

## ТЕКСТУРА СВЕРХТЕКУЧЕГО $^3\text{He-B}$ , ВРАЩАЮЩЕГОСЯ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.М. Буньков <sup>1)</sup>, М. Крузиус <sup>2)</sup>, П.Ю. Хаконен <sup>2)</sup>

Исследован спектр ЯМР сверхтекучего  $^3\text{He-B}$ , вращающегося в магнитном поле, наклоненном под углом  $25^\circ$  к оси вращения. Обнаружен сдвиг частоты ЯМР, зависящий от скорости вращения, соответствующий воздействию сингулярных вихрей на текстуру  $^3\text{He-B}$ .

В первых экспериментах по ЯМР вращающегося сверхтекучего  $^3\text{He-B}$  <sup>1</sup> было обнаружено сильное влияние вращения на форму сигнала ЯМР и, следовательно, на текстуру вектора  $\mathbf{n}$  параметра порядка. Сигнал ЯМР состоял из эквидистантных пиков, расстояние между которыми увеличивалось при вращении образца. В дальнейшем было показано <sup>2,3</sup>, что в центральной области „конически расширяющейся” текстуры, реализующейся в аксиальном поле, <sup>4</sup> образуется потенциальная яма, в которой возбуждаются моды стоячих спиновых волн. При вращении в  $^3\text{He-B}$  образуются сингулярные вихревые линии, воздействие которых меняет параметры потенциальной ямы, что приводит к изменению спектра стоячих спиновых волн. К сожалению, из этого эксперимента не удастся непосредственно получить энергию, связанную с ориентирующим воздействием на параметр порядка. Для количественного исследования этого воздействия был предложен эксперимент по наблюдению сдвига основной линии ЯМР при вращении  $^3\text{He-B}$  в наклонном поле <sup>5</sup>, осуществлению которого посвящена эта статья.

Если рассматривать только объемные члены свободной энергии, ориентирующие вектор  $\mathbf{n}$ , магнитную энергию  $F_{\text{H}} = -a (\mathbf{n} \mathbf{H})^2$  и энергию взаимодействия с вихрями вида  $F_{\nu} = \frac{2}{5} a \lambda (\Omega_i R_{ik} \mathbf{H}_k)^2$ , предложенную в работе <sup>6</sup>, минимизация  $F_{\text{H}} + F_{\nu}$  дает решение,

в котором  $\mathbf{n}$  отклонено от  $\mathbf{H}$  на угол  $\beta$ , такой, что

$$1/\lambda = u \cos 2\mu + (u^2 - 1/2) (1 - u^2)^{-1/2} \sin 2\mu; \quad u = 1 - (5/4) \sin^2 \beta, \quad (1)$$

где  $\mu$  — угол между осью вращения  $\vec{\Omega}$  и  $\mathbf{H}$ . Таким образом, частота сигнала ЯМР при вращении должна сдвигаться на величину

$$\Delta\nu \cong \frac{(\nu^B/L)^2 \sin^2 \beta}{2\nu_0},$$

<sup>1)</sup> Институт физических проблем АН СССР.

<sup>2)</sup> Лаборатория низких температур Хельсинского технического университета.

где  $\nu_L^B$  — левитовская частота продольного ЯМР в  $^3\text{He-B}$ . При этом остается вопрос о влиянии на текстуру энергии взаимодействия п со стенками камеры, который мы рассмотрим, опираясь на полученные экспериментальные данные.

