

ЯМР ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СВЕРХТЕКУЧЕМ  ${}^3\text{He} - V$ 

О.Т.Искала<sup>1)</sup>, Г.Е.Воловик<sup>2)</sup>, П.Ю.Хаконен<sup>1)</sup>,  
Ю.М.Буньков<sup>3)</sup>, С.Т.Исландер<sup>1)</sup>, Г.А.Харадзе<sup>4)</sup>

Исследовано влияние вращения на форму линии сигнала ЯМР  ${}^3\text{He} - V$ . Показано, что вращение образца изменяет частоты спутельных пиков, которые связаны с возбуждением стоячих спиновых волн. Высказано предположение о том, что наличие сингулярных вихрей в сверхтекучем  ${}^3\text{He} - V$  изменяет характеристики спиновых волн.

Для исследования гидродинамики вращения сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  в рамках советско-финского проекта РОТА в низкотемпературной лаборатории хельсинского технического университета создан вращающийся криостат ядерного размагничивания, в котором возможно изучение свойств сверхтекучего  ${}^3\text{He}$ <sup>1</sup>. При вращении сосуда со сверхтекучим гелием в нем должны возникать вихри. Одним из доступных методов обнаружения возникновения вихрей является наблюдение за изменением сигнала ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в  ${}^3\text{He}$ . В первых экспериментах по наблюдению ЯМР во вращающемся сверхтекучем  ${}^3\text{He} - A$  было обнаружено уширение линии ЯМР при вращении<sup>2</sup>. Целью настоящей работы было изучение влияния вращения на ЯМР в  $V$ -фазе сверхтекучего гелия-3.

Эксперименты проводились в камере, имевшей форму цилиндра диаметром 5 мм и длиной 30 мм. Вдоль оси камеры было приложено магнитное поле напряженностью 284 Э. Дополнительные корректирующие катушки позволили довести однородность магнитного поля до  $5 \cdot 10^{-5}$ , что соответствовало ширине линии ЯМР нормального  ${}^3\text{He}$  40 – 45 Гц. Экспериментальная камера была установлена вдоль оси вращения криостата со смещением оси камеры не более 1,5 мм. Частота вращения криостата изменялась в пределах  $0,3 \div 1,4$  рад/сек. Флуктуации частоты вращения были не более 2,5% за период.

Все эксперименты, описанные в данной статье, проведены в сверхтекучем  ${}^3\text{He} - V$  при давлении 29,3 бар. Измерения температуры осуществлялись с помощью платинового термометра<sup>3</sup>, откалиброванного по  $T_c$  – температуре перехода  $\text{He}^3$  в сверхтекучее состояние. Образец  ${}^3\text{He}$  охлаждался до температуры порядка 1,3 мК. Затем в процессе отогрева образца включалось и выключалось вращение криостата, с временными интервалами порядка нескольких минут. Одновременно с частотой один проход в минуту сканировалось внешнее магнитное поле и наблюдался сигнал поглощения поперечного ЯМР.

Непосредственно после охлаждения форма линии ЯМР, как правило, была нерегулярной. Однако после вращения со скоростями более  $0,2 \div 0,3$  рад/сек линия принимала регулярный характер (рис. 1), который затем сохранялся на протяжении всего эксперимента. Форма линии ЯМР качественно соответствовала конически расширяющейся текстуре (flare out)  $n$  – вектора<sup>4</sup> с максимумом сигнала на ларморовой частоте и с затягиванием сигнала в область больших частот. На фоне сигнала хорошо видны спутельные пики на приблизительно одинаковых расстояниях, обозначенных в дальнейшем  $\Delta\nu$ . Следуя за работой Ошерова<sup>5</sup>, мы связываем наблюдаемые спутельные пики с возбуждением стоячих спиновых волн.

Нам удалось измерить зависимость расстояний между спутельными пиками от температуры и частоты вращения. На рис. 2 показаны температурные зависимости величины  $\Delta\nu$  при вращении с частотой  $\Omega$  и в покоящемся криостате. Обращает на себя внимание как весьма сильная зависимость  $\Delta\nu$  от частоты вращения, так и скачок этой величины, наступающий

<sup>1)</sup> Низкотемпературная лаборатория Технического университета, Хельсинки.

<sup>2)</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР, Москва.

<sup>3)</sup> Институт физических проблем АН СССР, Москва.

<sup>4)</sup> Институт физики АН Груз. ССР, Тбилиси.

при температуре около  $0,6 T_c$ . Нами также были проведены эксперименты, в которых криостат вращался без остановок в течение всего цикла отогрева. В этих экспериментах скачок величины  $\Delta \nu$  был смазан.

