ЖЭТФ, 2006, том 129, вып. 6, стр. 1097–1102

НУТАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СПИНА В КВАЗИИЗОТРОПНОЙ А-ПОДОБНОЙ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ФАЗЕ ^{3}He

И. А. Фомин[*]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 февраля 2006 г.

Параметр порядка квазиизотропной А-подобной сверхтекучей фазы ^{3}He приведен к простому виду. Найдены частоты пространственно однородных колебаний спина и спиновой части параметра порядка этой фазы с учетом анизотропии ее магнитной восприимчивости. Показано, что анизотропия восприимчивости существенно влияет на низкочастотную моду колебаний, аналогичную нутациям асимметричного волчка. Рассмотрена возможность наблюдения такой моды методом ЯМР.

PACS: 67.57.-z, 67.57.Pq, 67.57.Lm

1. ВВЕДЕНИЕ

Вид параметра порядка в А-подобной сверхтекучей фазе ^{3}He в аэрогеле не установлен. Экспериментально показано, что статическая магнитная восприимчивость этой фазы совпадает с восприимчивостью нормальной фазы [1]. Из этого следует, что А-подобная фаза принадлежит классу «Equal Spin Pairing» (ESP) фаз и ее параметр порядка может быть представлен в виде

$$A_{\mu j}^{ESP} = \Delta \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\hat{d}_\mu (m_j + i n_j) + \hat{e}_\mu (l_j + i p_j) \right]. \qquad (1)$$

Здесь $\hat{d}_\mu$ и $\hat{e}_\mu$ — взаимно ортогональные единичные векторы, m_j, n_j, l_j, p_j — произвольные вещественные векторы, нормированные условием: $\mathbf{m}^2 + \mathbf{n}^2 + \mathbf{l}^2 + \mathbf{p}^2 = 3$, $\mu, j = 1, 2, 3$. Можно считать также, что А-подобная фаза не ферромагнитна. Все параметры порядка ESP-типа, являющиеся минимумами свободной энергии чистого ^{3}He вблизи температуры T_c перехода в сверхтекучее состояние:

$$f = f_n + \alpha A_{\mu j} A_{\mu j}^* + \frac{1}{2} \left[\beta_1 |A_{\mu j} A_{\mu j}|^2 + \beta_2 (A_{\mu j} A_{\mu j}^*)^2 + \right. \\ + \beta_3 A_{\mu j}^* A_{\nu j}^* A_{\nu l} A_{\mu l} + \\ \left. + \beta_4 A_{\mu j}^* A_{\nu j} A_{\nu l}^* A_{\mu l} + \beta_5 A_{\mu j}^* A_{\nu j} A_{\nu l} A_{\mu l}^* \right], \qquad (2)$$

и соответствующие неферромагнитным фазам, были найдены в работе Мермина и Стэра [2]. Таких параметров порядка оказалось четыре. Им соответствуют следующие фазы: аксиальная (АБМ-фаза), полярная, биполярная и аксипланарная. Параметры порядка перечисленных фаз можно записать в виде

$$A_{\mu j}^0 = \Delta e^{i\phi} \left[\hat{d}_\mu (v_x \hat{m}_j + i v_y \hat{n}_j) + v_z \hat{e}_\mu \hat{l}_j \right], \qquad (3)$$

где $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{n}}$ — тройка ортонормированных векторов в импульсном пространстве, v_x, v_y, v_z — вещественные числа, связанные условием $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = 1$. (Шляпки над буквами позволяют отличить введенные таким образом орты $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{n}}$ от векторов l_j, m_j, n_j, использованных в формуле (1).) Каждой из фаз соответствует свой набор коэффициентов v_x, v_y, v_z. Например, для АБМ-фазы $v_x^2 = v_y^2 = 1/2$, $v_z = 0$.