### Экспериментальные результаты

Исследования проводились в экспериментальной камере (см. <sup>1,4</sup>)  $\varnothing 5$  мм; длиной 30 мм при давлении 29,3 бар в магнитном поле 28,4 мТ, наклоненном относительно оси вращения на угол  $25,0^\circ$ , соответствующий максимальному сдвигу частоты ЯМР для ожидаемых величин  $\lambda$ . Точность измерений сдвига частоты  $\nu_t$  ЯМР гелия-3 в экспериментальной камере относительно Ларморовской  $\nu_0$  составляла  $\pm 25$  Гц. На рис.1 показаны величины сдвига частоты максимума сигнала поглощения ЯМР  $\nu_t$  от  $\nu_0$  при различных скоростях вращения, нормализованные на частоту продольного резонанса  $^3\text{He-B}$ , так что на графике отложена величина

$$\sin^2\beta \cong \frac{\nu_t^2 - \nu_0^2}{(\nu_L^B)^2} \cong 2\nu_0 \frac{\nu_t - \nu_0}{(\nu_L^B)^2} \quad (2)$$

Каждая кривая на рис.1 измерялась в течение одного цикла отогрева со скоростью 50 нК/с. Для получения равновесных условий, во избежание теплового гистерезиса, через каждые 10–20 минут криостат останавливался, а затем снова раскручивался с ускорением  $\sim 0,03$ – $0,04$  рад/с<sup>2</sup>.

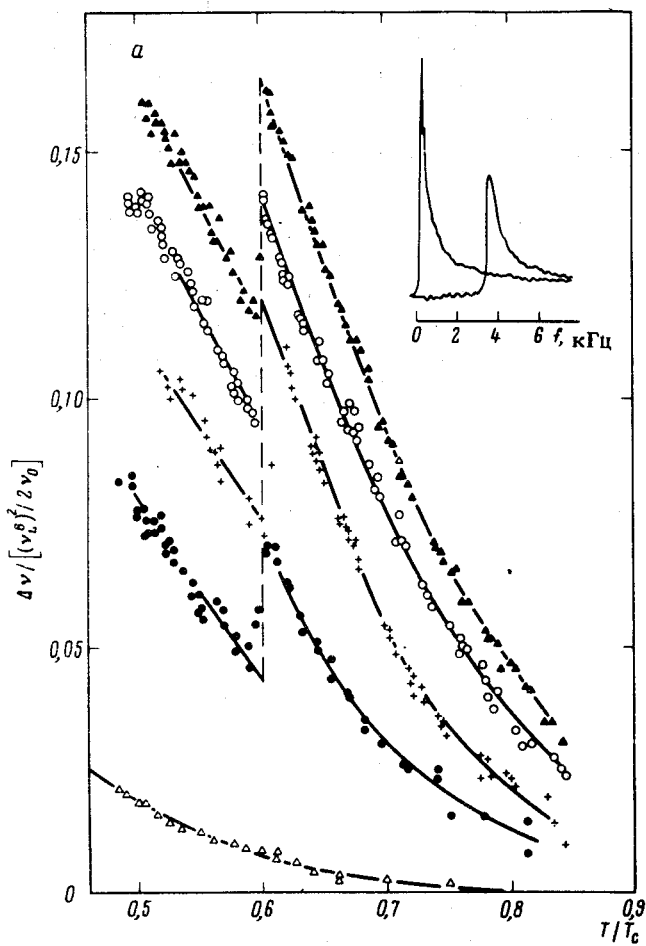


Рис.1. Сдвиг частоты ЯМР, нормализованный на частоту продольного резонанса в зависимости от температуры при скоростях вращения:  $\Delta$  —  $\Omega = 0$ ,  $\circ$  —  $\Omega = 0,85$  рад/с;  $+$  —  $\Omega = 1,15$  рад/с;  $\circ$  —  $\Omega = 1,4$  рад/с;  $\blacktriangle$  —  $\Omega = 1,70$  рад/с. Линии показывают основное поведение зависимостей. В верхнем углу показана форма сигнала поглощения ЯМР в зависимости от сдвига частоты относительно ларморовской. Представлен сигнал, полученный при  $\Omega = 0$  (большая амплитуда) и  $\Omega = 1,40$  рад/с (большой сдвиг частоты) при  $T/T_c = 0,63$

