

# СВЕРХТЕКУЧИЙ $^3\text{He}$ В НЕМАТИЧЕСКОМ АЭРОГЕЛЕ

*В. В. Дмитриев\**, *А. А. Солдатов*, *А. Н. Юдин*

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

Поступила в редакцию 24 марта 2020 г.,  
после переработки 24 марта 2020 г.  
Принята к публикации 24 марта 2020 г.

В нематических аэрогелях составляющие их нити ориентированы вдоль одного направления. В жидком  $^3\text{He}$ , заполняющем такие аэрогели, рассеяние фермиевских квазичастиц при сверхнизких температурах становится анизотропным. Это приводит к возможности реализации новых сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$ , которые не наблюдаются в объемном  $^3\text{He}$ . В статье сравниваются результаты исследований этих новых сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$ , проведенных методами ядерного магнитного резонанса с использованием образцов аэрогелей разной пористости. Описаны способы идентификации этих фаз и рассмотрены некоторые топологические дефекты, наблюдаемые в них.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. С. Боровика-Романова*

DOI: 10.31857/S0044451020070019

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  связана с куперовским спариванием с орбитальным моментом и спином пары, равными 1. Такое триплетное спаривание приводит к разнообразию физических свойств и допускает существование множества сверхтекучих фаз с разными волновыми функциями [1–3]. В изотропном пространстве эти фазы имеют одну и ту же температуру сверхтекучего перехода ( $T_c \sim 1$  мК), и на практике реализуются только те фазы, которые наиболее выгодны. В слабых магнитных полях в чистом объемном  $^3\text{He}$  в зависимости от условий (температуры и давления) реализуются две сверхтекучие фазы (А и В). В сильных магнитных полях вырождение энергии возможных сверхтекучих фаз относительно проекции спина снимается, что приводит к расщеплению температуры перехода для разных фаз, и в узкой температурной области вблизи  $T_c$  наблюдается еще одна сверхтекучая фаза ( $A_1$ ) [4]. Вырождение энергии относительно проекции орбитального момента может сниматься примесями, приводящими к анизотропному рассеянию фермиевских квазичастиц  $^3\text{He}$ . Теоретические исследования показали, что если эффективная длина пробега квазичастиц

вдоль выделенной оси (оси анизотропии) значительно больше, чем в перпендикулярных направлениях, то вместо А- и В-фаз могут стать выгодными новые сверхтекучие фазы: полярная фаза, полярно-искаженная А-фаза и полярно-искаженная В-фаза [5–8]. В этом случае при охлаждении ниже температуры сверхтекучего перехода сначала должна наблюдаться полярная фаза, а затем возможен переход второго рода в полярно-искаженную А-фазу, в которой величина полярного искажения монотонно уменьшается при понижении температуры. При дальнейшем охлаждении возможен также переход первого рода в полярно-искаженную В-фазу.

Обычным образом ввести примеси в жидкий  $^3\text{He}$  невозможно, но это можно сделать с помощью аэрогеля низкой плотности, погруженного в жидкий  $^3\text{He}$ . Аэрогель — это высокопористая наноструктура, состоящая из нитей, которые образуют жесткий каркас. В экспериментах с  $^3\text{He}$  изначально использовались аэрогели из  $\text{SiO}_2$  (кремниевые аэрогели) с пористостью 97–99%. В таких аэрогелях длина свободного пробега фермиевских квазичастиц превышает длину когерентности сверхтекучего  $^3\text{He}$  (20–80 нм в зависимости от давления), а характерный диаметр нитей (около 3 нм) меньше этой длины. В этом случае нити действительно можно рассматривать как примеси. Большинство образцов кремниевых аэрогелей близки к изотропным, и в них в