Вблизи T_c взаимодействие параметра порядка с аэрогелем можно учесть феноменологически путем введения в функционал Гинзбурга и Ландау дополнительного члена $\eta_{jl}(\mathbf{r}) A_{\mu j} A_{\mu l}^*$, содержащего случайный вещественный симметричный тензор $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, свернутый с орбитальными индексами матриц $A_{\mu j}$ и $A_{\mu l}^*$. Параметры порядка всех фаз непрерывно вырождены по отношению к орбитальным поворотам. В этом случае в соответствии с общим утверждением Имри и Ма [3] взаимодействие, описываемое случайным тензором $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, должно приводить к разрушению ориентационного дальнего порядка. Случай, когда исходным является АБМ-параметр порядка, был рассмотрен Воловиком [4]. В цитированной работе утверждается, в частности, что в резуль-

[*]E-mail: fomin@kapitza.ras.ru

тате разрушения ориентационного дальнего порядка должно возникать стекольное состояние с ближним порядком, соответствующим АБМ-фазе. Остающийся дальний порядок описывается отличными от нуля парными средними вида $Q_{\mu\nu jl} = \langle A_{\mu j}(\mathbf{r}) A^*_{\nu l}(\mathbf{r})\rangle$ и соответствует несверхтекучему спиновому нематику.

Действие аэрогеля на сверхтекучий ^{3}He, однако, этим не исчерпывается. Зависящее от координат поле $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ вызывает локальные флуктуации параметра порядка, которые вносят дополнительный по сравнению с (1) вклад в свободную энергию. При этом оказывается, что суммарная свободная энергия может иметь минимумы, отличные от перечисленных выше. В том случае, когда вклад флуктуаций сравним с разницей энергий разных фаз или даже доминирует (например, в непосредственной близости T_c), таким минимумом становится квазиизотропная А-подобная фаза с дальним или «почти дальним» порядком [5]. Это состояние остается сверхтекучим также и при нарушении дальнего ориентационного порядка и образовании стекольного состояния. Выбор между имеющимися возможностями зависит от конкретных параметров системы, в частности, от значений коэффициентов $\beta_1, \ldots, \beta_5$ в формуле (2). Указанные коэффициенты недостаточно точно известны даже в свободном от примесей ^{3}He. Это обстоятельство не позволяет сделать однозначный выбор на основании чисто теоретических аргументов. Тем более важным является сравнение наблюдаемых свойств А-подобной фазы с предсказанными на основе разных теоретических схем.

Аэрогель непосредственно влияет на орбитальную часть параметра порядка. Спиновая часть параметра порядка связана с орбитальной посредством относительно слабого дипольного взаимодействия. С другой стороны, именно спиновая часть параметра порядка взаимодействует с магнитным полем и непосредственно проявляется в ЯМР-экспериментах. Оба эти свойства делают динамические магнитные свойства удобной «пробой» сверхтекучего состояния и его параметра порядка.

Среди поставленных ЯМР-экспериментов лишь один [6] прямо различает АБМ- и квазиизотропную фазы. В этом эксперименте исследовалась зависимость сдвига частоты импульсного ЯМР от начального угла отклонения намагниченности. Полученная зависимость согласуется с предсказанной теоретически для квазиизотропной фазы [7] и не согласуется с ожидаемой для АБМ-фазы. В целом, однако, в интерпретации результатов ЯМР-экспериментов в А-подобной фазе нет полной ясности. В частности, это относится к наблюдаемому во многих экспериментах отрицательному сдвигу частоты непрерывного ЯМР. В такой ситуации согласие одного эксперимента с теорией нельзя считать окончательным доказательством правильности предложенной идентификации. Необходимы дальнейшие эксперименты, которые позволили бы сделать идентификацию А-подобной фазы вполне определенной.

Одним из таких экспериментов могло бы быть наблюдение низкочастотной поперечной моды ЯМР, которая, согласно результатам работы [7], должна присутствовать в квазиизотропной фазе, но отсутствует в АБМ-фазе. В цитированной работе при нахождении частот колебаний спина не учитывалась анизотропия магнитной восприимчивости квазиизотропной фазы. Как будет видно из дальнейшего, учет анизотропии существенно сказывается на частоте дополнительной моды. В связи с этим в настоящей работе частоты колебаний спина для квазиизотропной фазы найдены заново, с учетом анизотропии восприимчивости, и выяснены условия, при которых низкочастотная поперечная мода могла бы наблюдаться. По сравнению с работой [7] вычисления упростились, благодаря тому что параметр порядка квазиизотропной фазы удалось записать в более удобной форме.

