

## МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ТОНКИХ СЛОЯХ СВЕРХТЕКУЧЕГО $^3\text{He-B}$

Ю.А.Косевич

Показано, что в тонких слоях (пленках) сверхтекучего  $^3\text{He-B}$  появляется зависящий от толщины слоя сдвиг частоты поперечного магнитного резонанса, обусловленный поверхностным дипольным взаимодействием. Исследованы особенности спектров спиновых волн в тонких слоях  $^3\text{He-B}$ . Обсуждается возможность экспериментального определения констант поверхностного дипольного взаимодействия.

Дипольное взаимодействие ядерных спинов приводит к сдвигу частоты однородного магнитного резонанса сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$ . В анизотропной  $A$ -фазе за счет этого взаимодействия возникает как продольный резонанс, так и сдвиг (относительно ларморовской) частоты поперечного резонанса. В изотропной  $B$ -фазе для малых колебаний спина дипольное взаимодействие определяет частоту продольного резонанса  $\Omega_D$ , но не смещает частоту поперечного. Твердые стенки (или свободная поверхность), ограничивающие сверхтекучий  $^3\text{He}$ , оказывают ориентирующее воздействие на распределение параметра порядка вблизи них. В случае  $B$ -фазы это приводит к возникновению наведенной анизотропии — появляется выделенное направление нормали к стенке. Взаимодействие параметра порядка со стенкой можно описать введением дополнительной поверхностной дипольной энергии  $^{2,3}$ , которая, очевидно, должна влиять и на ЯМР в такой системе. В работе рассчитаны спектры спиновых волн в слое  $^3\text{He-B}$  произвольной толщины (по отношению ко всем характерным длинам) с учетом объемной и поверхностной дипольной энергии. Показано, в частности, что в спектрах малых поперечных спиновых колебаний в достаточно тонких слоях  $^3\text{He-B}$  появляется зависящая от толщины слоя щель, обусловленная поверхностным дипольным взаимодействием. Наличие такой щели в спектрах спиновых волн (сдвига частоты однородного поперечного резонанса в нормальном к слою внешнем магнитном поле) есть следствие эффективной анизотропии  $^3\text{He-B}$ , возникающей в тонких слоях (пленках). Это явление тесно связано с возможным существованием особого анизотропного упорядочения, близкого к упорядочению в  $A$ -фазе, поверхностных слоев  $^3\text{He-B}$   $^{4,5}$ .

Рассмотрим слой  $^3\text{He-B}$  толщиной  $h$ , ограниченный двумя одинаковыми твердыми стенками. В отсутствие внешнего магнитного поля (или в случае поля, направленного по нормали к плоскости слоя) равновесной будет однородная текстура, в которой вектор  $\mathbf{n}$  оси поворота (на угол  $\arccos(-1/4)$ ) спинового пространства относительно орбитального, направлен по нормали к границе (ось  $Z$ ). При однородном равновесном распределении вектора  $\mathbf{n}$  линейную спиновую динамику  $B$ -фазу удобно описывать трехмерным вектором  $\varphi_i$  малых углов поворота: компоненты  $\varphi_x, \varphi_y$  описывают направление единичного вектора  $\mathbf{n}$ , а компонента  $\varphi_z$  описывает поворот вокруг этого вектора  $^6$ . В этих переменных лагранжиан системы в гармоническом приближении, с учетом объемной и поверхностной дипольной энергии, можно записать в виде  $^{1,7,8}$ :

$$L = \int \frac{\chi}{2\gamma^2} \left\{ \left( \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} \right)^2 - c_l^2 \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_k} \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_k} - \frac{1}{2} (c_e^2 - c_l^2) \left( \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_k} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i} + \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_k} \right) - \Omega_D^2 \varphi_z^2 \right\} dV - \int \frac{\chi}{2} \Omega_s^2 (\varphi_x^2 + \varphi_y^2) dS, \quad (1)$$

где  $\chi$  — восприимчивость  $^3\text{He-B}$ ,  $\gamma$  — ядерное гиромагнитное отношение,  $c_e, c_l = \sqrt{2}c_0$  — скорости продольных и поперечных спиновых волн, константа  $\Omega_s^2$  описывает (в рассматриваемом приближении) поверхностное дипольное взаимодействие. Варьируя (1), получаем

уравнения объемных спиновых колебаний с учетом дипольного взаимодействия и граничные условия сохранения спинового тока через границы с учетом поверхностного дипольного взаимодействия. Общее решение для спиновой волны в слое может быть получено в виде суперпозиции решений объемных уравнений вида  $\varphi_j \propto \exp(ikx - i\omega t \pm ik_j z)$ , где  $\omega, k$  – частота и волновое число спиновой волны,  $\kappa_j (j = 1, 2, 3)$  – собственные значения характеристического уравнения объемных колебаний. С учетом эквивалентности границ слоя и вида объемных уравнений спиновых колебаний, общее решение распадается на три волны. Одна из них поляризована (для вектора  $\vec{\varphi}$ ) в плоскости слоя перпендикулярно волновому вектору, дисперсионное уравнение для нее имеет вид

$$\operatorname{tg} \kappa_3 h = 2\Omega_s^2 c_t^2 \kappa_3 / (c_t^4 \kappa_3^2 - \Omega_s^4), \quad \kappa_3 = (\omega^2 / c_t^2 - k^2)^{1/2}.$$

Две другие волны ("симметричная" и "антисимметричная") поляризованы в ортогональной плоскости, их дисперсионные уравнения имеют более громоздкий вид, который мы не выписываем. Направление колебаний намагниченности в спиновой волне может быть получено из направления колебаний вектора орбитального пространства  $\vec{\varphi}$  поворотом на угол  $\arcs \cos(-1/4)$  вокруг  $n$ . Распределение (по глубине слоя) вектора малых поворотов  $\vec{\varphi}$  в рассматриваемых спиновых волнах аналогично распределению вектора смещения  $u$  в волнах Лэмба в упругом слое.