\* E-mail: dmitriev@kapitza.ras.ru

слабых магнитных полях наблюдаются две сверхтекучих фазы  $^3\text{He}$  (А-подобная и В-подобная), параметры порядка которых соответствуют параметрам порядка А- и В-фаз объемного  $^3\text{He}$ . Оказалось, что небольшая анизотропия (созданная, например, одноосной деформацией аэрогеля) влияет на наблюдаемые свойства фаз. Эксперименты показали, что это связано с изменением пространственной структуры фаз, но не с изменением вида параметра порядка. В частности, параметр порядка А-подобной фазы соответствует А-фазе, но, в зависимости от величины и типа анизотропии («растяжение» или «сжатие»), может находиться либо в пространственно-однородном состоянии, ориентированном анизотропией, либо в разупорядоченном состоянии Ларкина–Имри–Ма (ЛИМ). Для наблюдения полярной фазы желательнее иметь большую величину анизотропии типа «растяжение», при которой эффективная длина пробега квазичастиц должна быть максимальна вдоль одного выделенного направления (направления растяжения). Однако большую величину анизотропии такого типа в кремниевых аэрогелях получить не удается из-за их хрупкости. Полярную, полярно-искаженную А-фазу и полярно-искаженную В-фазу удалось все же наблюдать при использовании так называемых нематических аэрогелей [9], в которых составляющие их нити (диаметром около 10 нм) практически параллельны на макроскопических расстояниях.

В данной статье сравниваются результаты исследований полярной и полярно-искаженной А-фаз, проведенных за последние годы в ИФП им. П. Л. Капицы РАН с использованием образцов нематических аэрогелей разной пористости (от 78 до 99 %). Результаты этих исследований частично опубликованы в работах [10–13].

## 2. ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НОВЫХ ФАЗАХ СВЕРХТЕКУЧЕГО $^3\text{He}$

Параметр порядка для полярной, полярно-искаженной и чистой А-фаз имеет вид

$$A_{\nu j} = \Delta_0 e^{i\phi} d_\nu (am_j + ibn_j), \quad (1)$$

где  $\Delta_0$  — параметр сверхтекучей щели,  $e^{i\phi}$  — фазовый множитель,  $\mathbf{d}$  — единичный спиновый вектор,  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  — взаимно ортогональные единичные векторы в орбитальном пространстве,  $a^2 + b^2 = 1$ . В А-фазе  $a = b$ , в полярно-искаженной А-фазе  $a^2 > b^2 > 0$ , а в полярной фазе  $a = 1$ ,  $b = 0$ . В полярной и полярно-искаженной А-фазах щель максимальна вдоль направления вектора  $\mathbf{m}$ , который

ориентируется вдоль нитей нематического аэрогеля ( $z$ ). В полярной фазе щель обращается в нуль на окружности, перпендикулярной нитям, в отличие от А- и полярно-искаженной А-фаз, где она равна нулю только в двух точках (вдоль  $\mathbf{l} = \mathbf{m} \times \mathbf{n}$ ). Отметим, что фазы с параметром порядка (1) относятся к классу фаз, называемому Equal Spin Pairing (ESP), их магнитная восприимчивость не зависит от температуры и равна магнитной восприимчивости в нормальной фазе.

В полярно-искаженной А-фазе и в А-фазе нити нематического аэрогеля разрушают дальний порядок в пространственной ориентации векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ , что приводит к двумерному состоянию ЛИМ, в котором однородность ориентации  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$  сохраняется только на расстояниях порядка длины ЛИМ  $L_{LIM} \sim 1$  мкм, определяемой балансом между градиентной энергией конденсата и случайной силой, индуцированной нитями аэрогеля [14–16]. Для изотропного в плоскости  $xy$  состояния ЛИМ средние значения квадратов поперечных компонент векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$  равны  $1/2$ , т.е.  $\langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = 1/2$ ,  $\langle l_z^2 \rangle = 0$  и  $\langle n_x^2 \rangle = \langle n_y^2 \rangle = 1/2$ ,  $\langle n_z^2 \rangle = 0$ . Векторам  $\mathbf{d}$  выгодно ориентироваться перпендикулярно намагниченности  $\mathbf{M}$ , и они могут быть либо пространственно-однородными на больших расстояниях (состояние «спиновый нематик», spin nematic, SN), либо случайными (состояние «спиновое стекло», spin glass, SG) на расстояниях меньше дипольной длины  $\xi_D \sim 10$  мкм, которая определяется балансом между дипольной и градиентной энергиями и на которой намагниченность можно считать однородной. Состояние SN более выгодно, и оно обычно и возникает, в то время как состояние SG можно создать при охлаждении из нормальной фазы через температуру сверхтекучего перехода в аэрогеле ( $T_{ca}$ ) в экспериментах по непрерывному ядерному магнитному резонансу (ЯМР) с большой радиочастотной накачкой. Состояние SG метастабильно, соответствует локальному минимуму энергии и стабилизируется неоднородным полем векторов  $\mathbf{n}$  благодаря дипольному взаимодействию, энергия которого пропорциональна  $a^2(\mathbf{d} \cdot \mathbf{m})^2 + b^2(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n})^2$ . Это состояние можно представить как совокупность хаотически распределенных спиновых скирмионов, и поэтому его называют также скирмионным спиновым стеклом [17].