2. ПАРАМЕТР ПОРЯДКА

Квазиизотропные фазы определяются условием [5]

$$\eta^{(a)}_{jl} A_{\mu j} A^*_{\mu l} = 0, \tag{4}$$

где $\eta^{(a)}_{jl}$ — произвольный вещественный симметричный тензор с равным нулю следом. Условие (4) эквивалентно требованию

$$A_{\mu l} A^*_{\mu j} + A_{\mu j} A^*_{\mu l} = \mathrm{const} \cdot \delta_{lj}. \tag{5}$$

Для того чтобы параметр порядка (1) удовлетворял критерию (5), векторы m_j, n_j, l_j, p_j должны удовлетворять уравнению

$$m_j m_l + n_j n_l + l_j l_l + p_j p_l = \delta_{jl}. \tag{6}$$

Для упрощения формы записи параметра порядка следует воспользоваться вырождением параметра порядка по отношению к произвольным поворотам отдельно в спиновом и импульсном пространствах. В качестве представителя всего семейства взаимно вырожденных параметров порядка можно выбрать любой из членов этого семейства. Воспользуемся теперь ранее доказанным свойством векторов $\mathbf{m}, \mathbf{n}, \mathbf{l}, \mathbf{p}$, удовлетворяющих уравнению (6):

$[\mathbf{m}\times\mathbf{n}]\cdot[\mathbf{l}\times\mathbf{p}]=0$, и введем тройку ортонормированных векторов $\hat{\mathbf{a}},\hat{\mathbf{b}},\hat{\mathbf{c}}$ таким образом, что

$$\hat{\mathbf{a}}\|\mathbf{m}\times\mathbf{n},\quad \hat{\mathbf{b}}\|\mathbf{l}\times\mathbf{p},\quad \hat{\mathbf{c}}=\hat{\mathbf{a}}\times\hat{\mathbf{b}}.$$

Ограничимся только неферромагнитными решениями. Тогда, выразив $\mathbf{m},\mathbf{n},\mathbf{l},\mathbf{p}$ через $\hat{\mathbf{a}},\hat{\mathbf{b}},\hat{\mathbf{c}}$, после простых преобразований получим

$$A^R_{\mu j}= =\Delta\frac{1}{\sqrt{3}}e^{i\psi}\left[\hat{d}_\mu(\hat{b}_j+i\hat{c}_j\cos\gamma)+\hat{e}_\mu(\hat{a}_j+i\hat{c}_j\sin\gamma)\right], \quad (7)$$

где ψ и γ — произвольные вещественные числа. Выразим теперь векторы $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}}$ через новые векторы $\hat{\mathbf{d}}',\hat{\mathbf{e}}'$, которые получаются поворотом пары $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}}$ вокруг вектора $\hat{\mathbf{f}}=\hat{\mathbf{d}}\times\hat{\mathbf{e}}$ на угол γ, а тройку векторов $\hat{\mathbf{a}},\hat{\mathbf{b}},\hat{\mathbf{c}}$ — через тройку $\hat{\mathbf{l}},\hat{\mathbf{m}},\hat{\mathbf{n}}$, полученную поворотом $\hat{\mathbf{a}},\hat{\mathbf{b}}$ вокруг вектора $\hat{\mathbf{c}}$ на угол $-\gamma$. В результате указанных преобразований параметр порядка приобретает еще более простой вид:

$$A^R_{\mu j}=\Delta\frac{1}{\sqrt{3}}e^{i\psi}\left[\hat{d}_\mu(\hat{m}_j+i\hat{n}_j)+\hat{e}_\mu\hat{l}_j\right]. \quad (8)$$

(Штрихи у векторов $\hat{\mathbf{d}}',\hat{\mathbf{e}}'$ опущены.) Таким образом, $A^R_{\mu j}$ также может быть записан в виде (2) с коэффициентами $v_x^2=v_y^2=v_z^2=1/3$. При извлечении корня для каждого из коэффициентов v_x,v_y,v_z получаются два значения $\pm1/\sqrt{3}$. В отсутствие магнитного поля все комбинации знаков дают эквивалентные параметры порядка, т. е. такие, которые переводятся друг в друга комбинацией поворотов в спиновом и импульсном пространствах. В связи с этим в формуле (8) выбрана одна определенная комбинация знаков.

