Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 10, стр. 593 – 595 *20 мая 1980 г.*

ГИБРИДИЗАЦИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ^{3}He – A ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА В A_1- ФАЗУ

Г.Е.Гургенишвили, Г.А.Харадзе

Рассмотрены гидродинамические колебания продольной намагниченности и энтропии в сверхтекучем ^{3}He – A в присутствии магнитного поля. Показано, что в окрестности перехода в A_1-фазу наступает сильное смешивание колебаний энтропии (и температуры) со спиновой волной.

Жидкий ^{3}He-A является смесью двух слабо взаимодействующих сверхтекучих компонент, характеризуемых куперовским спариванием в спиновых состояниях $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$. В присутствии сильного магнитного поля и в непосредственной окрестности перехода в нормальную фазу амплитуды спариваний квазичастиц с проекцией суммарного спина $S_z = \pm 1$ не равны между собой ($\Delta_\uparrow \neq \Delta_\downarrow$). С учетом этого обстоятельства параметр порядка, описывающий сверхтекучий ^{3}He-A, следует представить в виде

$$A_{\mu i} = \Delta(T) d_\mu u_i = \Delta(T)(a_+ \mathbf{d}_1 + i a_- \mathbf{d}_2)_\mu (\mathbf{u}_1 + i\mathbf{u}_2)_i \,, \tag{1}$$

где $(\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2)$ и $(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2)$ – орты соответственно в спиновом и орбитальном пространствах, $a_\pm = (\Delta_\uparrow \pm \Delta_\downarrow)/2\Delta$, $\Delta^2 = \frac{1}{2}(\Delta_\uparrow^2 + \Delta_\downarrow^2)$.

При гидродинамическом описании сверхтекучего ^{3}He-A плотность энергии ϵ, кроме плотности массы ρ, плотности энтропии $S = \rho\sigma$, плотность импульса $\mathbf{g}$ и намагниченности $\mathbf{M}$, зависит от двух сверхтекучих скоростей

$$\mathbf{v}_s = (\hbar/2m) u_{1i} \nabla u_{2i} \,, \qquad \mathbf{w}_{SP} = (\hbar/2m) d_{1\mu} \nabla d_{2\mu} \,, \tag{2}$$

где спиновая скорость $\mathbf{w}_{SP}$, в отличие от $\mathbf{v}_S$, является галилеевым инвариантом. Ниже мы рассмотрим линейную бездиссипативную гидродинамику при фиксированных ориентациях осей $\mathbf{s} = [\mathbf{d}_1\mathbf{d}_2]$ и $\mathbf{l} = [\mathbf{u}_1\mathbf{u}_2]$, когда

$$d\epsilon = \mu\, d\rho + T dS + \mathbf{v}_n d\mathbf{g} + \omega\, dM + \mathbf{g}_S d\mathbf{v}_S + \mathbf{g}_{SP} d\mathbf{w}_{SP} \,, \tag{3}$$

причем M – продольная намагниченность, а в силу галилеевой ковариантности $\mathbf{g} = \rho\mathbf{v}_n + \mathbf{g}_S$. Вопрос о возможности включения орта $\mathbf{s}$ в число гидродинамических переменных обсуждается в [1].

Используя хорошо известную схему [2], можно составить систему уравнений

$$\dot{\rho} + \nabla(\rho\mathbf{v}_n + \mathbf{g}_S) = 0, \quad \dot{\mathbf{g}} + \nabla P = 0,$$

$$\dot{S} + \nabla(S\mathrm{v}_n) = 0, \quad \dot{M} + \nabla(M\mathrm{v}_n + M_S \mathbf{g}_{SP}/\rho) = 0, \tag{4}$$

дополненную уравнениями движения

$$\begin{aligned} \dot{\mathrm{v}}_S &= -(1/\rho)\nabla P + \sigma\nabla T + (1/\rho) M\nabla\omega , \\ \dot{\mathrm{w}}_{SP} &= -(\gamma\hbar/2m)\nabla\omega = -(1/\rho) M_S \nabla\omega , \end{aligned} \tag{5}$$

где $M_S = \gamma\hbar\rho/2m$ — намагниченность полностью поляризованного жидкого ^{3}He.

В условиях расщепления состояний куперовских пар в магнитном поле возникает смешивание спиновых и пространственных степеней свободы A-фазы [2], что находит отражение в структуре сверхтекучих потоков массы $\mathbf{g}_S$ и спина $\mathbf{g}_{SP}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_S &= \rho_S [(\mathrm{v}_S - \mathrm{v}_n) + a\,\mathrm{w}_{SP}], \\ \mathbf{g}_{SP} &= \rho_S [\mathrm{w}_{SP} + a(\mathrm{v}_S - \mathrm{v}_n)], \end{aligned} \tag{6}$$

где коэффициент $a = 2a_+a_- = (\Delta_\uparrow^2 - \Delta_\downarrow^2)/(\Delta_\uparrow^2 + \Delta_\downarrow^2)$ характеризует близость к переходу в A_1-фазу, для которой $\Delta_\uparrow \neq 0$, а $\Delta_\downarrow = 0$ (либо наоборот). Мы не вводим в явном виде орбитальной анизотропии, присущей ^{3}He-A, учет которой прост, но для дальнейшего несущественен.

