

УДК 669.017 : 538.56

МАГНИТОПРИМЕСНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

А. М. Ермолаев

Рассматривается влияние магнитопримесных состояний электронов на спиновые волны в парамагнитных металлах. Показано, что в окрестности частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина, существуют слабо затухающие колебания спиновой плотности, названные магнитопримесными спиновыми волнами. Найдены спектр и затухание этих волн. Получен их вклад в магнитное рассеяние нейтронов.

Спиновые волны в парамагнитных металлах [1, 2] связаны со спиновым резонансом электронов проводимости, образующих вырожденную Ферми-жидкость. При наличии в образце примесных атомов, притягивающих электроны, а также квантующего магнитного поля, возможны и другие типы резонансных переходов, сопровождающихся слабо затухающими колебаниями спиновой плотности. Таковыми являются индуцированные переменным магнитным полем резонансные переходы электронов с переворотом спина между магнитопримесными уровнями [3-6] и уровнями Ландау. Сопутствующие таким переходам спиновые волны по аналогии с магнитопримесными электромагнитными волнами [7, 8] также будем называть магнитопримесными.

Спиновая ветвь спектра возбуждений системы взаимодействующих электронов соответствует полюсу динамической спиновой восприимчивости, лежащему вне стонеровских возбуждений. В существовании дополнительных полюсов, связанных с упомянутыми выше резонансными переходами, можно убедиться в простейшей аппроксимации, учитывающей электрон-электронное взаимодействие, — в обобщенном приближении хаотических фаз [9, 10]. В этой аппроксимации учитывается обменная собственная энергия электронов. Их взаимное рассеяние рассматривается в лестничном приближении. Кроме того, учтем резонансное рассеяние электронов примесными атомами в магнитном поле [3], используя метод, примененный при изучении магнитопримесных электромагнитных волн [7, 8].

Дисперсионное уравнение для спектра поперечных спиновых волн имеет вид

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

где μ — магнитный момент электрона; I — нулевая компонента Фурье энергии электрон-электронного взаимодействия, учитывающая лишь z -волновую часть рассеяния частиц; $\chi_{-+}(\mathbf{q}, \omega)$ — поперечная спиновая восприимчивость электронов, зависящая от волнового вектора \mathbf{q} и частоты ω . Вне стонеровских секторов она равна $\chi = \chi_0 + \delta\chi$, где χ_0 — обычный вклад [10], а $\delta\chi$ — резонансная часть, обусловленная переходами электронов между магнитопримесными уровнями (МУ) и уровнями Ландау (УЛ).

Частоты резонансных переходов МУ (-) → УЛ (+) (индексы «+» и «-» соответствуют ориентации спина электрона вдоль и против постоянного магнитного поля) равны

$$\omega_s = 2\mu H + u + \Delta + s\Omega, \quad (2)$$

где $2\mu H$ — спиновое расщепление уровней в магнитном поле H , $u = I(n_- - n_+)$ — обменное расщепление (n_\pm — концентрация электронов со спиновым квантовым числом σ), Δ — энергия связи электрона в магнитопримесном состоянии [³⁻⁶], Ω — циклотронная частота, $s = 0, 1, \dots$ — номер резонанса, $\hbar = 1$.

В окрестности частоты ω_s резонансная часть спиновой восприимчивости равна

$$\delta\chi_{-+}^{(s)}(\mathbf{q}, \omega) = \eta_s(\mathbf{q}) i \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где Γ — полуширина МУ, участвующего в переходе [⁶], множитель $\eta_s(\mathbf{q})$ играет роль силы осциллятора. В длинноволновом приближении ($q_\perp r \ll 1$, $q_\parallel^2/m \ll \Delta_s$, где m — масса электрона, q_\perp и q_\parallel — поперечная и продольная компоненты \mathbf{q} , r — ларморовский радиус, $\Delta_s = \Delta + s\Omega$) он равен

$$\eta_s(\mathbf{q}) = \frac{2\mu^2 \Delta^{3/2} n_i}{\omega_s^{1/2} \Delta_s^2} \sum_N [f(\epsilon_{N-}) - f(\epsilon_{N-} + \omega_s)] \left\{ 1 + \frac{q_\parallel^2}{2m\Omega} \left[-2 \left(N + s + \frac{1}{2} \right) + (N + s + 1) \frac{\Delta_s^2}{\Delta_{s+1}^2} + (N + s) \frac{\Delta_s^2}{\Delta_{s-1}^2} \right] - \frac{q_\parallel^2}{m\Delta_s} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\epsilon_{N\sigma} = \Omega(N + 1/2) + \mu H\sigma - In_\sigma - \Delta$ — положение МУ с номером N , f — функция Ферми, n_i — концентрация примесей. Сумма в (4) учитывает резонансные переходы между заполненными МУ и свободными УЛ, происходящие на частоте ω_s [^{7, 8}].