3. НУТАЦИОННАЯ МОДА

В работе [7] было показано, что для квазиизотропной A-подобной фазы в магнитном поле имеется одна продольная и две поперечных моды малых колебаний спиновой части параметра порядка около положения равновесия. Если магнитное поле таково, что ларморовская частота ω_L велика по сравнению с частотой продольных колебаний Ω, и если не учитывать анизотропию магнитной восприимчивости, то одна из поперечных мод имеет частоту, близкую к ларморовской, а другая — частоту порядка Ω^2/ω_L. Выясним, к каким изменениям приведет учет анизотропии магнитной восприимчивости рассматриваемой фазы. Для параметра порядка (8) вблизи T_c тензор магнитной восприимчивости имеет вид

$$\chi_{\mu\nu}=\chi_n[\delta_{\mu\nu}-\epsilon(2d_\mu d_\nu+e_\mu e_\nu)], \quad (9)$$

где ϵ — положительный коэффициент, причем $\epsilon\propto(T_c-T)/T_c$. Максимальное собственное значение χ_n соответствует направлению $\hat{\mathbf{f}}=\hat{\mathbf{d}}\times\hat{\mathbf{e}}$, т. е. в равновесии вектор $\hat{\mathbf{f}}$ параллелен или антипараллелен магнитному полю.

Равновесная конфигурация параметра порядка в магнитном поле с учетом дипольного взаимодействия была определена раньше в терминах векторов m_j, n_j, l_j, p_j [7, 8]. Здесь этот результат переформулирован для параметра порядка, записанного в виде (8). Ориентация тройки $\hat{\mathbf{l}},\hat{\mathbf{m}},\hat{\mathbf{n}}$ относительно $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}},\hat{\mathbf{f}}$ определяется минимизацией дипольной энергии:

$$U_D=\frac{\chi_n}{8g^2}\Omega^2\left[(\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{m}}+\hat{\mathbf{e}}\cdot\hat{\mathbf{l}})^2+(\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{n}})^2+\hat{\mathbf{f}}\cdot\hat{\mathbf{n}}\right]. \quad (10)$$

Коэффициент записан сразу через частоту продольных колебаний Ω и гиромагнитное отношение g. Минимум U_D достигается при $\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{m}}+\hat{\mathbf{e}}\cdot\hat{\mathbf{l}}=0$, $\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{n}}=0$, $\hat{\mathbf{f}}\cdot\hat{\mathbf{n}}=-1$. Из последнего условия следует, что в равновесии векторы $\hat{\mathbf{f}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ антипараллельны, а два оставшихся условия определяют две возможные равновесные ориентации ортов $\hat{\mathbf{l}},\hat{\mathbf{m}}$ относительно $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}}$ в плоскости, перпендикулярной $\hat{\mathbf{f}}$. Это $\hat{\mathbf{l}}=\hat{\mathbf{d}}$, $\hat{\mathbf{m}}=-\hat{\mathbf{e}}$ и $\hat{\mathbf{l}}=-\hat{\mathbf{d}}$, $\hat{\mathbf{m}}=\hat{\mathbf{e}}$. Таким образом, дипольное взаимодействие снимает вырождение по отношению к произвольным поворотам орбитальной тройки векторов $\hat{\mathbf{l}},\hat{\mathbf{m}},\hat{\mathbf{n}}$ относительно спиновой $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}},\hat{\mathbf{f}}$, сохраняя лишь двукратное дискретное вырождение. Это вырождение аналогично тому, которое имеет место в АБМ-фазе: $\hat{\mathbf{l}}=\pm\hat{\mathbf{d}}$.

