

НАБЛЮДЕНИЕ ДРОБНЫХ ГАРМОНИК В СИГНАЛЕ ЯМР В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^3He -В

В.В.Дмитриев, И.В.Косарев, Д.В.Понарин
Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 1998 г.

Методами непрерывного ЯМР проведены исследования необычных состояний спиновой прецессии ^3He -В, в которых величина намагниченности равна половине от равновесной. В двух таких состояниях были обнаружены сигналы на частотах, равных $1/2$ и $3/2$ от частоты прецессии намагниченности. Наличие таких сигналов связано с тем, что параметр порядка сверхтекучего ^3He в данных состояниях прецессирует с частотой, равной половине частоты прецессии намагниченности.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

Спиновая динамика сверхтекучего ^3He определяется уравнениями Леггетта, описывающими движения намагниченности \mathbf{M} и параметра порядка [1]:

$$\dot{\mathbf{M}} = g\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{d}} = \mathbf{d} \times g(\mathbf{H} - \mathbf{M}/\chi), \quad (2)$$

где $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{k})$ – параметр порядка в векторном представлении, \mathbf{k} – единичный вектор в орбитальном пространстве, χ – восприимчивость, g – гиромангнитное отношение, \mathbf{H} – полное внешнее магнитное поле и \mathbf{R}_D – дипольный момент. В В-фазе сверхтекучего ^3He , о которой дальше пойдет речь, $\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{R}}\mathbf{k}$, $\hat{\mathbf{R}}$ – матрица поворота спинового пространства, которую можно параметризовать углами Эйлера или углом поворота Θ вокруг некоторой оси \mathbf{n} . Дипольный момент возникает из-за энергии F_D , связанной с диполь-дипольным взаимодействием ядер ^3He и зависящей от взаимной ориентации спинового и орбитального пространств:

$$F_D = \frac{2}{15}\chi \left(\frac{\Omega_B}{g}\right)^2 \left(\text{Tr}\hat{\mathbf{R}} - \frac{1}{2}\right)^2, \quad (3)$$

где Ω_B – частота продольного ЯМР, характеризующая силу диполь-дипольного взаимодействия. Дипольная энергия определяет устойчивые спин-орбитальные конфигурации и, связывая движение \mathbf{M} и \mathbf{d} , приводит к существованию разных мод ЯМР, отличающихся частотой и характером движения \mathbf{M} и \mathbf{d} . Для поиска возможных динамических спиновых состояний можно использовать метод минимизации дипольной энергии. Для прецессирующих состояний углы, определяющие матрицу $\hat{\mathbf{R}}$, зависят от времени и F_D , вообще говоря, также зависит от времени. Однако в случае $\Omega_B \ll gH$ эту энергию можно усреднить по периодам быстрых движений [2], в качестве которых удобно выбрать частоту (ω_M) движения намагниченности, близкую к ларморовской ($\omega_L = gH$), и частоту (ω_d) прецессии \mathbf{d} вокруг мгновенного направления \mathbf{M} , равную согласно (2), gM/χ . Результаты усреднения существенно зависят от соотношения между этими частотами, и наименьшая энергия достигается в "резонансном" случае, когда $\omega_M = \omega_d$ и, соответственно, $M \simeq \chi H$. Вскоре после

открытия сверхтекучести ^3He был экспериментально обнаружен и изучен ряд мод ЯМР – продольные колебания, мода Бринкмана – Смита, пристеночная (wall-pinned) мода и ЯМР на пространственном распределении параметра порядка. Все эти моды соответствуют "резонансному" случаю или малым колебаниям вблизи таких выделенных спин-орбитальных конфигураций.

Недавно в работе [3] была показана возможность существования других выделенных случаев, для которых дипольная энергия минимальна и которые также называют "резонансными". В этих случаях величина намагниченности равна $M_0/2$ или $2M_0$ (здесь $M_0 = \chi H$) и, соответственно, параметр порядка движется вдвое медленнее либо вдвое быстрее M . Дальнейшая минимизация усредненной дипольной энергии \bar{F}_D показала, что имеется два вырожденных минимума, соответствующих следующим прецессирующим спин-орбитальным конфигурациям:

$$s_z \simeq 0.307, \quad l_z \simeq 0.746; \quad (4a)$$

$$s_z \simeq 0.746, \quad l_z \simeq 0.307, \quad (4b)$$

где s – единичный вектор в направлении спина, $l = \hat{R}s$ – единичный вектор орбитального момента, указывающий направление анизотропии щели В-фазы в магнитном поле. Если пренебречь магнитной релаксацией, то, оказавшись в одном из таких состояний, система должна в нем оставаться, то есть прецессия с неравновесными значениями M может быть устойчивой. В присутствии переменного радиочастотного (РЧ) поля на частоте ω_{rf} (которое компенсирует магнитную релаксацию и задает частоту прецессии M) следует во вращающейся системе координат минимизировать сумму \bar{F}_D , энергии взаимодействия намагниченности с РЧ-полем (F_{rf}) и "спектроскопической" энергии (F_ω), возникающей из-за отличия ω_{rf} от ω_L [4].

