

538.1

из текущей литературы**ОТКРЫТИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В НЕФЕРРОМАГНИТНОМ МЕТАЛЛЕ**

Теория ферми-жидкости Ландау¹, обобщив результаты теории систем многих частиц со слабым взаимодействием, около десяти лет тому назад поставила на повестку дня задачу экспериментального обнаружения целого ряда специфических колективных возбуждений, по своей природе во многом подобных плазменным колебаниям. Совсем недавно² было сообщено об обнаружении предсказанного теорией нулевого звука в жидком Нe³. В настоящем сообщении мы расскажем об открытии спиновых волн в неферромагнитном металле^{3, 4}, находящемся в магнитном поле, которое представляет собой новое подтверждение одного из предсказаний теории ферми-жидкости, сделанного в работе⁵. Эксперимент был проделан Шульцем и Дацифером³, а Платцман и Вольф⁴ провели теоретический анализ, на основании которого оказалось возможным интерпретировать результаты эксперимента³.

Напомним, что важным положением теории ферми-жидкости является учет изменения энергии квазичастицы ε , вызываемого изменением распределения n :

$$\delta\varepsilon = Sp_{\sigma'} \int d\mathbf{p}' \{ \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{p}') + (\hat{\sigma}\hat{\sigma}') \psi(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \} \delta n(\mathbf{p}', \mathbf{r}). \quad (1)$$

При этом, если нулевой звук обусловлен наличием функции φ , то в теории спиновых волн важную роль играет функция $\psi(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, которая может быть названа обменной частью амплитуды рассеяния вперед. Очевидно, что для состояния ферми-вырождения представляют интерес значения функции ψ лишь для импульсов \mathbf{p} и \mathbf{p}' , лежащих на поверхности Ферми. Полагая поверхность Ферми сферой, можно считать, что ψ является функцией только от угла χ между векторами \mathbf{p} и \mathbf{p}' . Тогда удобно использовать разложение по полиномам Лежандра

$$\frac{p^2}{\pi^2 \hbar^3 v} \psi(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) B_n P_n(\cos \chi). \quad (2)$$

Постоянные коэффициенты B_n определяют, в частности, спектр предсказываемых теорией спиновых волн в вырожденной электронной жидкости, находящейся в магнитном поле. При этом для колебаний с вектором неравновесной плотности намагничения в фазовом пространстве, перпендикулярным к внешнему магнитному полю H_0 , в пределе длинных волн можно говорить о характерных частотах, определяемых формулой⁵

$$\omega_{n, n} = \left(\frac{\omega_s}{1 + B_0} + m\Omega \right) (1 + B_n) + O(k^2), \quad (3)$$

где $\omega_s = 2\beta H_0/\hbar$ — блоховская частота, $\Omega = eH_0v/pc$ — лармировская частота электронов проводимости.

Эксперименты⁴ проведены в окрестности частоты $\omega_{00} = \omega_s$. Оценка величины коэффициентов B_n может быть получена с помощью результатов теории электронного газа со слабым взаимодействием. При этом, используя экранированный кулоновский потенциал $r^{-1} \exp(-r/r_D)$, можно записать

$$\psi(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = -\frac{2\pi e^2 \hbar^2}{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + \left(\frac{\hbar}{r_D}\right)^2}.$$

Считая $\hbar/r_D = \sqrt{4/\pi} (e^2/hv) p$, нетрудно показать, что, например, при типичном для большинства металлов значении $v \approx 10^8$ см/сек коэффициент B_0 близок к -0,2.