Вдали от перехода в A_1-фазу (где $|a| \ll 1$) сверхтекучий ^{3}He-A обладает слабо зацепленными гидродинамическими модами типа первого и второго звуков, а также (продольной) спиновой волны со скоростями распространения $c_1 \gg c_S \gg c_2$. По мере приближения к переходу $A \to A_1$ начинает проявляться кинематическое смешивание спиновых и орбитальных степеней свободы (см. (6)), что приводит к любопытным динамическим следствиям. Как было показано в [3], в непосредственной окрестности перехода в A_1-фазу наступает сильное смешивание колебаний плотности и продольной намагниченности, имеющее место в режиме четвертого звука ($\mathrm{v}_n \equiv 0$). С другой стороны, если движение нормальной компоненты не блокировано, то из (4), (5) и (6) легко получить систему линеаризованных уравнений, описывающих колебания ρ, σ и $\xi = M/M_S$:

$$\begin{aligned} &\ddot{\rho} - (\partial P/\partial\rho)\nabla^2\rho - (\partial P/\partial\sigma)\nabla^2\sigma - (\partial P/\partial\xi)\nabla^2\xi = 0, \\ &\ddot{\sigma} - (\rho_S/\rho_n)\sigma^2\nabla^2 T - (\rho_S/\rho_n)\sigma(\xi - a)(M_S/\rho)\nabla^2\omega = 0, \\ &\ddot{\xi} - (\rho_S/\rho_n)[(\xi - a)^2 + (1 - a^2)(\rho_n/\rho)](M_S/\rho)\nabla^2\omega - (\rho_S/\rho_n)\sigma(\xi - a)\nabla^2 T = 0. \end{aligned} \tag{7}$$

В пренебрежении термическим расширением и магнитострикцией колебания энтропии и продольной намагниченности не зацепляются за колебания плотности и, положив $\rho = \mathrm{const}$, мы приходим к замкнутой системе уравнений для σ и ξ:

$$\ddot{\sigma} - u_2^2 \nabla^2\sigma - \sigma(\xi - a)^{-1}[u_S^2 - (1 - a^2)(\rho_S/\rho)(M_S/\rho)(\partial\omega/\partial\xi)]\nabla^2\xi = 0,$$
$$\ddot{\xi} - u_S^2 \nabla^2\xi - (\xi - a)\sigma^{-1}[u_2^2 + (1 - a^2)(\rho_S/\rho)\sigma/(\xi - a)(\partial T/\partial\xi)]\nabla^2\sigma = 0, \tag{8}$$

где

$$u_2^2(a) = (\rho_S/\rho_n)[\sigma^2(\partial T/\partial\sigma) + \sigma(\xi - a)(\partial T/\partial\xi)],$$
$$u_S^2(a) = (\rho_S/\rho_n)\{[(\xi - a)^2 + (1 - a^2)(\rho_n/\rho)](M_S/\rho)(\partial\omega/\partial\xi) + \sigma(\xi - a)(\partial T/\partial\xi)\}. \tag{9}$$

Система уравнений (8) описывает две гидродинамические моды расщепленной A-фазы жидкого ^3He, квадраты скоростей распространения которых даются формулой

$$c_\pm^2(a) = \tfrac{1}{2}\{u^2(a) \pm [u^4(a) - 4(1 - a^2)v^4]^{1/2}\}, \tag{10}$$

где

$$u^2(a) = u_S^2(a) + u_2^2(a),$$

$$v^4 = (\rho_S/\rho)(\rho_S/\rho_n)\sigma^2[(M_S/\rho)(\partial\omega/\partial\xi)(\partial T/\partial\sigma) - (\partial T/\partial\xi)^2].$$

Вдали от A_1-фазы ($|a| << 1$) имеет место лишь слабое зацепление колебаний энтропии и продольной намагниченности (заметим, что $M << M_S$). По мере приближения к температуре перехода в A_1-фазу $a^2 \to 1$, причем волна продольной намагниченности вовлекает в интенсивное колебательное движение энтропию и температуру, диктуя им высокую скорость распространения. В самой A_1-фазе высокочастотная ветвь смыкается с гибридной колебательной модой, рассмотренной недавно в [4]. Частота же нижней ветви обращается в нуль вместе с $(1 - a^2)$.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
2 апреля 1980 г.

Литература

[1] H.Pleiner. J. Phys., C10, 2337, 1977.

[2] И.М.Халатников. Теория сверхтекучести. М., изд. Наука, 1971.

[3] А.Д.Гонгадзе, Г.Е.Гургенишвили, Г.А.Харадзе. ЖЭТФ, 75, 1504, 1978.

[4] M.Liu. Phys. Rev. Lett., 43, 1740, 1979.