Состояния прецессии с величиной M , равной половине равновесного значения (Half-Magnetization, НМ-состояния), были недавно обнаружены в экспериментах по непрерывному ЯМР [5]. В этой работе в зависимости от условий наблюдались четыре моды ЯМР, соответствующие прецессии с величиной намагниченности, близкой к половине равновесного значения и отличающихся величиной и формой сигнала ЯМР. Было также обнаружено еще одно необычное состояние прецессии (Zero-magnetization, ЗМ-состояние). Это состояние, соответствующее прецессии с малой величиной намагниченности ($0 \div 0.3$ от M_0), до сих пор не имеет аналитического описания. В дальнейшем была обнаружена еще одна мода, которая, вероятно, также относится к семейству НМ-состояний ([6]).

Как отмечалось выше, в отсутствие РЧ-поля векторный параметр порядка в НМ-состояниях прецессирует вокруг мгновенного направления M с частотой $\omega_d = gM/\chi = \frac{1}{2}\omega_L$. Это приводит к осцилляциям R_D с этой частотой и, соответственно, в движении M должна появиться составляющая, осциллирующая с частотой $\frac{1}{2}\omega_L$. Можно показать, что ее амплитуда порядка $(\Omega_B/\omega_L)^2$ от M_0 . Такие малые осцилляции намагниченности в НМ-состояниях рассмотрены теоретически в [7], где было найдено, что в движении всех трех компонент M возникают гармоники на частотах $\frac{1}{2}\omega_M, \frac{3}{2}\omega_M, \frac{5}{2}\omega_M$ и $\omega_M, 2\omega_M, 3\omega_M$. Экспериментальное обнаружение дробных ЯМР-гармоник и являлось целью данной работы.

Измерения проводились в цилиндрической ячейке (\emptyset 3.5 мм, высота 4 мм) с осью, ориентированной вдоль постоянного магнитного поля H_0 , и с каналом заполнения \emptyset 0.7 мм, длиной 4 мм. Внутренняя поверхность ячейки была оклеена гладкой

полимерной (лавсан) пленкой для увеличения времени поверхностной релаксации (в нормальной фазе при температуре, близкой к $T_c = 0.93$ мК, это время равнялось ≈ 1.1 с). Эксперименты проводились при давлении 0 бар в магнитных полях 404 и 524 Э (частоты ЯМР 1308 и 1699 кГц). Для формирования НМ-состояний использовалась стандартная схема непрерывного ЯМР с приемной и возбуждающей двухсекционными сверхпроводящими катушками, ориентированными перпендикулярно H_0 . Частота РЧ-поля была фиксирована и изменялось значение H_0 (и, соответственно, ω_L). Сигнал поперечного ЯМР на частоте РЧ-поля (напомним, что $\omega_{rf} = \omega_M$) детектировался фазочувствительным усилителем, что позволяло следить за изменением двух ортогональных проекций поперечной намагниченности – дисперсией и поглощением. Кроме этого для детектирования осцилляций M_z использовался высокодобротный низкотемпературный контур с продольной сверхпроводящей катушкой, резонансная частота которого составляла 1/2 либо 3/2 от частоты РЧ-поля. Для улучшения однородности магнитного поля сверхпроводящие ЯМР-катушки предварительно переводились в нормальное состояние в поле, соответствовавшем выбранной частоте. При этом однородность поля H_0 по ячейке составляла в разных экспериментах $(2 \div 5) \cdot 10^{-5}$.

