изв. вузов. Физика* №1, 111 (1983).
14. Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев, А. Д. Руднев, *ФНТ* **23**, 1092 (1997).
15. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).
16. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* **92**, 2245 (1987).
17. Ю. А. Изюмов, Р. П. Озеров, *Магнитная нейтронография*, Наука, Москва (1966).
18. А. М. Ермолаев, Н. В. Ульянов, *ФТТ* **34**, 1676 (1992).
19. Е. А. Памятных, В. П. Силин, А. З. Солонцов, *ЖЭТФ* **70**, 2286 (1976).

Spin waves in non-ferromagnetic two-dimensional electron liquid with impurity electron states in a magnetic field

N. V. Gleizer and A. M. Ermolaev

The spin waves in a non-ferromagnetic electron liquid in magnetic field are investigated in the random phase approximation. The electron bound states in the field of impurity atoms are taken into account. It is shown that localization of electrons favours the spin waves propagation. There are new branches of the wave spectrum in frequency regions where the propagation of Silin's waves is impossible. A spectrum and a damping decrement of waves are obtained. The cross situation typical of the guided waves occurs at the intersection of dispersion curve of Silin's waves and resonance frequency of electron transitions between Landau levels and local levels. A differential section of the magnetic neutron scattering by the two-dimensional electron liquid in magnetic field is estimated. The energy spectrum of scattered neutrons displays additional maxima responsible for by one-particle excitation of localized electrons and spin waves. The positions and the widths of these maxima make it possible to gain information on spectrum of electron impurity states as well as spectrum and damping of spin waves.