Краткие сообщения по физике № 2 1974

СПИНОВОЕ ЭХО ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ

И. С. Байков

УДК 699.017: 535.338.4

Получена амплитуда эха высшего порядка в ферми-жидкости, помещенной во внешнее магнитное поле с малым пространственным градиентом. Показано, что амплитуда эха высшего порядка определяется мнимой частью обобщенного коэффициента диффузии соответствующей спиновой волны.

Теория спинового эха первого порядка была развита для нейтральной ферми-жидкости (He^3 или раствор ее в He^4) в работе /I/ и для вырожденной электронной жидкости в работе автора /2/. В настоящей заметке результаты этих работ обобщены на случай эха высшего порядка. Суть эксперимента по спиновому эху заключается в следующем. Во внешнем постоянном магнитном поле устанавливается равновесное распределение намагниченности, ориентированной вдоль этого поля. В начальный момент времени ВЧ импульсом возбуждается определенная мода поперечной спиновой плотности. В слабонеоднородном магнитном поле происходит необратимый распад поперечной спиновой плотности, во-первых, благодаря столкновениям частиц и, во-вторых, из-за влияния диффузии на прецессию магнитного момента, когда в каждой точке происходит замещение частиц другими, которые приходят из разных мест с различными фазами прецессии магнитного момента. Обратимая дефазировка спиновой плотности, создаваемая магнитным полем, отделяется от необратимого распада путем использования последующего 180° ВЧ импульса в момент t_0, который вращает поперечную намагниченность вокруг оси в экваториальной плоскости и приводит к появлению эха в момент $2t_0$, когда по всему образцу ферми-жидкости фазы поперечной намагниченности одинаковы (исключая малую необратимую дефазировку). Эхо высших порядков получается в результате применения серии последующих 180° импульсов при временах t_0, $3t_0$, $5t_0$ и т.д. Эхо порядка n наблюдается в момент $t = 2nt_0$, где $n = 1,2,3,\ldots$

Рассмотрим здесь более общий случай вырожденной электронной жидкости. Перенос полученных ниже результатов на случай нейтральной ферми-жидкости не представляет труда. До первого ВЧ импульса равновесная спиновая плотность определяется выражением:

$$\vec{\sigma}_0 = -\frac{\mu}{1+\beta_0}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\vec{B}(\vec{r}) = -\chi\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\vec{B}(\vec{r}),$$

где f_0 - функция распределения Ферми, β_0 - первый коэффициент разложения квазичастичной функции взаимодействия, зависящей от спинов, /3/

$$\Psi(\vec{p},\vec{p}\,') = \frac{\pi^2\hbar^3 v_F}{p_F^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\beta_l P_l(\cos\chi).$$

Здесь χ - угол между векторами $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$, а поверхности Ферми предполагаются близкими к сферическим. Поперечная к магнитному полю спиновая плотность ищется в виде разложения по собственным модам колебаний в постоянном магнитном поле

$$\sigma^{\pm} = \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\sum_{l,m} m^{\pm}_{l,m}(\vec{r},\vec{p},t),$$

где $\sigma^{\pm} = \sigma_x \pm i\sigma_y$.

Допустим, что начальный ВЧ импульс возбуждает только одну из собственных мод поперечной спиновой плотности, тогда для нее можно написать следующее линеаризованное уравнение (см. /2/):

$$\frac{\partial}{\partial t} m^{\pm}_{lm}(\vec{r},t) = i\omega^{\pm}_{lm}(1+kz)m^{\pm}_{lm}(\vec{r},t) - i\vec{\nabla}\hat{D}^{\pm}_{lm}\vec{\nabla}m^{\pm}_{lm}(\vec{r},t), \qquad (1)$$

где

$$\omega^{\pm}_{lm} = (1+\beta_l)(m\Omega \pm \Omega_0) + i\nu_l; \qquad \nu_l = (1+\beta_l)\left(\frac{1}{\tau_0}+\frac{1}{T}+\frac{1}{\tau_l}\right);$$

$\Omega = \frac{eB}{mc}$ - циклотронная частота электрона, $\Omega_0 = 2\gamma B/\hbar$, коэффициент k пропорционален градиенту магнитного поля $k = (1/B)(\partial B/\partial z)$. Угловая зависимость мод $m^{\pm}_{lm}$ и выражения для обобщенных коэффициентов диффузии $\hat{D}^{\pm}_{lm}(\vec{r})$ приведены в работе /2/. Единственное отличие заключается в том, что вместо углов волнового вектора $\vec{q}$ в коэффициенте $\hat{D}^{\pm}_{lm}$ нужно использовать углы координатного вектора $\vec{r}$. Наиболее интересен коэффициент диффузии моды $l = 0$

$$\hat{D}_{00}(\vec{r}) = \frac{v_F^2}{3}(1+\beta_0)(1+\beta_1)\times$$

$$\times\left[\frac{\vec{e}_z\vec{e}_z}{\omega_{00}-\omega_{10}} + (\vec{e}_x\vec{e}_x + \vec{e}_y\vec{e}_y)\frac{\omega_{00}-\omega_{10}}{(\omega_{00}-\omega_{10})^2 - \Omega^2(1+\beta_1)^2}\right],$$

поскольку эта мода дает основной вклад в макроскопическую плотность намагничивания.