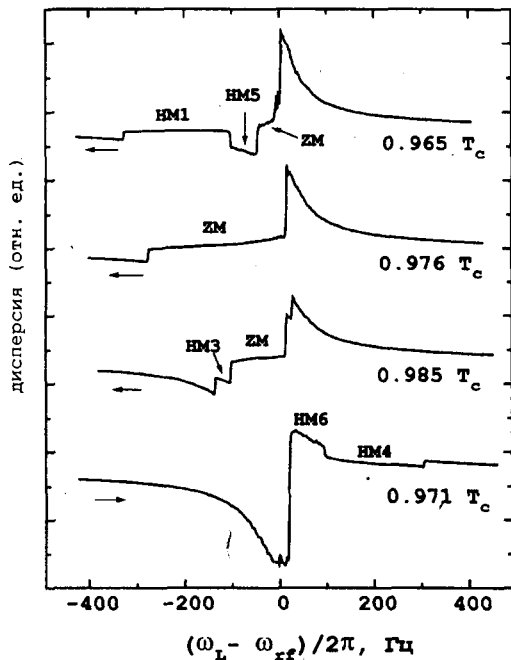


Рис.1. Сигналы дисперсии от состояний (помечены знаками) с неравновесной величиной намагниченности. Поглощение много меньше дисперсии и не показано. $\omega_{rf}/2\pi = 1699$ кГц. Стрелки показывают направление сканирования поля. Температуры оценены в предположении, что отогрев образца происходит линейно по времени

Состояния с неравновесной величиной M возникали при непрерывном прохождении линии ЯМР при больших амплитудах РЧ-поля ($0.01 \div 0.03$ Э) во время отогрева образца от температуры $\approx 0.95 T_c$ до перехода в А-фазу ($0.986 T_c$ для поля 524 Э [8]). Упомянутые выше состояния формировались лишь в таком узком температурном диапазоне, так как для этого требуется отклонить M на угол $\beta \sim 180^\circ$ от направления H_0 [5], что невозможно при более низких температурах из-за возникающего при углах $\beta > 104^\circ$ большого сдвига частоты поперечного ЯМР. Будучи образованы, НМ-состояния могут быть, однако, охлаждены и до существенно более низких

температур ($\sim 0.6T_c/T_c$ [6]). При различных температурах, сдвигах частоты от ларморовского значения и в зависимости от направления изменения поля мы наблюдали широкий спектр состояний с неравновесным значением намагниченности (рис.1). Помимо наблюдавшихся ранее в [5, 6] состояний ZM, HM1, HM3, HM4 и HM5, в области $\omega_L - \omega_{rf} > 0$ было обнаружено еще одно HM состояние (HM6), переходящее в больших сдвигах частоты в HM4. Состояние HM6 было идентифицировано как HM-состояние путем измерения величины продольной и поперечной компонент M . Для этого (подобно [5]) измерялась начальная амплитуда сигнала свободной индукции после 90° РЧ-импульсов, подаваемых с разными фазами в моменты выключения непрерывного РЧ-поля, поддерживающего это состояние, а также амплитуда сигнала индукции после выключения РЧ-поля без отклоняющего импульса. Для идентификации состояний использовались также компьютерные симуляции ЯМР. При этом решалась полная система уравнений Леггетта (в переменных M, n и Θ [9]) для пространственно однородного случая с учетом релаксационных членов Леггетта-Такаги. Результаты симуляций качественно соответствовали эксперименту для всех полученных состояний с неравновесной величиной намагниченности, причем воспроизводились не только форма сигналов ЯМР (см. рис.2), но и последовательность возникновения этих состояний при возрастании температуры. Небольшое количественное отличие, возможно, связано с тем, что значение τ_{eff} (в обозначениях [9]) известно недостаточно точно, и с тем, что в симуляциях не учитывались пространственные неоднородности. Однако движение M в эксперименте должно быть близко к пространственно однородному благодаря высокой однородности магнитного поля и сильному РЧ-полю.

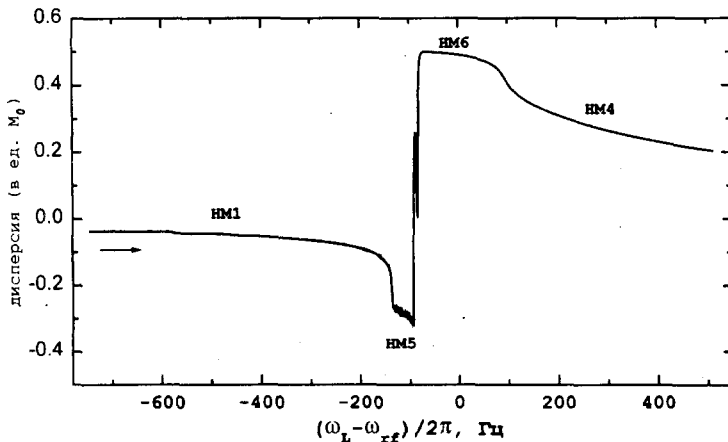


Рис.2. Пример сигнала дисперсии (в единицах M_0) для разных HM-состояний, полученный в результате компьютерных симуляций. Сначала было получено состояние HM1, процесс образования которого не показан. Затем из этого состояния симулировалось прохождение линии при возрастании поля (направление прохода показано стрелкой). $\omega_{rf}/2\pi = 1300$ кГц; РЧ-поле -0.045 Э; $T = 0.956T_c$; $\tau_{eff} = 4$ мкс

