

ОРИЕНТИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИРЕКТРИСУ СВЕРХТЕКУЧЕЙ В-ФАЗЫ ЖИДКОГО He^3

А.Д.Гонгадзе, Г.Е.Гургенишвили, Г.А.Хсрадзе

Показано, что при совокупном действии электрического и магнитного полей равновесная ориентация директрисы В-фазы сверхтекучего He^3 для напряженности $E > E_c$ должна отклоняться от направления \mathbf{H} , приводя к сдвигу частоты поперечного ЯМР.

Как известно, сверхтекучее состояние жидкого He^3 описывается векторным параметром порядка $\vec{d} = \Delta \mathbf{d}(\mathbf{n})$, причем различные сверхтекучие фазы отличаются друг от друга характером зависимости \mathbf{d} от положения на поверхности ферми-сферы (\mathbf{n} – нормаль к этой поверхности). В настоящее время общепринято сверхтекучую В-фазу отождествлять с состоянием Балиана – Вертхамера, для которого (в отсутствие внешнего магнитного поля) $\mathbf{d}(\mathbf{n}) = \hat{R}(\vec{\nu}, \theta) \mathbf{n}$, где $\hat{R}(\vec{\nu}, \theta)$ – операция поворота спиновых координат относительно орбитальных вокруг оси $\vec{\nu}$ на угол θ .

Без учета дипольных связей \mathcal{H}_{MD} между ядерными магнитными моментами He^3 ориентация директрисы $\vec{\nu}$ и величина угла θ остаются произвольными. Однако, в силу спонтанного нарушения спин-орбитальной симметрии при триплетном куперовском спаривании [1], в сверхтекучем состоянии

$$\langle \mathcal{H}_{MD} \rangle = g_D \int \{ 3 | \mathbf{nd}(\mathbf{n}) |^2 - | \mathbf{d}(\mathbf{n}) |^2 \} d\mathbf{n} / 4\pi$$

и магнитно-дипольные силы приводят к фиксации равновесного значения $\theta = \theta_0 \arccos(-1/4)$, причем в отсутствии внешнего магнитного поля ориентация $\vec{\nu}$ все еще произвольна.

При наличии магнитного поля, в результате преимущественного разрушения куперовских пар с антипараллельными спинами, В-фаза приобретает анизотропные свойства, характеризуемые параметром анизотро-

при $\delta(H) = (\Delta_{\perp} - \Delta_{\parallel}) / \Delta_{\perp}$. В этом случае B -фазу следует описывать вектором $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ с компонентами

$$d_{\mu}(\mathbf{n}) \sim (R_{\mu i} - \delta(H)R_{zi} \delta_{\mu z}) n_i, \quad \hat{\mathbf{z}} \parallel \mathbf{H}, \quad (1)$$

причем в магнитно-дипольной части свободной энергии появляется слагаемое, зависящее от ориентации директрисы $\vec{\nu}$ относительно направления \mathbf{H} [2]. Полагая, что $\delta \ll 1$ (в этом случае равновесное значение θ практически то же, что и в отсутствие поля), имеем:

$$\Delta F_{MD}(\vec{\nu}, \theta_0) = -g_D \delta(H) (\vec{\nu} \mathbf{h})^2, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/H. \quad (2)$$

Ввиду того, что в равновесии $\vec{\nu} \parallel \mathbf{H}$, сдвиг частоты поперечного ЯМР отсутствует [3]. Как будет видно из дальнейшего, при включении достаточно сильного электрического поля ситуация может измениться. В работе [4] было указано, что индуцированные внешним полем \mathbf{E} электрические дипольные моменты атомов He^3 ($= aE$), благодаря диполь-дипольному взаимодействию между собой, вносят вклад в энергию сверхтекучих фаз, причем

$$\langle \mathcal{H}_{ED} \rangle = -\epsilon^2 g_D \int \{ 3 |n_e|^2 |d(\mathbf{n})|^2 - |d(\mathbf{n})|^2 \} d\mathbf{n} / 4\pi, \quad (3)$$

