Письма в ЖЭТФ, том 28, вып.6, стр. 362 – 365 *20 сентября 1978 г.*

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ИМПУЛЬСНЫХ ЯМР ЭКСПЕРИМЕНТАХ В *B*-ФАЗЕ He^3

И.А.Фомин

Найден закон дисперсии спиновых волн в *B*-фазе He^3 в сильном магнитном поле для произвольных значений начального угла между намагниченностью и полем. Обнаружена неустойчивость однородной прецессии для широкого класса начальных условий.

В импульсных ЯМР экспериментах изучается зависимость частоты пространственно однородной прецессии намагниченности $\mathbf{S}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$ от начального угла β между $\mathbf{S}$ и $\mathbf{H}_0$. Такие эксперименты уже позволили получить существенную информацию о свойствах сверхтекучих фаз He^3 [1]. Представляет интерес рассмотреть поведение малых неоднородных возмущений однородной прецессии, т.е. спиновых волн и тем самым исследовать картину однородной прецессии на устойчивость. В настоящей статье представлены результаты такого исследования для сверхтекучей *B*-фазы He^3 как для различных значений β, так и для различных ориентаций $\mathbf{S}$ относительно вектора $\mathbf{n}$, характеризующего анизотропию параметра порядка в *B*-фазе. Внешнее поле $\mathbf{H}_0$ считается сильным в том смысле, что соответствующая ему ларморовская частота ω_L много больше частоты продольных колебаний намагниченности Ω.

Мы ограничимся рассмотрением низкочастотных спиновых волн, т.е. таких, частота которых (или отличие частоты от ларморовской) ω много меньше ω_L и будем интересоваться лишь асимптотическим решением уравнений движения в главном порядке по малому параметру $(\omega/\omega_L)^2$. Процедура нахождения малых поправок к ларморовской прецессии для сверхтекучих фаз He^3 подробно изложена в работе [2]. Отличие рассматриваемого здесь случая состоит в том, что кроме поправок, обязанных спин-орбитальному взаимодействию следует учесть также поправки, возникающие из-за пространственной неоднородности параметра порядка. Для этого к гамильтониану (6) работы [2] следует добавить члены, зависящие от градиентов эйлеровых углов α, β, γ, описывающих поворот параметра порядка из его начального состояния (см. формулу (19) статьи [3]) произвести усреднение по "быстрым" переменным α и γ и выразить ответ через канонические переменные (Φ, S) (α, P). В результате гамильтониан, описывающий спиновую систему He^3-B запишется в виде

$$\overline{\mathcal{H}} = \frac{(S-1)^2}{2} - P + V(\Phi, P) + \frac{c^2}{2}\left[\Phi_1^2 + \Phi_2^2 - \frac{P(6-P)}{4}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + \right.$$

$$+ 2P(\alpha_1\Phi_1 + \alpha_2\Phi_2) - \frac{3}{4P(P+2)}(P_1^2 + P_2^2) +$$

$$\left. + \frac{1}{2}\Phi_3^2 - \frac{P(P+4)}{2}\alpha_3^2 + P\alpha_3\Phi_3 - \frac{1}{P(P+2)}P_3^2\right]. \tag{1}$$

Нижний индекс обозначает дифференцирование по координате, c — постоянная, имеющая размерность скорости, она будет в дальнейшем считаться равной единице. Остальные обозначения как в работе [2].

Стандартный формализм [4] позволяет написать уравнения движения, соответствующие гамильтониану (1). В пространственно однородном случае они сводятся к системе (8), (9) статьи [2] и, как было показано, имеют решение, описывающее прецессию намагниченности с частотой $\dot{\alpha} = -1 + \partial V/\partial P$, причем $P = P_0 = \text{const}$, $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$, Φ_0 — корень уравнения $\partial V(\Phi, P_0)/\partial\Phi = 0$. Линеаризация уравнений движения около этого решения приводит к системе уравнений, описывающих поведение малых неоднородных возмущений. Полученная таким образом система имеет решения $\sim\exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)]$, соответствующие спиновым волнам. Закон дисперсии этих волн анизотропен и мы рассмотрим здесь дисперсионное уравнение, соответствующее волнам с $\mathbf{k} \parallel \hat{z}$, т.е. распространяющимся вдоль направления магнитного поля:

$$\left(\omega^2 - V_{\Phi\Phi} - \frac{k^2}{2}\right)\omega^2 = \frac{1}{4}Pk^2\left[V_{PP} - \frac{k^2}{P(P+2)}\right] \times$$

$$\times\left[Pk^2 + (P+4)(2V_{\Phi\Phi} + k^2 - 2\omega^2)\right] - P(P+4)\frac{k^2}{2}V_{P\Phi}. \tag{2}$$