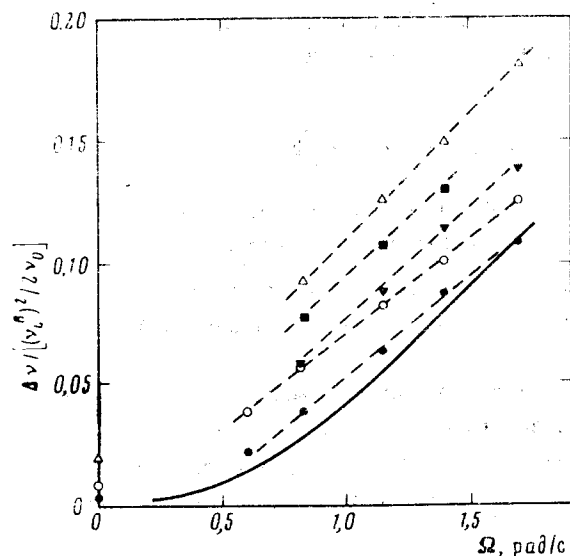


Рис. 2. Сдвиг частоты ЯМР, нормализованной на частоту продольного резонанса в зависимости от скорости вращения при различных температурах. Жирной линией проведена теоретическая зависимость для  $T = 0,7 T_c$  ( $\Delta - T = 0,5 T_c$ );  $\circ - T = 0,58 T_c$ ;  $\blacksquare - T = 0,62 T_c$ ;  $\nabla - T = 0,66 T_c$ ;  $\bullet - T = 0,70 T_c$ .

На рис. 2 показаны зависимости сдвига частоты ЯМР от скорости вращения при постоянной температуре. В этом случае каждая изотерма снималась в течение одного цикла охлаждения — отогрева. Криостат при этом раскручивался и останавливался от одного значения скорости до другого с теми же ускорениями, что и раньше. Зависимости сдвига частоты ЯМР от того, вращался ли до этого криостат медленнее или быстрее, замечено не было. Таким образом, данные, представленные на рис. 1 и рис. 2, получены в различных циклах охлаждения гелия-3.

Как видно из рис. 1, в условиях эксперимента наблюдался сдвиг частоты ЯМР даже в покоящемся криостате. Величина сдвига несколько менялась в различных циклах охлаждения, что, видимо, связано с изменениями в граничных условиях вектора  $n$  на поверхности камеры. В свою очередь, это приводило к разбросу величины сдвига частоты ЯМР при вращении, полученной в различных циклах охлаждения.

### Влияние граничных условий

В проведенных экспериментах было отчетливо зафиксировано две различные текстуры  $^3\text{He-B}$  в наклонном поле. В случае, если переход в  $B$ -фазу осуществлялся в аксиальном поле, а затем магнитное поле отклонялось до угла  $25^\circ$ , наблюдался характерный для конической расширяющейся текстуры сигнал стоячих спиновых волн как при вращении, так и в стационарном состоянии. Сдвиг основной линии поглощения ЯМР не наблюдался даже при скоростях  $1,7$  рад/с. В наклонном поле эта текстура вела себя как метастабильная. Для ее разрушения было необходимо раскручивание криостата с ускорением  $0,1$  рад/с<sup>2</sup>.

При охлаждении гелия-3 до  $B$ -фазы в магнитном поле, наклоненном под углом  $25^\circ$  к оси камеры, сигнал ЯМР при вращении существенно изменялся. Наблюдался сдвиг частоты ЯМР от ларморовской и пропадал сигнал стоячих спиновых волн. Более того, при возвращении магнитного поля к аксиальному направлению, сдвиг частоты ЯМР при вращении сохранялся.