Обусловленная поверхностным дипольным взаимодействием щель в спектрах поперечных спиновых колебаний возникает в слоях толщиной  $h \ll h_0$ , где  $h_0 \sim c_t^2 / \Omega_s^2$ . Поскольку  $\Omega_s^2 \sim \Omega_D^2 \xi_0^{-2, 3}$ , то характерная толщина  $h_0 \sim \xi_D^2 / \xi_0 \gg \xi_D$  ( $\xi_0, \xi_D$  – корреляционная и дипольная длины). Так, в случае  $kh \ll 1$ ,  $h \ll h_0$  спектры  $\omega(k)$  наиболее низколежащих продольной и двух поперечных спиновых волн в слое имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_e^2 &= \Omega_D^2 + \frac{15}{8} c_e^2 k^2, \\ \omega_{t1}^2 &= \frac{2\Omega_s^2}{h} + \frac{3}{8} c_t^2 k^2, \quad \omega_{t2}^2 = \frac{2\Omega_s^2}{h} + c_t^2 k^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что отсутствие в спектрах поперечных спиновых волн в тонких слоях  ${}^3\text{He-B}$  при  $kh \ll 1$  ветви с квадратичным законом дисперсии<sup>8</sup> есть прямое следствие асимметрии тензора плотности спиновых токов (в отличие от симметрии тензора упругих напряжений в твердых телах). Как видно из (2), щель в спектрах поперечных спиновых колебаний  $\omega_{t1,2}(0) = \Omega_s(2/h)^{1/2}$  при  $h \gg \xi_0$  мала (так, при  $h \sim 1$  мкм  $\omega_t(0) \sim 0,1 \Omega_D$ ), но с уменьшением толщины слоя растет и при  $h \sim \xi_0$  становится одного порядка с  $\Omega_D$ , т. е.  ${}^3\text{He-B}$  в слое (пленке) такой малой толщины в эксперименте по ЯМР неотличим от  $A$ -фазы. При наличии внешнего магнитного поля  $H$ , направленного по нормали к плоскости слоя, частоты однородного поперечного резонанса расщепляются и имеют вид

$$\omega_{t1,2}(0) = \pm \frac{1}{2} \gamma H + \left[ \left( \frac{1}{2} \gamma H \right)^2 + \frac{2\Omega_s^2}{h} \right]^{1/2}.$$

Таким образом, по измерениям сдвига частоты поперечного резонанса в тонких слоях  ${}^3\text{He-B}$  и его зависимости от толщины можно экспериментально определить величину константы поверхностного дипольного взаимодействия. Для усиления сигнала индукции от тонкого слоя гелия можно использовать сэндвич-структуру (слой гелия – твердый слой – слой гелия и т. д.)<sup>1)</sup>

В более толстых слоях  ${}^3\text{He-B}$  ( $h \gg h_0$ ) щели в спектрах спиновых волн (при  $kh \ll 1$ ) определяются не дипольным взаимодействием, а размерным квантованием:  $\omega_{e,t}(0) \sim \pi c_{e,t} / h$ . Спиновые волны в слое произвольной толщины исследованы также и в коротковолновом

1) На возможность такой постановки эксперимента обратил мое внимание И.А.Фомин.

пределе  $kh \gg 1$  — поверхностные спиновые волны. В слое произвольной (но конечной) толщины точка окончания <sup>8</sup> спектра спиновых волн отсутствует — вещественное решение для частоты спиновой волны существует при любом значении  $k$ . В области длин волн  $k^{-1} \ll (h\xi_D)^{1/2}$ ,  $\xi_D \ll k^{-1} \ll \xi_D(\xi_D/\xi_0)^{1/2}$  поверхностные спиновые волны обладают особенностями: они глубокопроникающие (обратная глубина проникновения  $\kappa_e \sim k^2\xi_D \ll k$ ), их поляризация и скорость очень близки к соответствующим параметрам объемной продольной спиновой волны ( $\omega = c_e k$ ), распространяющейся в том же направлении. В рассматриваемом интервале длин волн эти особенности целиком обусловлены сильной анизотропией фазовых скоростей объемных спиновых волн, вызванной дипольным взаимодействием при  $k\xi_D \ll 1$ . Отмеченное обстоятельство независимо подтверждает установленный критерий существования глубокопроникающих поверхностных упругих волн в сильно анизотропных кристаллах <sup>9</sup> и позволяет распространить этот критерий на поверхностные волны не акустической природы.

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву, С.Е.Коршунову, И.А.Фомину за полезные обсуждения.

#### Литература

1. *Leggeti A.J.* Rev. Mod. Phys., 1975, **47**, 331.
2. *Brinkman W.F., Smith H., Osheroff D.D., Blount E.I.* Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 634.
3. *Fomin I., Vuorio M.* J. Low Temp. Phys., 1975, **21**, 271.
4. *Wheatly J.C.* Rev. Mod. Phys., 1975, **47**, 415.
5. *Thuneberg E.V.* Phys. Rev., 1986, **B33**, 5124.
6. *Brinkman W.F., Smith H.* Phys. Rev., 1974, **A10**, 2325.
7. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* УФН, 1980, **130**, 39.
8. *Коршунов С.Е.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 1786.
9. *Косевич Ю.А., Сыркин Е.С.* ЖЭТФ, 1985, **89**, 2221.