В экспериментах, связанных с изучением спинового резонанса электронов проводимости (СРЭП), возникает, как это хорошо известно, следующее положение⁶. Электромагнитное поле резко убывает в области скин-слоя (нормального или аномального). В то же время в толще металла из скин-слоя диффундируют электроны, спиновый момент которых оказывается ориентированным под действием высокочастотного поля. Поскольку время переброса спина T_2 весьма велико, то намагничение, обусловленное ориентированными спинами электронов, диффундирует на расстояния, много большие глубины скин-слоя. Поэтому в толще металлической пленки для намагничения можно записать уравнение диффузии⁷

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \frac{2\beta}{\hbar} [\mathbf{MH}_0] - D\Delta\mathbf{M} = -\frac{1}{T_2} (\mathbf{MM}_0),$$

которое для случая, изучаемого в эксперименте³, принимает вид

$$\left[i(\omega_s - \omega) + \frac{1}{T_2} - D \frac{d^2}{d\xi^2} \right] (M_x + iM_y) = 0; \quad (4)$$

здесь ω — частота внешнего поля, D — коэффициент диффузии; принято, что постоянное поле H_0 ориентировано вдоль оси z ; ось ξ направлена перпендикулярно к поверхности пленки.

Диффузия спинового намагничения приводит к предсказанному Азбелем, Герасименко и Лиффицем⁸ явлению селективной прозрачности металлических пленок при спиновом резонансе электронов проводимости, когда $\omega = \omega_s$. Именно, согласно⁸ пленка прозрачна, если ее толщина L меньше $\delta_{\text{эфф}} \sim v \sqrt{\tau T_2/3}$, где $\delta_{\text{эфф}}$ — длина, проходимая электроном при диффузии за время переброса спина T_2 . Действительно, для газа $D = (1/3)v^2\tau$, где τ — время релаксации импульса электрона.

Для ферми-жидкости комплексный коэффициент диффузии был вычислен Платцманом и Вольфом⁴. При этом

$$D = i \frac{1}{3} v^2 (1 + B_0) (1 + B_1) \frac{\frac{i}{\tau} + \frac{\omega B_0}{1 + B_0}}{\omega - \Omega_0 + i/\tau} \left(\omega - \omega_{0,1} + i \frac{1 + B_1}{\tau} \right) \times \\ \times \left\{ \frac{\cos^2 \Delta}{(\omega - \omega_{0,1} + i[1 + B_1]/\tau)^2} + \frac{\sin^2 \Delta}{(\omega - \omega_{1,1} + i[1 + B_1]/\tau)(\omega - \omega_{1,-1} + i[1 + B_1]/\tau)} \right\}, \quad (5)$$

где Δ — угол между нормалью к поверхности пленки и направлением постоянного магнитного поля H_0 и $\Omega_0 = \omega_s/1 + B_0$. В пределе $\omega\tau \gg 1$ выражение (5) становится чисто мнимым, а уравнение (4) при этом описывает волны намагничения, частоты которых в пределе длинных волн описываются формулой (3). Соответственно этому селективная прозрачность пленки становится возможной на частотах спиновых волн. При $\omega \approx \omega_s$ согласно уравнению (4) и формуле (5) для частоты спиновых волн получаем

$$\omega_s (1 - 4\pi^2 n^2 \Gamma^2), \quad (6)$$

где n — целые числа,

$$\Gamma^2 = \frac{v^2 (B_0 - B_1) (1 + B_1)}{3L^2 \omega_s^2} \left[\frac{\sin^2 \Delta}{q^2 (1 + B_1)^2 - \frac{(B_0 - B_1)^2}{(1 + B_0)^2}} - \frac{\cos^2 \Delta}{\left(\frac{B_0 - B_1}{1 + B_0} \right)^2} \right], \quad (7)$$

где n — целые числа $q = \Omega/\omega_s$, L — толщина пленки.

Для поля, проходящего через пленку, имеем⁴

$$H_t \approx [T_2 \Gamma^2 W \sin 2W]^{-1}, \quad (8)$$

где

$$4W^2 = -\frac{\alpha + i}{T_2 \Gamma^2}, \quad (9)$$

$$\alpha = (\omega - \omega_s) T_2. \quad (10)$$

Согласно формуле (8) в дополнение к обычной линии селективной прозрачности при спиновом резонансе, соответствующей $W = 0$, возникает серия линий для $W = n\pi$

($n = \pm 1, \pm 2, \dots$), отвечающих спиновым волнам с частотой (6). Это явление было экспериментально обнаружено в работе Шульца и Данифера³ и интерпретировано с помощью приведенных здесь теоретических результатов Платцмана и Вольфа⁴.