Все представленные в статье экспериментальные результаты относятся к текстуре, в которой наблюдался сдвиг частоты ЯМР при вращении. Для ее стабильного получения нами применялась следующая процедура. При охлаждении, в районе температур  $\sim 0,65 T_c$  криостат раскручивался с ускорением  $0,1$  рад/с<sup>2</sup> до скорости  $1,4$  рад/с, а затем останавливался с тем же ускорением. Получаемую таким образом текстуру характеризовали следующие свойства сигнала ЯМР: относительно острый максимум сигнала поглощения при вращении; отсутствие сигнала стоячих спиновых волн на частотах, близких к ларморовской; в стационарном положении при  $T \sim 0,65 T_c$  наблюдается спектр стоячих спиновых волн, основной уровень которого сдвинут от ларморовской частоты на величину, показанную на рис. 1.

Наблюдаемое поведение текстуры сверхтекучего  $^3\text{He-B}$  в наклонном поле мы связываем с локализацией на поверхности камеры линейных сингулярностей, предсказанных в работе согласно которой, на поверхности камеры

$$\sin \beta = - (2/\sqrt{5}) \sqrt{1 \pm \sin \mu \cos \Phi}, \quad (3)$$

где  $\Phi$  — азимутальный угол. При  $\mu > 14,5^\circ$  обе ветви этого решения становятся разрывными, что должно привести к сингулярностям на поверхности камеры.

Как следует из работ <sup>2-4</sup>, в аксиальном магнитном поле граничное условие (3) без разрывов приводит к конически расширяющейся текстуре. При отклонении магнитного поля эта текстура остается метастабильной.

Напротив, если на поверхности образовались сингулярные линии и решение типа (3) стало разрывным, вектор  $\mathbf{n}$ , видимо, испытывает азимутальный наклон в противоположных направлениях у противоположных стенок камеры. В результате, текстура вектора  $\mathbf{n}$  в центре камеры больше не отвечает условиям свободного  $^3\text{He}$ . Поэтому при вращении в этом случае удается наблюдать сдвиг частот ЯМР.

Ориентирующее воздействие поверхности экспоненциально спадает в объеме  $^3\text{He}$ . При температуре  $T = 0,5 T_c$  величина глубины проникновения  $\xi_n$  достигает 1/4 от радиуса нашей камеры. В связи с этим при низких температурах становится существенным вклад в сдвиг частоты ЯМР поверхностной энергии, что хорошо видно по зависимости частоты ЯМР от температуры в покоем криостате. Однако при повышении температуры вклад поверхностной энергии резко уменьшается и при  $T \gtrsim 0,7 T_c$  мы имеем практически условия свободного  $^3\text{He}$  в центре камеры для данной текстуры.