Для определения частот непрерывного ЯМР следует воспользоваться уравнениями Леггетта. С учетом явного вида дипольной энергии (10) и тензора магнитной восприимчивости (9) эти уравнения записываются в виде

$$\dot{\mathbf{S}}=\mathbf{S}\times\boldsymbol{\omega}_L-\frac{\chi_n\Omega^2}{8g^2}\Big\{2(\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{m}}+\hat{\mathbf{e}}\cdot\hat{\mathbf{l}})(\hat{\mathbf{d}}\times\hat{\mathbf{m}}+\hat{\mathbf{e}}\times\hat{\mathbf{l}})+ + 2(\hat{\mathbf{d}}\cdot\hat{\mathbf{n}})\hat{\mathbf{d}}\times\hat{\mathbf{n}}+\hat{\mathbf{f}}\times\hat{\mathbf{n}}\Big\}, \quad (11)$$

$$\dot{\boldsymbol{\theta}}=\frac{g^2}{\chi_n}\left[\mathbf{S}+\zeta_1\hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathbf{S})+\zeta_2\hat{\mathbf{e}}(\hat{\mathbf{e}}\cdot\mathbf{S})\right]-\boldsymbol{\omega}_L. \quad (12)$$

Здесь $\boldsymbol{\omega}_L=g\mathbf{H}$, а $\dot{\boldsymbol{\theta}}$ — угловая скорость вращения спиновых ортов $\hat{\mathbf{d}},\hat{\mathbf{e}},\hat{\mathbf{f}}$, т. е. $\dot{\hat{\mathbf{d}}}=\dot{\boldsymbol{\theta}}\times\hat{\mathbf{d}}$ и т. п. Тензор обратных восприимчивостей записан в виде

$$\chi^{-1}_{\mu\nu}=\frac{1}{\chi_n}[\delta_{\mu\nu}+\zeta_1 d_\mu d_\nu+\zeta_2 e_\mu e_\nu] \quad (13)$$

с коэффициентами

$$\zeta_1=\frac{2\epsilon}{1-2\epsilon},\quad \zeta_2=\frac{\epsilon}{1-\epsilon}.$$

Линеаризация уравнений (11), (12) около положения равновесия $\hat{\mathbf{f}} \parallel \mathbf{H}$, $\hat{\mathbf{n}} = -\hat{\mathbf{f}}$, $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{d}}$, $\hat{\mathbf{m}} = -\hat{\mathbf{e}}$ дает систему уравнений, описывающих три моды гармонических колебаний: продольную с частотой

$$\omega_{\parallel}^2 = \Omega^2 \tag{14}$$

и две поперечных, частоты которых $\omega_{\pm}$ определяются равенством

$$\begin{gathered}2\omega_{\pm}^2 = \omega_L^2(1+\zeta_1\zeta_2) + \frac{\Omega^2}{8}(4+\zeta_1+3\zeta_2) \pm \\ \pm \left\{ \left[\omega_L^2(1-\zeta_1\zeta_2) + \frac{\Omega^2}{8}(4-\zeta_1-3\zeta_2)\right]^2 + \right. \\ \left. + \frac{\Omega^4}{16}(\zeta_1-3)(1-3\zeta_2) \right\}^{1/2}. \end{gathered} \tag{15}$$

Если анизотропия восприимчивости отсутствует ($\epsilon = 0$), то частоты (14), (15) совпадают с найденными ранее в работе [7].

ЯМР-эксперименты с А-подобной фазой проводились в магнитных полях, для которых заведомо выполнено условие $\omega_L \gg \Omega$. Разложение по малому отношению Ω/ω_L позволяет получить менее громоздкие выражения для частот поперечных мод. В нулевом по Ω/ω_L приближении $\omega_+^2 = \omega_L^2$, что соответствует ларморовской прецессии спина. Другая частота

$$\omega_-^2 = \omega_L^2\zeta_1\zeta_2 = \omega_L^2 \frac{\chi_{ff}-\chi_{dd}}{\chi_{dd}} \frac{\chi_{ff}-\chi_{ee}}{\chi_{ee}}, \tag{16}$$