Нижний индекс у V обозначает дифференцирование по соответствующей переменной. Написанное уравнение имеет две пары корней, равных в главном порядке по малым параметрам Ω^2, k^2 соответственно:

$$\omega_{1,2}^2 = V_{\Phi\Phi} + \frac{k^2}{2}, \tag{3}$$

$$\omega_{3,4}^2 = \frac{P+4}{2(P+2)}k^4 - \frac{Pk^2}{2V_{\Phi\Phi}+k^2}\left[(P+4)(V_{PP}V_{\Phi\Phi} - V_{P\Phi}^2) + \right.$$

$$\left. + (P+2)k^2 V_{PP} - \frac{k^4}{2(P+2)}\right] . \qquad (4)$$

Спиновые волны на фоне равновесного состояния ($\beta = 0$) уже рассматривались [3, 5]. Решение (3) соответствует продольной моде и отличие от случая $\beta = 0$ состоит лишь в том, что частота продольных колебаний $\Omega = V_{\Phi\Phi}^{1/2}$ является теперь функцией угла β. Более существенное отличие возникает в другой моде (4), особенно ясно оно проявляется в случае $k^2 << V \sim \Omega^2$, тогда

$$\omega_{3,4}^2 = -\frac{1}{2}P\,(P+4)k^2\,\frac{D}{V_{\Phi\Phi}}, \qquad (5)$$

где $D \equiv V_{PP}V_{\Phi\Phi} - V_{P\Phi}^2$. Т.е. спиновые волны имеют в этом случае линейный, а не квадратичный закон дисперсии, и их скорость существенно зависит от вида энергии спин-орбитального взаимодействия V.

В большом объеме жидкого He^3-B вектор **n** ориентируется параллельно магнитному полю, в этом случае

$$V = \frac{2\Omega^2}{15}\left[P + \frac{1}{2} + (P+2)\cos\Phi\right]^2$$

и при $P > -5/4$, $D = 0$. Т.е. указанный линейный член отсутствует, но он появляется при $P < -5/4$, когда $D/V_{\Phi\Phi} = 16\,\Omega^2/15$.

С помощью системы плоскопараллельных пластин удается ориентировать вектор **n** в начальный момент времени под различными углами к внешнему полю [6]. Решения, описывающие однородную прецессию намагниченности для этого случая приведены в Приложении В статьи [2]. Используя формулу (В1) из этой статьи получаем, что в области, обозначенной в Приложении номером 1 $\frac{D}{V_{\Phi\Phi}} = -\frac{25}{32}\Omega^2\sin^4\chi$, где χ – угол между **n** и **S**. Знак $\omega_{3,4}^2$ и в этом случае определяется знаком $D/V_{\Phi\Phi}$, т. е. $\omega_{3,4}^2 < 0$ и однородная прецессия неустойчива. Указанная неустойчивость представляется существенной для понимания механизма релаксации намагниченности к равновесному состоянию и заслуживает скорейшего экспериментального исследования.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 июля 1978 г.

Литература

[1] L.R.Corruccini, D.D.Osheroff. Phys. Rev., 17, 126, 1978.

[2] I.A.Fomin. J.Low Temp. Phys., 31, 509, 1978.

[3] K.Maki. Phys. Rev., B11, 4264, 1975.
[4] Г.Голдстейн. Классическая механика, М., изд. Наука, гл.11, 1975.
[5] W.F.Brinkman, H.Smith. Phys. Rev., A10, 2323, 1974.
[6] A.I.Ahonen, M.Krusius, M.A.Paalanen, J. Low Temp. Phys., 25, 421, 1976.