Учитывая резонансное слагаемое (3) в дисперсионном уравнении (1), убеждаемся, что в окрестности резонансных частот (2) существуют слабо затухающие решения, соответствующие магнитопримесным спиновым волнам (МСВ). В длинноволновом приближении их спектр имеет вид

$$\omega_s(\mathbf{q}) = \omega_s \left\{ 1 - \frac{I^2}{\mu^4} \eta_s^2 \left(\frac{\Delta_s}{\Delta_s + u} \right)^2 \frac{1}{\left[1 + \frac{D_s(\theta) q^2}{\Delta_s + u} \right]^2} \right\}, \quad (5)$$

где $\eta_s = \eta_s(0)$, $D(\theta)$ — обобщенный коэффициент диффузии [²], в котором $\omega = \omega_s$, θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем. МСВ существуют в узких полосах прозрачности между предельными частотами $\omega_s(0)$ и ω_s . Эти полосы расположены выше стонеровских секторов, поэтому бесстолкновительное затухание МСВ в длинноволновом пределе отсутствует. Ширины полос прозрачности равны

$$\delta\omega_s = \omega_s - \omega_s(0) = \omega_s \frac{I^2}{\mu^4} \eta_s^2 \left(\frac{\Delta_s}{\Delta_s + u} \right)^2. \quad (6)$$

В частности,

$$\frac{\delta\omega_0}{\omega_0} \sim \frac{\Delta}{\omega_0} \left(\frac{2In_i}{\Delta + u} \right)^2.$$

С ростом s ширины (6) убывают по закону $\delta\omega_s \sim s^{-4}$ ($s \gg 1$). В формулах (5) и (6) можно перейти к пределу $u \rightarrow 0$. Следовательно, МСВ существуют и в том случае, когда обменное расщепление отсутствует.

Декремент затухания МСВ равен

$$\gamma_s(\mathbf{q}) = [\Gamma + v\xi_s(\mathbf{q})] [1 + \xi_s(\mathbf{q})]^{-1}, \quad (7)$$

$$\xi_s(\mathbf{q}) = 2\eta_s^2 \frac{I^2}{\mu^4} \frac{\omega_s \Delta_s u}{(\Delta_s + u)^3} \left[1 + \frac{D_s(\theta) q^2}{\Delta_s + u} \right]^{-3},$$

ν — входящая в χ_0 частота столкновений электронов, обусловленная потенциальным рассеянием на примесных атомах.

МСВ могут существовать и ниже центральной стонервской ветви, если только $u > \Delta$. Они связаны с резонансными переходами УЛ $(-)$ \rightarrow \rightarrow МУ $(+)$. Соответствующая резонансная частота равна $\omega'_0 = 2\mu H + u - \Delta$. При $u > \Delta$ она лежит выше предельной частоты $2\mu H$ спиновой волны в Ферми-жидкости [1, 2]. Спектр таких МСВ имеет вид

$$\omega'_0(q) = \omega'_0 \left\{ 1 + \frac{I^2}{\mu^4} \eta_0^2 \left(\frac{\Delta}{u - \Delta} \right)^2 \left[1 - \frac{D(\theta) q^2}{u - \Delta} \right]^{-2} \right\},$$

где теперь η'_0 отличается от (4) тем, что ω_0 заменяется на ω'_0 , а разность функций Ферми оказывается равной $f(\varepsilon_{N+} - \omega'_0) - f(\varepsilon_{N+})$. В отличие от (5) дисперсия этих волн аномальна.

Предсказанные здесь МСВ могут быть обнаружены в опытах по неупругому магнитному рассеянию нейтронов в парамагнетиках с магнитопримесными состояниями электронов (например, в Al с примесями 3d-переходных металлов Cr, Cu, Ti, V, в котором квазилокальные состояния существуют и без магнитного поля [11]). Дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на МСВ отличается от обычного выражения [12] для сечения рассеяния на спиновых волнах дополнительным множителем $[1 + \xi_s^{-1}(0)]^{-1}$. Кроме того, лоренцева функция, описывающая форму нейтронной линии вблизи резонанса, содержит закон дисперсии (5) и затухание (7) МСВ. Наблюдение таких максимумов сечения позволило бы определить спектр и затухание МСВ.

Автор обязан Э. А. Канеру постановкой задачи.

Л и т е р а т у р а

- [1] Силин В. П. ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 5 (11), с. 1243—1250.
- [2] Силин В. П. ФММ, 1970, т. 29, № 4, с. 681—734.
- [3] Скобов В. Г. ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 5 (11), с. 1467—1469.
- [4] Бычков Ю. А. ЖЭТФ, 1960, т. 39, № 3 (9), с. 689—702.
- [5] Ермолаев А. М., Каганов М. И. Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, № 11, с. 984—986.
- [6] Ермолаев А. М. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 4, с. 1259—1263.
- [7] Канер Э. А., Ермолаев А. М. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 6, с. 2245—2256.
- [8] Канер Э. А., Ермолаев А. М. ФТТ, 1987, т. 29, № 4, с. 1100—1106.
- [9] Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 440 с.
- [10] Edwards D. M. J. Phys., 1969, vol. C2, N 1, p. 84—96.
- [11] Цише П., Леманн Г. Достижения электронной теории металлов, т. 1, 2. М.: Мир, 1984. 664 с.
- [12] Изюме Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография. М.: Наука, 1966. 532 с.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
28 октября 1987 г.