где $\chi_{ff} = \chi_n$ — максимальное, а χ_{dd} и χ_{ee} — два других главных значения тензора магнитной восприимчивости, соответствует движению тройки спиновых векторов $\hat{\mathbf{d}}, \hat{\mathbf{e}}, \hat{\mathbf{f}}$, аналогичному нутациям классического асимметричного волчка [9]. Учет дальнейших членов разложения по Ω/ω_L для квадрата частоты «ларморовской» моды дает выражение

$$\omega_+^2 = \omega_L^2 + \frac{\Omega^2}{2} - \frac{\Omega^4}{64\omega_L^2} \frac{(3-\zeta_1)(1-3\zeta_2)}{1-\zeta_1\zeta_2}, \tag{17}$$

т. е. поправки на анизотропию восприимчивости возникают, лишь начиная с членов относительного порядка $(\Omega/\omega_L)^4$. Для нутационной моды

$$\omega_-^2 = \omega_L^2\zeta_1\zeta_2 + \frac{\Omega^2}{8}(\zeta_1+3\zeta_2) + O\left(\frac{\Omega^4}{\omega_L^2}\right). \tag{18}$$

Заметим, что оба удержанных в формуле (18) члена исчезают при стремлении анизотропии к нулю. Для ESP-состояний магнитная восприимчивость анизотропна всегда. Для того чтобы первый член в правой части формулы (18) был отличен от нуля, требуется также, чтобы максимальное главное значение тензора восприимчивости не совпадало ни с одним из оставшихся главных значений.

Зависимость сдвига частоты импульсного резонанса от начального угла отклонения намагниченности в главном по Ω/ω_L приближении находится с помощью стандартной процедуры [10]. В качестве параметров, определяющих мгновенную ориентацию тройки векторов $\hat{\mathbf{d}}, \hat{\mathbf{e}}, \hat{\mathbf{f}}$, выбираются эйлеровы углы α, β, γ согласно определению

$$\hat{\mathbf{d}}(t) = R_z(\alpha)R_y(\beta)R_z(\gamma)\hat{\mathbf{d}}_0$$

и т. п., где $\hat{\mathbf{d}}_0$ — равновесная ориентация $\hat{\mathbf{d}}$, а оси x, y, z направлены соответственно вдоль $\hat{\mathbf{d}}_0, \hat{\mathbf{e}}_0, \hat{\mathbf{f}}_0$. Далее, дипольную энергию (10) следует выразить через α, β, γ:

$$\begin{gathered}U_D = \frac{\chi_n}{8g^2}\Omega^2 \left[(1+\cos\beta)^2 \sin^2(\alpha+\gamma) + \right. \\ \left. + \sin^2\beta\cos^2\gamma - \cos\beta\right], \end{gathered} \tag{19}$$

и усреднить по быстроменяющимся переменным α и γ, считая фиксированной комбинацию $\phi = \alpha + \gamma$, что дает

$$\begin{gathered}V = \bar{U}_D = \frac{\chi_n}{8g^2}\Omega^2 \times \\ \times \left[(1+\cos\beta)^2\sin^2\phi + \frac{1}{2}\sin^2\beta - \cos\beta\right]. \end{gathered} \tag{20}$$

Сдвиг частоты импульсного резонанса определяется производной $(-V/\chi_n H_0^2)$ по $\cos\beta$ в минимуме V по ϕ. Полученная таким образом зависимость

$$\omega_\perp(\beta) = \omega_L + \frac{\Omega^2}{8\omega_L}(1+\cos\beta) \tag{21}$$

совпадает с найденной в работе [7].

Наблюдение моды (18) ограничило бы класс допустимых параметров порядка. Следует иметь в виду, однако, что в ЯМР-экспериментах непосредственно регистрируется движение намагниченности (или спина). Если пренебречь дипольной энергией, то согласно уравнениям (11), (12) спин прецессирует с ларморовской частотой вне зависимости от того, возбуждены или нет нутационные колебания. Поперечное магнитное поле при этом не взаимодействует с нутационной модой. Зацепление возникает лишь при учете дипольного взаимодействия, и интенсивность соответствующей линии в ЯМР-спектре должна быть пропорциональна некоторой степени отношения Ω/ω_L. Для количественной оценки относительной интенсивности ЯМР-сигнала, отвечающего нутационной моде, воспользуемся известным выражением для мощности P, поглощаемой от переменного поля $\mathbf{H}_1(t) = \mathbf{H}_1\cos(\omega t)$:

$$P = \frac{1}{4} i\omega H_{1\alpha} H_{1\beta} [\chi_{\alpha\beta}(-\omega) - \chi_{\alpha\beta}(\omega)]. \qquad (22)$$