Спиновая динамика в сверхтекучих фазах  $^3\text{He}$  описывается уравнениями Леггетта, решение которых для сдвига частоты ЯМР ( $\Delta\omega$ ) от ларморовского значения ( $\omega_L$ ) для рассматриваемых фаз в случае SN-состояния и изотропного в плоскости  $xy$  состоя-

ния ЛИМ выражается следующим уравнением [11]:

$$2\omega_L\Delta\omega = K \left[ \cos\beta - \frac{\sin^2\mu}{4} (5\cos\beta - 1) \right] \Omega_A^2, \quad (2)$$

где  $\mu$  — угол отклонения магнитного поля  $\mathbf{H}$  от направления нитей  $z$ ,  $\beta$  — угол отклонения  $\mathbf{M}$  от равновесия,  $\Omega_A = \Omega_A(P, T) \propto \Delta_0$  — леггеттовская частота А-фазы (если бы она существовала в данных условиях и имела температуру сверхтекучего перехода, равную  $T_{ca}$ ) и  $K$  — коэффициент, зависящий от величины полярного искажения. Леггеттовская частота характеризует силу дипольного взаимодействия спинов куперовской пары и растет от 0 в  $T_{ca}$  примерно до 100 кГц при  $T = 0$ . В приближении слабой связи, которое в сверхтекучем  $^3\text{He}$  хорошо выполняется при низких давлениях (не выше 10 бар), вблизи  $T_{ca}$  коэффициент  $K$  определяется следующей формулой:

$$K = \frac{4 - 6b^2}{3 - 4a^2b^2}. \quad (3)$$

В линейном непрерывном ЯМР ( $\cos\beta \approx 1$ )

$$2\omega_L\Delta\omega = K\Omega_A^2 \cos^2\mu, \quad (4)$$

т. е. величина сдвига частоты максимальна и равна  $K\Omega_A^2/2\omega_L$  при  $\mu = 0$ , в то время как для  $\mu = \pi/2$  сдвиг равен нулю. Из уравнений (3) и (4) следует, что если известна зависимость  $\Omega_A = \Omega_A(T)$ , то измерения  $\Delta\omega = \Delta\omega(T)$  вблизи  $T_{ca}$  при  $\mu = 0$  позволяют определить  $K$ . В недавних теоретических работах показано, что температура сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в полярную фазу в идеальном нематическом аэрогеле (идеально параллельные нити при зеркальном отражении квазичастиц) должна равняться  $T_c$ , а температурные зависимости щели и леггеттовской частоты должны быть такими же, как и в объемной полярной фазе [18–20]. Поэтому если в  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле подавление температуры перехода мало ( $\delta T_c = T_c - T_{ca} \ll T_c$ ), то можно использовать уравнения (3) и (4) для определения  $K$  и идентификации наблюдаемой сверхтекучей фазы: при низких давлениях в А-фазе  $K = 1/2$ , в полярной фазе  $K = 4/3$ , а в полярно-искаженной А-фазе  $1/2 < K < 4/3$ . При высоких давлениях значения  $K$  в полярной и полярно-искаженной А-фазах могут немного отличаться из-за поправок сильной связи. Температурные зависимости леггеттовской частоты в чистом  $^3\text{He}$ -А при различных давлениях измерены, и при  $\delta T_c \ll T_c$  в первом приближении можно считать, что

$$\Omega_A \left( \frac{T}{T_{ca}} \right) = \frac{T_{ca}}{T_c} \Omega_{A0} \left( \frac{T}{T_c} \right), \quad (5)$$