Сравнение экспериментальных результатов и симуляций показывает, что спиновые конфигурации в состояниях HM4 и HM6 близки к (4a) и (4b), соответственно. Результаты минимизации суммы $\bar{F}_D + F_\omega + F_{rf}$ также хорошо описывают зависимость ЯМР-сигнала в состояниях HM4 и HM6 от сдвига частоты и позволяют понять природу перехода между ними: по мере увеличения сдвига частоты $\omega_L - \omega_{rf}$

минимум (4a) углубляется, а минимум (4b) сглаживается и, в зависимости от температуры и амплитуды РЧ-поля, либо исчезает при некотором сдвиге частоты, не приближаясь к конфигурации (4a), либо плавно переходит в конфигурацию, близкую к (4a). Упомянутый выше метод минимизации энергии не описывает, однако, все полученные на эксперименте состояния. Так, состояния, наблюдавшиеся в области $\omega_L - \omega_{rf} < 0$ (НМ1, НМ3, НМ5), таким образом получить не удастся, хотя они и возникают при численном моделировании. Симуляции также показали, что вектор орбитального момента \mathbf{l} в НМ-состояниях прецессирует вокруг \mathbf{H}_0 с частотой ~ 10 Гц, причем в состояниях НМ1 и НМ5 $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}_0$. В действительности из-за ориентирующего влияния стенок \mathbf{l} , возможно, не прецессирует. Результаты численного моделирования, однако, практически не меняются, если в уравнения спиновой динамики добавить члены, фиксирующие направление проекции \mathbf{l} на плоскость, перпендикулярную \mathbf{H}_0 .

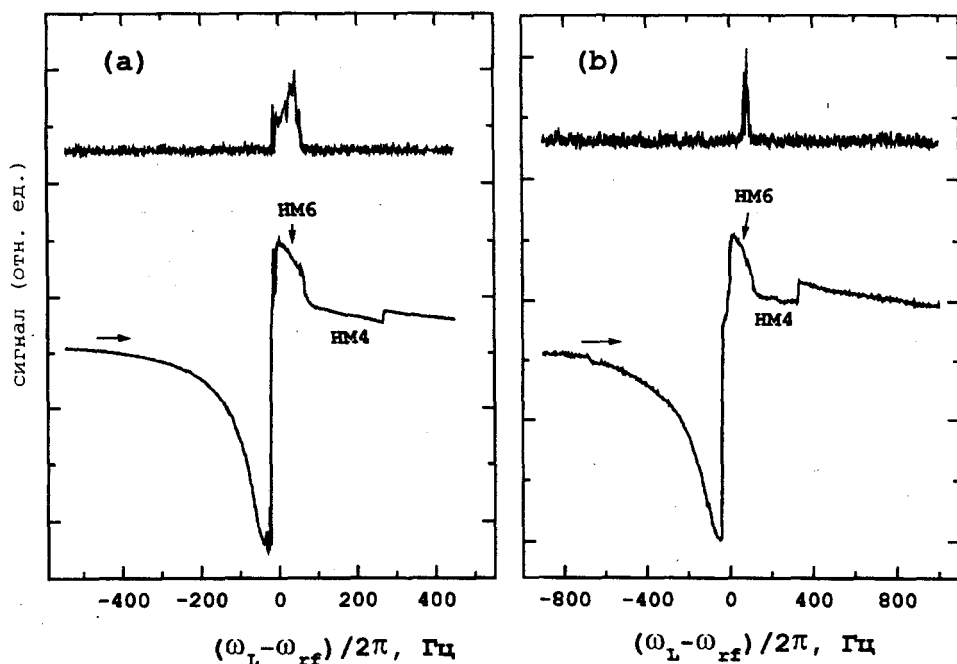


Рис.3. Сигнал дисперсии на частоте ω_{rf} (внизу) и амплитуда сигнала на дробной ($\frac{1}{2}\omega_{rf}$ и $\frac{3}{2}\omega_{rf}$) частоте (вверху). Стрелка указывает направление сканирования поля. а – сигнал на частоте $\frac{1}{2}\omega_{rf}$, $\omega_{rf}/2\pi = 1699$ кГц, добротность холодного контура $Q = 7000$, $T \approx 0.98T_c$. б – сигнал на частоте $\frac{3}{2}\omega_{rf}$, $\omega_{rf}/2\pi = 1308$ кГц, $Q = 3600$