Из-за отсутствия симметрии в плоскости, перпендикулярной постоянному полю $\mathbf{H}_0$, ответ зависит от поляризации поля $\mathbf{H}_1(t)$, т. е. от ориентации амплитуды $\mathbf{H}_1$ относительно орбитальных векторов $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}$. Выбор определенной поляризации повлияет на коэффициенты в окончательном выражении для интенсивности линии, но не изменит порядка ее величины. Для определенности будем считать, что ориентация векторов $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}$ в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{H}_0$, изменяется случайным образом. В этом случае в формулу для интенсивности войдет след тензора восприимчивости $\chi_{\alpha\alpha}(\omega)$. Он имеет полюсы при $\omega = \pm\omega_+$ и $\omega = \pm\omega_-$. Отношение интенсивностей I для двух линий определяется отношением вычетов в соответствующих полюсах:

$$\frac{I_-}{I_+} = \frac{\omega_- \operatorname{Res} \chi_{\alpha\alpha}(\omega_-)}{\omega_+ \operatorname{Res} \chi_{\alpha\alpha}(\omega_+)}. \qquad (23)$$

Чтобы найти вычеты, следует подставить поле $\mathbf{H}_1(t)$ в уравнения (11) и (12) и найти линейный отклик на это поле. В результате несложных выкладок получается следующий результат:

$$\frac{I_-}{I_+} = \frac{(1+2\psi)\,[1-\zeta_1\zeta_2+\psi(4-\zeta_1-3\zeta_2)-R]-\psi^2(6-\zeta_1-9\zeta_2)}{(1+2\psi)\,[1-\zeta_1\zeta_2+\psi(4-\zeta_1-3\zeta_2)+R]-\psi^2(6-\zeta_1-9\zeta_2)}. \qquad (24)$$

Для сокращения записи здесь введены обозначения

$$\psi = \Omega^2/8\omega_L^2,$$

$$R = \{[1-\zeta_1\zeta_2+\psi(4-\zeta_1-3\zeta_2)]^2 - 4\psi^2(3-\zeta_1)(1-3\zeta_2)\}^{1/2}.$$

При $\psi \ll 1$ главный член отношения интенсивностей равен

$$\frac{I_-}{I_+} = \psi^2 \frac{\zeta_1 + 3\zeta_2 - 12\zeta_1\zeta_2 + \zeta_1^2\zeta_2 + 9\zeta_1\zeta_2^2}{2(1-\zeta_1\zeta_2)^2}. \qquad (25)$$

Если учесть также, что $\zeta_1, \zeta_2 \ll 1$, то для оценки получается простое выражение:

$$\frac{I_-}{I_+} = \frac{\Omega^4}{128\omega_L^4}(\zeta_1 + 3\zeta_2), \qquad (26)$$

которое показывает, что относительная интенсивность нутационной линии быстро убывает с ростом ω_L и наблюдение этой моды возможно лишь в слабых полях, таких что $\omega_L \sim \Omega$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектры спиновых колебаний параметра порядка АБМ- и квазиизотропной фаз качественно различаются из-за существования в квазиизотропной фазе низкочастотной «нутационной» моды. Такая мода в экспериментах не наблюдалась. На основании этого факта, однако, нельзя сделать определенный вывод о параметре порядка А-подобной фазы, поскольку нутационная мода слабо взаимодействует с магнитным полем и ее наблюдение затруднено для магнитных полей, ларморовская частота которых удовлетворяет условию $\omega_L \gg \Omega$. Именно такие поля обычно используются в ЯМР-экспериментах со сверхтекучим ^{3}He в аэрогеле. С точки зрения возможности идентификации А-подобной фазы значительный интерес представляли бы ЯМР-эксперименты в полях таких, что $\omega_L \sim \Omega$.