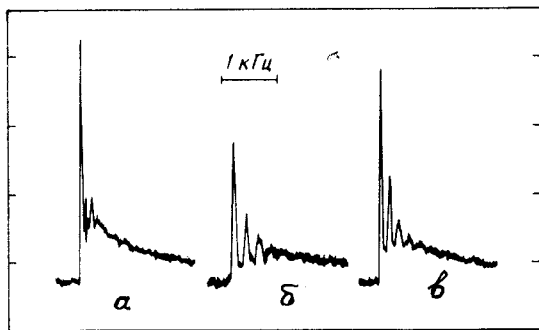


Рис. 1. Форма линии поглощения ЯМР  $^3\text{He}$  как функция частоты. Во всех трех случаях температура соответствовала  $T/T_c \approx 0,550$ . а – Нерегулярная форма линии сразу же после охлаждения до  $B$ -фазы. б – Типичная форма линии, соответствующая вращению со скоростью  $\Omega = 0,60$  рад/сек. в – Типичная форма линии в состоянии покоя

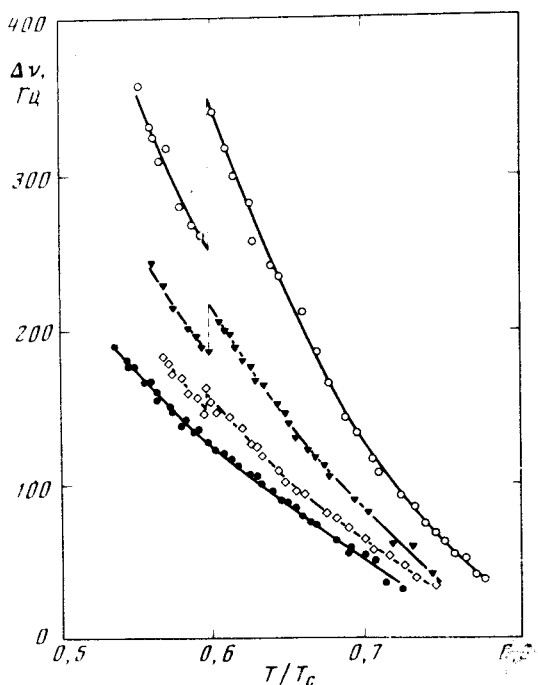


Рис. 2. Расщепление  $\Delta \nu$  как функция температуры. Сплошной и пунктирной линиями обозначена огибающая экспериментальных точек:  $\circ \Omega = 1,33$  рад/сек,  $\nabla \Omega = 0,70$  рад/сек,  $\diamond \Omega = 0,41$  рад/сек,  $\bullet$  – в состоянии покоя

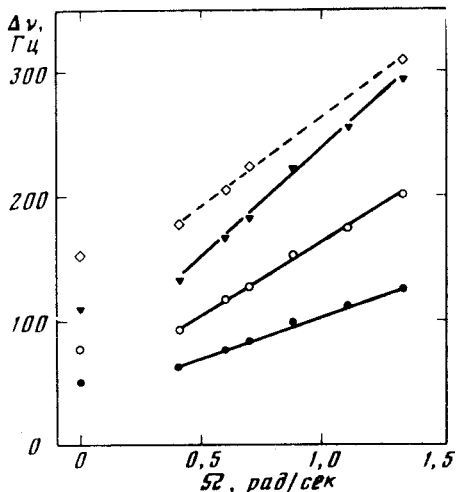


Рис. 3. Зависимость расщепления  $\Delta \nu$  от угловой скорости вращения. При скоростях  $0 < \Omega \lesssim 0,3$  рад/сек измерения носят невоспроизводимый характер:  $\diamond - T/T_c = 0,57$ ,  $\nabla - T/T_c = 0,62$ ,  $\circ - T/T_c = 0,66$ ,  $\bullet - T/T_c = 0,70$

На рис. 3 показаны зависимости расстояний между спутными пиками от скорости вращения криостата. Согласно этим данным,  $\Delta \nu$  линейно зависит от  $\Omega$  при  $\Omega > 0,2 \div 0,3$  рад/сек. Различие данных для  $T > 0,6 T_c$  и  $T < 0,6 T_c$  заключается в резком изменении наклона кривых  $\Delta \nu(\Omega)$ .

В связи с этим можно предположить, что скорость вращения  $\sim 0,2 \div 0,3$  рад/сек (соответствующая линейной скорости стенок камеры  $0,5 \div 0,8$  мм/сек) является критической скоростью вращения сверхтекучей компоненты  $^3\text{He} - B$  в условиях экспериментов.

После начала вращения в течение  $1 \div 2$  минут наблюдается переходный процесс, во время которого форма линии ЯМР резко изменяется. Этот эффект возникает при скоростях вращения более  $0,2 - 0,3$  рад/сек. Согласно нашим предварительным данным, изменение формы линии можно объяснить отклонением вектора  $\mathbf{n}$  от равновесного положения  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$  на угол  $\phi \sim 50^\circ$  с возвращением затем к равновесному положению.