Одновременно с сигналом на основной частоте детектировались осцилляции продольной компоненты намагниченности с частотой $\frac{1}{2}\omega_{rf}$ или $\frac{3}{2}\omega_{rf}$. В состоянии НМ6 такие осцилляции были хорошо видны на обеих частотах (рис.3). Их амплитуда линейно зависела от температуры, что объясняется тем, что при температурах, близких к T_c , $\Omega_B^2 \propto (1 - T/T_c)$. При температуре $0.98T_c$ амплитуда осцилляций сигнала на половинной частоте, пересчитанная с учетом параметров нашего спектрометра, составляла $\approx 10^{-5}$ от максимальной амплитуды сигнала поперечного ЯМР, что согласуется с полученными в симуляциях значениями и теоретическими оценками.

В состоянии НМ3 амплитуды осцилляций на частоте $\frac{1}{2}\omega_{rf}$ оказались заметно меньше и их удалось обнаружить только после усреднения 8 сигналов, последовательно записанных с продольной катушки. В других НМ-состояниях дробные гармоники не были обнаружены, причем мы пытались обнаружить такие сигналы также и на частотах, сдвинутых на несколько сотен герц от $\frac{1}{2}\omega_{rf}$. Отсутствие дробных гармоник в состояниях НМ1 и НМ5, возможно, объясняется тем, что согласно результатам численных симуляций в этих состояниях параметр порядка движется с частотой, заметно (на величину $\sim 0.2 \div 2$ кГц) отличающейся от $\frac{1}{2}\omega_{rf}$, причем это отличие меняется в зависимости от сдвига частоты. Из-за остаточной неоднородности внешнего магнитного поля эти осцилляции в разных частях экспериментальной ячейки должны быстро расфазироваться после формирования состояний. Причина отсутствия дробных гармоник в состоянии НМ4 остается неясной. Согласно численным симуляциям, в этом состоянии (как и в состоянии НМ6) частоты дробных гармоник практически не зависят от сдвига частоты и отличаются от $\frac{1}{2}\omega_{rf}$ и $\frac{3}{2}\omega_{rf}$ не более чем на 1 Гц.

В заключение отметим, что наблюдение ЯМР-гармоник с частотами $\frac{1}{2}\omega_{rf}$ и $\frac{3}{2}\omega_{rf}$ подтверждает правильность идентификации полученных нами НМ-состояний. Эти гармоники являются одним из проявлений движений параметра порядка сверхтекучего $^3\text{He-B}$ в ЯМР-экспериментах и указывают на существование в НМ-состояниях прецессии на двух разных частотах: прецессии намагниченности на основной частоте и прецессии параметра порядка на частоте, в два раза меньшей.

Авторы признательны И.А.Фомину и Г.А.Харадзе за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Министерства Науки РФ и грантов CRDF (RP1-249) и INTAS (96-0610). И.В.К. и Д.В.П. также благодарны Landau Scholarship (Forschungszentrum, Jülich) за финансовую поддержку.

-
1. A.J.Leggett, Rev. Mod. Phys. **47**, 331 (1975).
 2. I.A.Fomin, J. Low Temp. Phys. **31**, 509 (1978).
 3. G.Kharadze and G.Vachnadze, Письма в ЖЭТФ **56**, 474 (1992).
 4. G.E.Volovik, J.Phys.: Cond.Matter **5**, 1759 (1993).
 5. V.V.Dmitriev, I.V.Kosarev, M.Krusius et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 86 (1997).
 6. V.B.Eltsov, V.V.Dmitriev, M.Krusius et al., J. Low Temp. Phys. **113**, 645 (1998).
 7. G.A.Kharadze, N.G.Suramlishvili, and G.E.Vachnadze, ФНТ **23**, 803 (1997).
 8. J.M.Kuynnäräinen, J.P.Pekola, K.Torizuka, et al., J. Low Temp. Phys. **82**, 325 (1991).
 9. W.F.Brinkman and M.C.Cross, in *Progress in Low Temperature Physics*, Ed. D.F.Brewer, North Holland Publ. Co., Vol. VIIA, 1978, p.105.