Во многих экспериментах с А-подобной фазой наблюдается «отрицательный сдвиг» частоты резонанса, т. е. имеется заметное поглощение при частотах, несколько меньших ларморовской. Отрицательный сдвиг указывает на то, что ориентация спиновой тройки векторов $\hat{\mathbf{d}}, \hat{\mathbf{e}}, \hat{\mathbf{f}}$ относительно орбитальной тройки $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{n}}$ не соответствует минимуму дипольной энергии. Отклонение от минимума может возникать из-за присутствия в исследуемом объеме особенностей параметра порядка, в частности — доменных стенок. Тип и структура доменных стенок зависят от вида параметра порядка. В АБМ-фазе имеются стенки, внутри которых происходит изменение относительной ориентации векторов $\hat{\mathbf{d}}$ и $\hat{\mathbf{l}}$ от $\hat{\mathbf{d}} \parallel \hat{\mathbf{l}}$ до $\hat{\mathbf{d}} \parallel (-\hat{\mathbf{l}})$. В квазиизотропной фазе имеются аналогичные стенки, в которых происходит переход между двумя вырожденными минимумами дипольной энергии: $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{d}}$, $\hat{\mathbf{m}} = -\hat{\mathbf{e}}$ и $\hat{\mathbf{l}} = -\hat{\mathbf{d}}$, $\hat{\mathbf{m}} = \hat{\mathbf{e}}$.

В магнитном поле в квазиизотропной фазе имеется дополнительный по сравнению с АБМ-фазой тип доменной стенки. Максимальное значение тензора магнитной восприимчивости соответствует главному направлению $\hat{\mathbf{f}}$. Соответственно, в магнитном поле $\mathbf{H}$ могут существовать домены, различающиеся ориентацией $\hat{\mathbf{f}}$: $\hat{\mathbf{f}} \parallel \mathbf{H}$ и $\hat{\mathbf{f}} \parallel (-\mathbf{H})$, разделенные доменной стенкой толщиной $\xi_H \sim c/\omega_L$, где c — скорость спиновых волн. Минимуму дипольной энергии соответствует ориентация $\hat{\mathbf{n}} \parallel -\mathbf{f}$. Подстройка орбитальной тройки $\hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{n}}$ под спиновую происходит в слое толщиной $\xi_D \sim c/\Omega$. Внутри этого слоя взаимная ориентация спиновых и орбитальных векторов не соответствует минимуму дипольной энергии. Таким образом, причины для ЯМР-поглощения при частотах, сдвинутых в отрицательную сторону от объемной линии, имеются как в АБМ-, так и в квазиизотропной фазе. Различие типов и структуры доменных стенок должно сказываться на свойствах линии ЯМР, однако интерпретация влияния дефектов на форму линии ЯМР требует довольно сложного анализа и потому не является непосредственной. В результате и выводы, сделанные на основании такой интерпретации, вряд ли смогут быть столь же убедительными, как анализ ЯМР-спектра пространственно однородной жидкости.

Автор благодарен В. В. Дмитриеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16417), Министерства науки и образования РФ, а также CRDF (грант № RUP1-2632-MO04).

ЛИТЕРАТУРА

1. B. I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2148 (2000).

2. N. D. Mermin and G. Stare, в сб. *Сверхтекучесть гелия-3*, под ред. И. М. Халатникова, Мир, Москва (1977), с. 121 [Rep. **2186**, *Materials Sci. Center, Cornell Univ.* (1974)].

3. Y. Imry and S. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).

4. G. E. Volovik, Письма в ЖЭТФ **63**, 281 (1996).

5. И. А. Фомин, ЖЭТФ **125**, 1115 (2004).

6. O. Ishikawa, R. Kado, H. Nahagawa, K. Obara, H. Yano, and T. Hata, *24^{th} Int. Conf. Low Temp. Phys.*, Univ. Florida, Official Conf. Book, Orlando (2005), p. 200.

7. M. Miura, S. Hagashitani, M. Yamamoto, and K. Nagai, J. Low Temp. Phys. **138**, 153 (2005).

8. I. A. Fomin, J. Low Temp. Phys. **134**, 769 (2004).

9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Наука, Москва (1973), с. 153.

10. И. А. Фомин, ЖЭТФ **71**, 791 (1976).