Решение уравнения (I) ищем в виде

$$m^{\pm}_{lm}(\vec{r},t) = A(t)m^{\pm}_{lm}(0)\exp\left[i\omega^{\pm}_{lm}t(1+kz)\right]. \qquad (2)$$

Подставляя это выражение в уравнение (I), получаем

$$\frac{dA}{dt} = iD^{\pm}_{lm}(\omega^{\pm}_{lm})^2k^2t^2A, \qquad (3)$$

где

$$D^{\pm}_{lm} = \vec{e}_z\hat{D}^{\pm}_{lm}\vec{1}_z \quad \text{и} \quad A(0) = 1.$$

Решение уравнения (3) имеет вид

$$A(t) = \exp\left[\frac{i}{3}D^{\pm}_{lm}(\omega^{\pm}_{lm})^2k^2t^3\right]. \qquad (4)$$

Это решение описывает изменение фазы и амплитуды процессирующей начальной поперечной намагниченности из-за диффузии.

Перед первым 180^0 импульсом фаза поперечной намагниченности равна $\delta = i\omega^{+}_{lm}t_0(1+kz)$. Предполагается, что вначале возбуждена мода m^{+}_{lm}. Первый 180^0 импульс превращает моду m^{+}_{lm} в моду $m^{-}_{l,-m}$. Это соответствует превращению уравнения (I) для A в комплексно-сопряженное. Поэтому после первого 180^0 импульса коэффициент A в интервале $t_0 < t < 3t_0$ равен

$$A(t) = A(t_0)\exp\left\{-\frac{i}{3}(D^{+}_{lm})^*(\omega^{+}_{lm})^2k^2\left[(t-2t_0)^3 + t_0^3\right]\right\}. \qquad (5)$$

В конце интервала при $t = 3t_0$ амплитуда A уменьшается на множитель

$$\exp\left[-\frac{2}{3}i(D^{+}_{lm})^*(\omega^{+}_{lm})^2k^2t_0^3\right]. \qquad (6)$$

Второй 180^0 импульс восстанавливает моду m^+_{1m}, а коэффициент A на интервале от $3t_0$ до $5t_0$ уменьшается на множитель

$$\exp\left[\frac{2}{3}\, iD^+_{1m}(\omega^+_{1m})^2k^2t_0^3\right]. \tag{7}$$

Далее процесс повторяется. Формулы (4)-(7) позволяют получить амплитуду эха n-го порядка, которое наблюдается в момент $t = 2nt_0$, когда коэффициент A равен

$$A(2nt_0) = \exp\left[-\frac{2}{3}\, n\,\mathrm{Im}(D^+_{1m})(1+\beta_1)^2(m\Omega+\Omega_0)^2k^2t_0^3\right]. \tag{8}$$

Амплитуда начальной поперечной намагниченности в момент эха определяется выражением

$$m^+_{1m}(2nt_0) =$$
$$= m^+_{1m}(0)\exp\left\{2nt_0\left[-\nu_1 - \frac{1}{3}\,\mathrm{Im}(D^+_{1m})(1+\beta_1)^2(m\Omega+\Omega_0)^2k^2t_0^2\right]\right\}. \tag{9}$$

Для мнимой части коэффициента диффузии моды $l = 0$ имеем

$$\mathrm{Im}D_{00} = \frac{v_F^2}{3}\,\frac{(\nu_1-\nu_0)(1+\beta_0)(1+\beta_1)}{(\beta_0-\beta_1)^2\Omega_0^2+(\nu_1-\nu_0)^2}.$$

Спиновое эхо высшего порядка в случае нейтральной ферми-жидкости также определяется формулой (8), где вместо D^+_{1m} нужно подставить соответствующий коэффициент диффузии нейтральной ферми-жидкости, а вместо ω^+_{1m} – блоховскую частоту Ω_0. Экспериментальное наблюдение спинового эха может дать прямую информацию о параметрах взаимодействия в ферми-жидкости.

Автор благодарен В. П. Силину за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
12 декабря 1973 г.

Литература

1. A. J. Leggett, M. J. Rice. Phys. Rev. Letters, 20, 586 (1968).
2. И. С. Байков. ЖЭТФ, 59, 471 (1970).
3. В. П. Силин. ЖЭТФ, 35, 1243 (1958).