Постановку эксперимента можно считать стандартной, используемой при определении g -отношения и ширины линии спинового резонанса электронов проводимости с помощью явления селективной прозрачности. Пленка натрия помещалась между двумя резонаторами, заполненными диэлектриком, что обеспечивало параллелизм поверхностей мягкого натриевого образца и в то же время предохраняло образец от изменений под действием воздуха. Оба резонатора, настроенные на одну и ту же частоту, были помещены в постоянное и одиородное магнитное поле. В один из резонаторов подается микроволновое излучение, а ко второму подключен чувствительный приемник. Если утечка от одного резонатора к другому достаточно мала, то мощность, регистрируемая приемником, проходит через металлическую пленку. В типичном эксперименте уровень утечки определяется 165 дБ. В то же время для данных, приведенных на рис. 1, мощность излучения, проходящая на главной линии спинового резонанса, составляет примерно 20 дБ над уровнем утечки. На рис. 1 представлены типичные результаты для случая магнитного поля, параллельного поверхности образца ($\Delta = 90^\circ$), равного ≈ 3250 Гц. В этом случае спин-волновая структура появляется слева от линии основного спинового резонанса со стороны «меньшего поля». При вращении постоянного магнитного поля в направлении нормали к поверхности образца спин-волновая структура появляется со стороны «больших полей» от основной линии. Величина разделения спиновых волн от линии основного резонанса близка к предсказываемому теорией закону n^2/L^2 , где L — толщина образца, а n — номер гармоники. При данной толщине образца интенсивность и амплитуда спиновых волн определяются главным образом временем свободного пробега электрона τ . При уменьшении τ линии спиновых волн уширяются, их интенсивность падает. Для Na это удалось проследить вплоть до температуры 11° К. На рис. 1, б наряду с экспериментальными данными приведены теоретические данные, полученные по формуле (8) при подобранных значениях τ и B_0 .

Количественный анализ экспериментальных данных сравнительно прост в пределе $\omega \gg 1$. Оценки, приведенные в работе³, дают $\omega \approx 20$. В этом случае можно использовать формулу (8), в которой $T_2\Gamma^2$ является чисто действительной величиной. Тогда положение линий спиновой волны при данном угле Δ определяется соотношением $\alpha_\Delta = -n^2\pi^2 T_2\Gamma^2$, в частности,

$$\frac{\alpha_\Delta}{\alpha_{90^\circ}} = 1 - A \cos^2 \Delta, \quad (11)$$

где

$$A = \frac{q^2 (1 + B_0)^2 (1 + B_1)^2}{(B_0 - B_1)^2}.$$

На рис. 2 приведены экспериментальные данные и кривая, соответствующие формуле (11). Эти данные позволяют определить A . Поскольку $q = m/m^*$, то для известного значения эффективной массы m^* (авторы³ принимают для Na, что $m^*/m = 1,24$) данные рис. 2 позволяют определить соотношение между постоянными B_0 и B_1 , которое характеризуется кривой рис. 3.

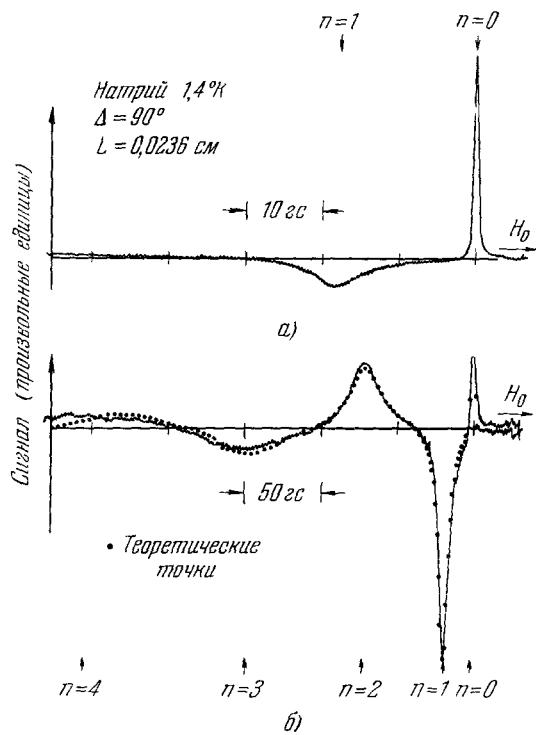


Рис. 1.