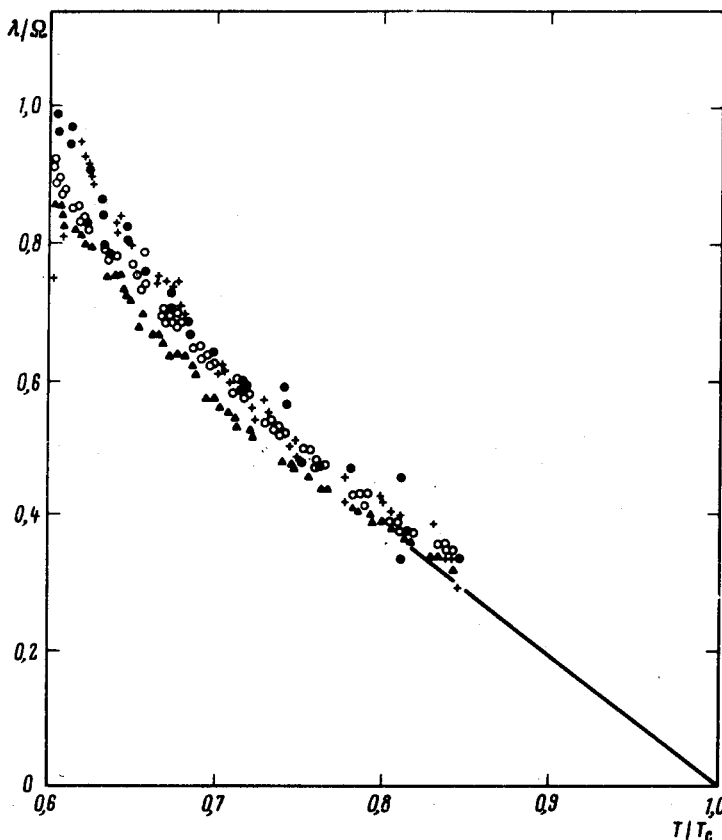


Рис.3. Зависимость параметра  $\lambda/\Omega$  от температуры, полученная пересчетом данных рис.1 по формуле (1). Прямая линия соответствует зависимости  $\lambda/\Omega = 2,0 (1 - T/T_c)$ :  $\triangle - \Omega = 1,7$  рад/с;  $\circ - \Omega = 1,4$  рад/с;  $+$  —  $\Omega = 1,15$  рад/с;  $\bullet - \Omega = 0,85$  рад/с)

Используя формулу (1), мы пересчитали данные по сдвигу частоты ЯМР при вращении (рис.1) на величину  $\lambda / \Omega$  (рис.3). В области высоких температур точки хорошо ложатся на зависимость  $\lambda / \Omega = 2,0 (1 - T/T_c)$ . Используя это значение для параметра  $\lambda$ , проведена теоретическая зависимость сдвига частоты от скорости вращения на рис.2 для температуры  $0,7 T_c$ . В области низких температур появляется систематическое отклонение экспериментальных точек  $\lambda / \Omega$  в область больших значений, что, видимо, связано с возрастающим влиянием не учтенных в формуле (1) поверхностных эффектов. Их влияние более заметно для малых скоростей вращения из-за соответственно меньшей плотности вихрей.

При температурах  $T > 0,6 T_c$  величина сдвига частоты ЯМР не зависит (в пределах точности экспериментов) от направления вращения криостата. Однако при  $T < 0,6 T_c$  была обнаружена сильная зависимость этой величины от направления вращения, что говорит о наличии орбитальных эффектов в  $^3\text{He-B}$ . В данной статье мы их не рассматриваем, так как требуется проведение дальнейших исследований полученного эффекта.

Таким образом, информация, полученная в экспериментах по вращению  $^3\text{He-B}$  в аксиальном и наклонном магнитных полях, показывает наличие в свободной энергии члена в виде  $(\Omega_i R_{ik} H_k)^2$ , который связывается с сингулярными вихревыми линиями. В экспериментальных условиях, представленных в данной статье, сверхтекучий  $^3\text{He-B}$  можно рассматривать как свободный, во всяком случае в области высоких температур, т.е. энергия взаимодействия вихревых линий с параметром порядка описывается в терминах энергии свободного  $\text{He}^3$ . Интерпретация результатов при более низких температурах осложняется фазовым переходом при  $T = 0,6 T_c$ . Мы надеемся, что дальнейшие исследования позволят понять причину этого эффекта.

Мы благодарны А.Д. Гонгадзе, М.Саломая и Г.Е.Воловику за обсуждения, стимулировавшие нашу деятельность, а также Х.Сенпале за помощь в проведении экспериментов.

#### Литература

1. Иккала О.Т., Воловик Г.Е., Хаконен П.Ж., Буньков Ю.М., Исландер С.Т., Харадзе Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 338.
2. Hakonen P.J., Volovik G.E., J. Phys. C.: Solid State, 1982, 15, L1277.
3. Jacobsen K.W., Smith H. J. Low Temp. Phys. (в печати).
4. Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T., Lounasmaa O.V., Volovik G.E. J. Low Temp. Phys. (в печати).
5. Воловик Г.Е., Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Саломая М.М., Харадзе Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 404.
6. Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А. ФНТ, 1981, 7, 821.