где $\epsilon = 2aE/\mu$, $a_e = E/E$ (μ — магнитный момент ядра He^3). Подставляя $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ из (1) в (3), получаем, что

$$\Delta F_{ED}(\vec{\nu}, \theta_0) = \frac{1}{20} \epsilon^2 g_D \delta(H) [(eh) - 5(\vec{\nu} \mathbf{h})(\vec{\nu} \mathbf{e}) - \sqrt{15}(\vec{\nu}[\mathbf{h} \mathbf{e}])]^2.$$

Объединяя это выражение с (2), мы приходим к той части свободной энергии B -фазы, которая зависит от ориентации директрисы $\vec{\nu}$:

$$\begin{aligned} \Delta F(\vec{\nu}, \theta_0) = & -g_D \delta(H) \{ (\vec{\nu} \mathbf{h})^2 - \frac{1}{4} \epsilon^2 \left[5(\vec{\nu} \mathbf{h})^2 (\vec{\nu} \mathbf{e})^2 + 3(\vec{\nu}[\mathbf{h} \mathbf{e}])^2 + \right. \\ & \left. + 2\sqrt{15}(\vec{\nu} \mathbf{h})(\vec{\nu} \mathbf{e})(\vec{\nu}[\mathbf{h} \mathbf{e}]) - 2(eh)(\vec{\nu} \mathbf{h})(\vec{\nu} \mathbf{e}) - 2\sqrt{3/5}(eh)(\vec{\nu}[\mathbf{h} \mathbf{e}]) \right] \}. \end{aligned} \quad (4)$$

Разумеется, и в отсутствие магнитного поля, электрическое поле оказывает воздействие на ориентацию $\vec{\nu}$. Действительно, магнитно-дипольное взаимодействие меняет $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ и в результате этого в ΔF_{ED} появляется слагаемое, зависящее от ориентации $\vec{\nu}$ и \mathbf{E} . Однако, в магнитных полях, превышающих характерную величину ~ 50 тс, этим слагаемым можно пренебречь по сравнению с (4).

Рассмотрим, сперва, случай с $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$. Вводя угол ϕ между $\vec{\nu}$ и \mathbf{H} , из (4) мы находим, что

$$\Delta F_{\parallel}(\phi) = -g_D \delta(H) \left[1 + \frac{1}{4} \epsilon^2 (2 - 5 \cos^2 \phi) \right] \cos^2 \phi.$$

Нетрудно убедиться, что при $\epsilon < 1/\sqrt{2}$ минимуму свободной энергии соответствует $\phi = 0$, т. е. в равновесии $\vec{\nu} \parallel \mathbf{H}$, как и в отсутствии электрического поля. Однако в области достаточно сильных электрических полей, когда $\epsilon > 1/\sqrt{2}$, равновесная ориентация директрисы $\vec{\nu}$ отклоняется от \mathbf{H} на угол $\phi_0(E)$, причем

$$\sin^2 \phi_0 = \frac{4}{5} \left(1 - E_c^2/E^2 \right), \quad E > E_c = \mu/\sqrt{8}\alpha. \quad (5)$$

В этой области должен появиться сдвиг частоты поперечного ЯМР пропорциональный $\sin^2 \phi_0$ и возрастающий с ростом напряженности электрического поля по закону (5). В области же $E < E_c$ сдвиг частоты должен отсутствовать. Таким образом, наше рассмотрение указывает на существование пороговой напряженности $E_c \approx 10^4$ в/см, выше которой начинается отрыв равновесной ориентации $\vec{\nu}$ от направления \mathbf{H} (напомним, что речь идет о случае с $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$).

Анализ выражения (4) показывает, что при $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ равновесное направление $\vec{\nu} \parallel \mathbf{H}$ для любых значений напряженности электрического поля.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1976 г.

Литература

- [1] A.Leggett. Rev. Mod. Phys., 47, 331, 1975.
- [2] S.Engelsberg, W.Brinkman, P.Anderson. Phys. Rev., A9, 2592, 1974.
- [3] A.Leggett. Ann. of Phys., 85, 11, 1974.
- [4] J.Delrieu. J. de Physique Lett., 35, 189, 1974; Erratum, ibid., 36, 22, 1975.