где  $\Omega_{A0}$  — леггеттовская частота в чистом  $^3\text{He}$ . Дополнительную информацию для идентификации можно получить используя свойства SG-состояния. Сдвиг частоты непрерывного ЯМР в изотропном в плоскости  $xy$  состоянии SG для  $\mu = 0$  не отличается от случая SN-состояния, но для  $\mu = \pi/2$  он отрицателен и

$$2\omega_L\Delta\omega = -K\Omega_A^2/2. \quad (6)$$

Параметр порядка полярной фазы не содержит вектор  $\mathbf{n}$  ( $b = 0$  в выражении (1)). По этой причине состояние SG в полярной фазе не может стабилизироваться, и при  $\mu = \pi/2$  сдвиг должен всегда равняться нулю. Таким образом, наличие отрицательного сдвига в поперечном поле ( $\mu = \pi/2$ ) является признаком SG состояния и указывает на то, что наблюдаемая сверхтекучая фаза не является чистой полярной.

Отметим, что состояние ЛИМ можно сделать анизотропным в плоскости  $xy$ , для чего нематический аэрогель нужно сжать в направлении, перпендикулярном нитям. Такое сжатие меняет корреляции в пространственном распределении нитей и в среднем ориентирует векторы  $\mathbf{l}$  в направлении, перпендикулярном направлению деформации. Например, при сжатии вдоль  $y$  векторы  $\mathbf{l}$  в среднем ориентируются вдоль  $x$ , т. е.  $\langle l_x^2 \rangle > 1/2$ ,  $\langle l_y^2 \rangle < 1/2$ . В полярной фазе, где векторы  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$  отсутствуют, свойства ЯМР при таком сжатии качественно не должны меняться. В полярно-искаженной А-фазе такое сжатие приводит к качественным изменениям: например, при  $\mu = \pi/2$  в полярно-искаженной А-фазе в SN-состоянии сдвиг частоты непрерывного ЯМР уже не равен нулю и может быть как положительным (для  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $y$ ), так и отрицательным (для  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $x$ ) [16]:

$$2\omega_L\Delta\omega = \pm 4b^2 \frac{1 - 2\langle l_y^2 \rangle}{3 - 4a^2b^2} \Omega_A^2. \quad (7)$$

Таким образом, в  $^3\text{He}$  в сжатом нематическом аэрогеле для  $\mu = \pi/2$  при ориентации  $\mathbf{H}$  вдоль или поперек направления сжатия переход из полярной фазы в полярно-искаженную А-фазу должен приводить к появлению ненулевого сдвига частоты ЯМР.

### 3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования  $^3\text{He}$  в нематических аэрогелях проводились методами ЯМР с использованием образцов аэрогеля различной пористости. Первые эксперименты были проведены с образцом «Обнинск-30» со средней эффективной плотностью

**Таблица.** Характеристики образцов нематического аэрогеля:  $\rho$  — средняя плотность,  $p = 1 - \rho/\rho_0$  — пористость,  $d$  — средний диаметр нитей (оценка из измерений малоуглового рассеяния рентгеновских лучей),  $\ell = d\sqrt{\pi/(2\sqrt{3}(1-p))}$  — среднее расстояние между осями нитей в предположении гексагональной решетки в плоскости  $xy$ ,  $\lambda_{\parallel}$  и  $\lambda_{\perp}$  — эффективные длины пробега квазичастиц  $^3\text{He}$  при  $T = 0$ . Здесь  $\rho_0$  — плотность материала аэрогеля (2.42 г/см<sup>3</sup> для AlOOH, 3.95 г/см<sup>3</sup> для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и  $\approx 3.1$  г/см<sup>3</sup> для муллита)

№	Образец	$\rho$ (мг/см <sup>3</sup> )	$p$ (%)	$d$ (нм)	$\ell$ (нм)	$\lambda_{\parallel}$ (нм)	$\lambda_{\perp}$ (нм)
1	Обнинск-30	30	98.8	9	78	850	450
2	Нафен-72	72	98.2	8	57	—	—
3	Нафен-90	90	97.8	8	51	960	290
4	Нафен-243	243	93.9	9	35	570	70
5	Муллит-150	150	95.2	14*	61	900	235
6	Муллит-С	214	93.1	14*	51	550	130
7	Нафен-910	910	78	8	16	40	6