Мы полагаем, что сразу после включения вращения, в результате полного увлечения нормальной компоненты, на некоторое время устанавливается неравновесное безвихревое состояние с твердотельным распределением сверхтекучей скорости:  $\mathbf{v}_s = \Omega r$  относительно сосуда. Из <sup>6</sup> следует, что сверхтекучий поток с  $v_s > v_c \approx 1$  мм/сек оказывает ориентирующее действие на ось анизотропии  $\mathbf{n}$ , способное конкурировать с ориентирующим влиянием внешнего магнитного поля. По этой причине на расстояниях от оси вращения, превышающих  $r_c = v_c/\Omega$ , следует ожидать заметного отклонения распределения поля  $\mathbf{n}$  от исходной конфигурации в неподвижном сосуде. (Поскольку для описанных экспериментальных условий  $r_c < R$ , наблюдаемая на начальной стадии вращения существенная перестройка спектра ЯМР может быть объяснена наличием упомянутых неравновесных сверхтекучих потоков).

Восстановление первоначального характера структуры спектра ЯМР свидетельствует об образовании равновесной вихревой структуры. Это состояние характеризуется твердотельным (в среднем) вращением сверхтекучей компоненты в лабораторной системе координат и поэтому во вращающейся вместе с сосудом системе имеются лишь относительно слабые сверхтекучие потоки, которые не могут заметно влиять на ориентацию  $\mathbf{n}$  при рассматриваемых скоростях вращения <sup>7</sup>.

Регулярные, зависящие от скорости вращения, изменения собственных частот стоячих спиновых волн связаны не с этими потоками, а с сильным влиянием на распределение поля  $\mathbf{n}$  в сосуде со стороны жестких ко́ров вихрей, имеющих радиус порядка длины когерентности  $\xi$ . Об этом свидетельствует наличие перехода, происходящего только при вращении и всегда при одной и той же температуре. Такое возможно, если переход связан не со структурной перестройкой в системе вихрей (температура такого перехода должна зависеть от плотности вихрей), а с индивидуальными свойствами вихря, т. е. со структурной перестройкой внутри ко́ра вихря.

Данные эксперимента говорят в пользу сложной структуры ко́ра вихря в  $B$ -фазе и о дальнедействующем влиянии такого ко́ра на распределение поля  $\mathbf{n}$  в сосуде. Эти два обстоятельства тесно связаны между собой. Сложная структура ко́ра означает, что изменение в нем параметра порядка  $A_{ik}$  не имеет простого вида  $A_{ik} = C(r)R_{ik} \exp(i\Phi)$ , где  $C(r)$  обращается в нуль на оси вихря ( $r \rightarrow 0$ ). В общем случае по-видимому, выгоднее, чтобы  $A_{ik}$  вообще не обращался в нуль. При этом внутри ко́ра изменениям подвергается и спиновая структура параметра порядка, в результате чего кор вихря является источником деформации для матрицы  $R_{ik}$ , в том числе и вектора  $\mathbf{n}$ . Эти деформации поля  $\mathbf{n}$  могут искажать текстуру на расстояниях вплоть до магнитной длины  $R_H$ . Эффективные искажения текстуры пропорциональны плотности вихрей, что и приводит к зависимости от скорости вращения расстояния между спутанными пиками в сигнале ЯМР <sup>3</sup>He  $\rightarrow B$ .

#### Литература

1. Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T., Markkula T.K., Roubeau P., Saloheimo K.M., Garibashvili D.I., Tsakadze J.S. Physica 1981, 107B, 584.
2. Hakonen P. J., Ikkala O. T., Islander S. T., Lounasmaa O. V., Markkula T. K., Roubeau P., Saloheimo K. M., Volovik G. E., Andronikashvili E. L., Garibashvili D. I., Tsakadze J. S. Направлено в Phys. Rev. Lett.
3. PLM-3, Instruments for Technology, Helsinki, Finland.
4. Smith H., Brinkman W.F., Engelsberg S. Phys., Rev., B, 1977, 15, 1, 199.
5. Osheroff D.D. В книге "Quantum Fluids and Solids" Plenum Press New-York - London, 1977, p. 161. Русский перевод "Квантовые жидкости и кристаллы", М.: Мир, 1979 г., стр. 164; Osheroff D.D. Physica, 1977, 90B, 20.

6. *Brinkman W., Cross M. Progr. Low Temp. Phys., 1978, VII, 107.*

7. *Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А. ФНТ, 1981, 7, 821.*

Проект РОТА

Хельсинки – Москва – Тбилиси

Поступила в редакцию

18 марта 1982 г.

---