Для определения величины B_0 и B_1 необходимо точное определение положения линий спиновых волн. В эксперименте³ такая точность еще недостаточно велика. Именно в предположении, что скорость электрона на поверхности Ферми равна $v = 0,86 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, получено $B_0 = 0,1 \pm 0,1$ и $B_1 = 0,2 \pm 0,2$. Шульц и Данифер³

считают, что увеличение точности, необходимое для определения констант B_0 и B_1 , может быть получено. Более того, высказывается точка зрения, что использованная ими техника применима ко всем щелочным металлам, а в принципе также ко всем металлам

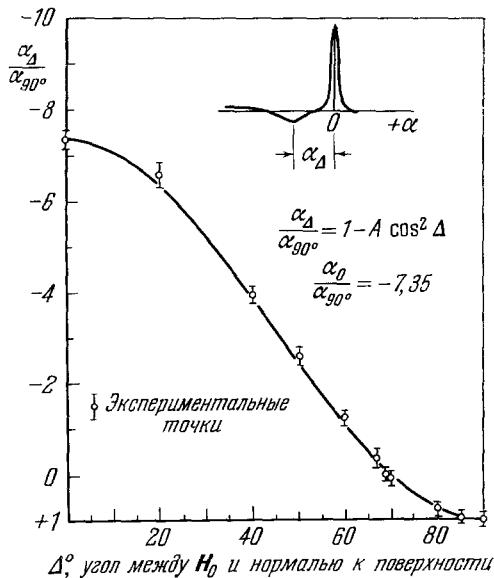


Рис. 2.

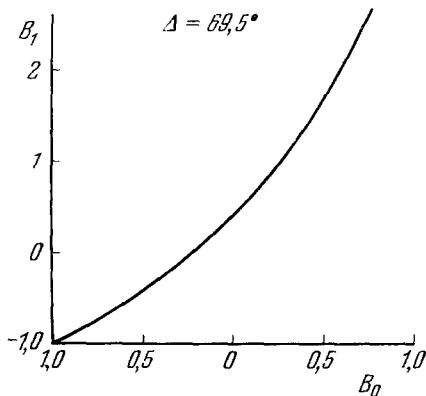


Рис. 3.

вообще. Можно поэтому надеяться, что в ближайшее время наши сведения о свойствах электронной жидкости металлов обогатятся большим числом новых данных.

С другой стороны, начало экспериментального изучения ферми-жидкостных свойств электронов проводимости ставит на повестку дня разработку более детальной теоретической модели электронной жидкости, учитывающей анизотропию поверхности Ферми. Ясно, что разработка подобной теории повлечет за собой более детальную разработку постановки эксперимента и, в частности, проведение экспериментов, позволяющих определить свойства электронной жидкости металлических монокристаллов.

В. П. Силин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 30, 1058 (1956); ЖЭТФ 32, 52 (1957).
- В. Р. Абелль, А. Н. Андерсон, Дж. К. Уитли, УФН 91, 311 (1967); Phys. Rev. Letts 17, 74 (1966); Л. П. Питаевский, УФН 91, 409 (1966).
- S. Schulitz, G. Dunifer, Phys. Rev. Letts 18, 283 (1967).
- P. M. Platzman, R. A. Wolff, Phys. Rev. Letts 18, 280 (1967).
- В. П. Силин, ЖЭТФ 35, 1243 (1958).
- F. J. Dyson, Phys. Rev. 98, 349 (1955).
- В. П. Силин, ЖЭТФ 30, 421 (1956).
- М. Я. Азбелль, А. И. Герасименко, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 32, 1212 (1957).