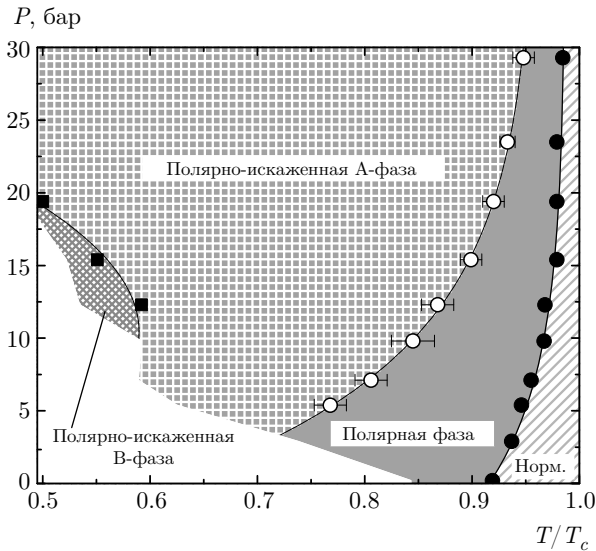
*Примечание:* \*оценка по снимкам сканирующего трансмиссионного электронного микроскопа

30 мг/см<sup>3</sup>, изготовленным в ФЭИ им. А. И. Лейпунского (г. Обнинск), нити которого состояли из аморфного AlOOH. В дальнейшем в большинстве экспериментов использовались образцы из нафена (плотностью 72, 90 и 243 мг/см<sup>3</sup>) производства фирмы ANF Technology (Эстония). Нафен состоит из почти параллельных нитей из кристаллического Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Еще один образец, нафен-910, плотностью 910 мг/см<sup>3</sup> был получен из образца нафен-72 путем заполнения его водой и последующей сушки [21]. Кроме того, использовались два образца нематического аэрогеля с нитями из муллита, производства фирмы Metallurg Engineering (Эстония). Первый из них имел плотность 150 мг/см<sup>3</sup> (муллит-150), второй отличался тем, что образец муллита-150 был одноосно сжат непосредственно в экспериментальной ячейке в направлении, перпендикулярном нитям, на 30% (муллит-С, плотность 215 мг/см<sup>3</sup>). В таблице приведены эффективные длины пробега квазичастиц  $^3\text{He}$  вдоль ( $\lambda_{\parallel}$ ) и поперек ( $\lambda_{\perp}$ ) нитей в пределе  $T = 0$ , полученные из измерений коэффициента спиновой диффузии (см., например, [22, 23]), а также значения диаметров нитей и характерные расстояния между нитями.

Все образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами 3–4 мм и размещались в экспериментальных ячейках из эпоксидной смолы Stycast-1266, аналогичных описанным в работе [9]. Эксперименты проводились при давлениях от 0 до 29.3 бар и в магнитных полях от

72 до 426 Э (соответствующие частоты ЯМР 232–1382 кГц). Необходимые температуры достигались с помощью криостата ядерного размагничивания и измерялись по сдвигу частоты непрерывного ЯМР от объемной А-фазы (в зазорах между образцом и стенками экспериментальной ячейки) или по ширине резонанса кварцевого камертона, температурная зависимость которой была прокалибрована по измерениям леггеттовской частоты объемной В-фазы в отдельной ячейке. Известно, что нити аэрогелей при заполнении их жидким  $^3\text{He}$  покрываются двумя-тремя атомарными слоями твердого парамагнитного  $^3\text{He}$ . При температурах порядка  $T_{ca}$  магнитный момент этих твердых слоев уже превышает магнитный момент жидкого  $^3\text{He}$  в образце, что усложняет интерпретацию экспериментов по ЯМР.

В настоящей статье рассматриваются эксперименты только при отсутствии парамагнитного  $^3\text{He}$  на нитях аэрогеля, для чего перед заполнением ячеек  $^3\text{He}$  в них напускалось небольшое количество  $^4\text{He}$ , который покрывал нити не менее чем 2.5 атомарными слоями. Существенно также то, что наличие  $^4\text{He}$  на поверхности нитей повышает зеркальность отражения квазичастиц, по крайней мере при низких давлениях [24]. Отметим, что эксперименты, проведенные при наличии даже небольшого количества парамагнитного  $^3\text{He}$ , показали, что это существенно меняет сверхтекучую фазовую диаграмму  $^3\text{He}$  в нематических аэрогелях, и полярная фаза уже не наблюдается [12].

