Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.3, стр. 179 – 181 *5 августа 1979 г.*

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОЙ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СВЕРХТЕКУЧЕЙ A-ФАЗЕ He^3

И.А.Фомин

Показано, что в сильном магнитном поле пространственно однородная прецессия намагниченности в A-фазе He^3 неустойчива по отношению к возбуждению спиновых волн. Произведена оценка времен продольной и поперечной релаксации, обусловленной развитием неустойчивости.

При теоретическом описании импульсных ЯМР экспериментов в сверхтекучих фазах He^3 обычно рассматривается пространственно однородная прецессия намагниченности. Однако, как показывает эксперимент [1], в этих фазах время расфазировки τ_2 обычно меньше или порядка времени продольной релаксации τ_1, в связи с чем возникает вопрос как о причине расфазировки, так и о возможном ее влиянии на процесс релаксации намагниченности.

Уравнения спиновой динамики в неоднородном случае получаются добавлением к уравнениям Леггетта [2] членов, возникающих из-за пространственной жесткости конденсата и из-за спиновой диффузии. Здесь будет рассматриваться случай сильных магнитных полей $\mathbf{H}_0$, таких что зеемановская энергия $g(\mathbf{S},\mathbf{H}_0)$ ($\mathbf{S}$ – спин, g – гиромагнитное отношение для He^3) велика по сравнению со спин-орбитальной энергией V_A и энергией неоднородности конденсата F. В таких полях V_A и F в соответствии с подходом работы [3] следует усреднить по переменным, изменяющимся с частотами порядка ларморовской ω_L. В результате для A-фазы

$$F = \frac{c^2}{2\omega_L^2}\left\{\frac{(1-u)(3-u)}{2}(\partial_1 a)^2 + \frac{1}{2}(\partial_1\beta)^2 + (\partial_1\Phi)^2 - 2(1-u)(\partial_1 a)(\partial_1\Phi)\right\}. \quad (1)$$

Здесь $u = \cos\beta$, $\Phi = a + \gamma$; a, β, γ – эйлеровы углы, описывающие поворот спиновой части параметра порядка из его начального положения, $(\partial_1 a)^2 = 2(\vec\nabla a)^2 - [(\mathbf{l},\vec\nabla)a]^2$, $\mathbf{l}$ – вектор, характеризующий ориентацию орбитальной части параметра порядка c – постоянная, имеющая смысл скорости спиновых волн. Вблизи температуры перехода T_c $c^2 \sim v_F^2(1 - T/T_c)$, где v_F – фермиевская скорость.

$$V_A = -\frac{\Omega_A^2}{8\omega_L^2}\left[u^2 + \frac{(1+u)^2}{2}\cos 2\Phi\right]. \quad (2)$$

Ω_A – частота пордольных колебаний. Как V_A, так и F обезразмерены делением на зеемановскую энергию в состоянии равновесия. Усредненные V_A и F не зависят от угла a, в результате соответствующие им уравнения движения имеют решение с $\vec\nabla a = \mathbf{h} = \mathrm{const}$, $\vec\nabla\beta = \vec\nabla\Phi = 0$.

Это решение описывает прецессию свитой в спираль намагниченности, происходящую с частотой

$$\dot{a} = -\omega_L \left\{ 1 - \frac{\partial V_A}{\partial u} + \frac{c^2}{2\omega_L^2} (2-u)[2h^2 - (\mathbf{h}, \mathbf{l})^2] \right\}. \qquad (3)$$

При $\beta \to 0$ написанное выражение переходит в закон дисперсии поперечных спиновых волн [4] в пределе больших ω_L, т.е. найденное решение соответствует спиновым волнам большой амплитуды. Линеаризация уравнений движения около этого решения показывает, что при не слишком больших h (в пренебрежении диффузией при $h \lesssim \Omega/c$) возмущения вида $\exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)]$ нарастают. Эта неустойчивость обусловлена спин-орбитальным взаимодействием и аналогична суловской неустойчивости в ферромагнетиках [5]. Для однородной прецессии ($h = 0$) дисперсионное уравнение для возмущений имеет следующий вид:

$$(\omega - iDk^2) = \frac{c^2}{2}(1-u)(3-u)\langle \mathbf{k}, \mathbf{l} \rangle \widetilde{V}_{uu} - (1-u^2)\frac{c^4}{\omega_L^2}\langle \mathbf{k}, \mathbf{l} \rangle^2 \frac{\widetilde{V}_{uu}}{\widetilde{V}_{\Phi\Phi}}, \qquad (4)$$

где $\langle \mathbf{k}, \mathbf{l} \rangle = 2k^2 - (\mathbf{k}, \mathbf{l})^2$, $\widetilde{V}_{uu} = -\dfrac{3\Omega_A^2}{8\omega_L^2} + \dfrac{c^2 \langle \mathbf{k}, \mathbf{l} \rangle}{2(1-u^2)\omega_L^2}$,

$\widetilde{V}_{\Phi\Phi} = \dfrac{\Omega_A^2}{4\omega_L^2}(1+u)^2 + \dfrac{c^2}{\omega_L^2}\langle \mathbf{k}, \mathbf{l} \rangle$, а D – коэффициент спиновой диффузии. Диффузия оказывается существенной так как A-фаза существует лишь при температурах, близких к T_c. При $T \to T_c$ c^2 и $\Omega_A^2 \to 0$, а D стремится к конечному значению. При углах отклонения намагниченности $\beta \sim 1$ быстрее всего нарастают возмущения с $k = k_{max} \sim \Omega_A c/D\omega_L$, им соответствует инкремент нарастания $\Gamma \sim \Omega_A^2 c^2/D\omega_L^2$. В окрестности углов $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ неустойчивость смещается в область малых k вторым членом в выражении для $\widetilde{V}_{uu}$. В результате развитие неустойчивости замедляется, это замедление происходит при $\sin\beta \lesssim c^2/D\omega_L$.

Поскольку развитие неустойчивости начинается не с нулевого значения k то следует думать, что в результате потери устойчивости спиновая система перейдет в турбулентное состояние, характеризуемое большими флуктуациями плотности намагниченности. Время развития флуктуаций определяет по порядку величины время расфазировки $\tau_2 \sim \Gamma^{-1}$. В сочетании же со спиновой диффузией флуктуации являются эффективным механизмом продольной релаксации. Для оценки τ_1 заметим, что спиновая диффузия приводит к изменению энергии согласно

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{Dg^2}{\chi} \overline{\frac{dS_i}{dx_k} \frac{dS_i}{dx_k}}, \qquad (5)$$

χ — парамагнитная восприимчивость, черта означает усреднение по флуктуациям. В соответствии с написанной формулой $\tau_1 \sim Dk^2_{max} \sim \Gamma^{-1} \sim \tau_2$. Численные оценки приводят к временам, меньшим, чем реально наблюдаемые. Следует, однако, иметь в виду, что как и в обычной турбулентности, развитие неустойчивости задерживается, если в системе отсутствуют начальные возмущения.

Согласно приведенной выше оценке τ_1 и τ_2 при $T \to T_c$ обращаются в бесконечность как $(1 - T/T_c)^{-2}$, т.е. быстрее, чем τ_1 для "внутреннего" механизма релаксации Леггетта и Такаги [6], и в непосредственной близости к T_c последний становится более эффективным. Соответствующие этим двум механизмам времена релаксации сравниваются при $\Omega^2_A \tilde{\tau} \ln(a_0) \sim (\Delta/\Delta_0)^3$. Здесь $\tilde{\tau}$ — время между соударениями квазичастиц, Δ — щель в спектре возбуждений, Δ_0 — величина щели при $T = 0$, a_0 — амплитуда начальных возмущений угла a с $k \approx k'_{max}$. Подстановка чисел приводит к значению $(1 - T/T_c) \sim 10^{-3}$ для температуры, при которой сравниваются времена.

Помимо рассмотренной здесь поперечной моды спиновых волн существует другая — переходящая при $k = 0$ в продольные колебания намагниченности. Эта мода устойчива и не оказывает влияния на релаксацию. В B-фазе, как показывает произведенное ранее исследование [7], в леггетовской конфигурации однородная прецессия устойчива, неустойчивость, однако, может возникать в текстуре.

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

Поступила в редакцию
20 июня 1979 г.

Литература

[1] L.R.Corruccini, D.D.Osheroff. Phys. Rev., B17, 126, 1978.

[2] A.J. Leggett. Ann. Phys., 85, 11, 1974.

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

[4] A.J.Leggett. Rev. Mod. Phys., 47, 331, 1975.

[5] H.Suhl. Phys. Chem. Sol., 1, 209, 1957.

[6] A.J.Leggett, S.Takagi. Ann. Phys., 106, 79, 1977.

[7] И.А.Фомин. Письма в ЖЭТФ, 28, 362, 1978.