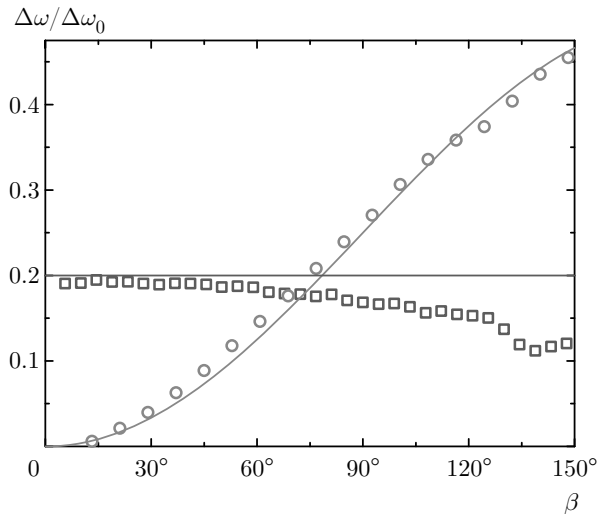


**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в образце 3 (нафен-90). Заполненные кружки показывают сверхтекучий переход  $^3\text{He}$  в нафене, открытые кружки — переход между полярной и полярно-искаженной А-фазами, заполненные квадратики — начало перехода в полярно-искаженную В-фазу при охлаждении из полярно-искаженной А-фазы. На оси абсцисс температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном  $^3\text{He}$ , которая меняется от 0.93 мК при  $P = 0$  до 2.43 мК при  $P = 29.3$  бар

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С $^3\text{He}$ В ОБРАЗЦАХ 1–6

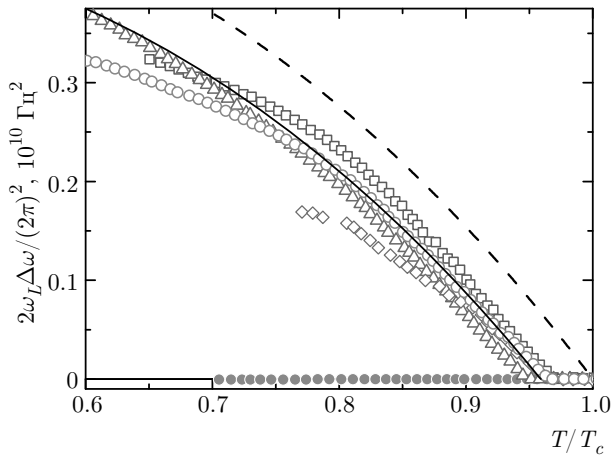
Идентификация сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  в образцах нематических аэрогелей проводилась методами ЯМР. При охлаждении из нормальной фазы при ориентации  $\mathbf{H}$  параллельно нитям ( $\mu = 0$ ) сверхтекучий переход наблюдался по появлению сдвига частоты непрерывного ЯМР. Оказалось, что температура сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в образцах 1–6, которые имели относительно высокую пористость, незначительно (порядка 1% при высоких давлениях и не более 10% при низких) подавлена по сравнению с температурой перехода в объемном  $^3\text{He}$ . Во всех образцах и при всех давлениях переход происходил в ESP-фазу, так как магнитная восприимчивость не изменялась. При достаточно низкой температуре в образцах 1–3 и 5 наблюдался переход первого рода, сопровождаемый скачкообразным уменьшением магнитной восприимчивости, что мы объясняем переходом в полярно-искаженную В-фазу.

На рис. 1 показана фазовая диаграмма сверхтекучего  $^3\text{He}$  в образце 3 (нафен-90). Идентификация наблюдаемых фаз в этом образце основана на следующих наблюдениях. Во-первых, сверх-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Зависимости частоты свободной прецессии в  $^3\text{He}$  в образце 3 (нафен-90) от угла отклонения намагниченности ( $\beta$ ) при разных  $\mu$ . Величины сдвига частоты нормированы на  $\Delta\omega_0$  (сдвиг частоты в непрерывном ЯМР при  $\mu = 0$ ). Сплошные линии — теоретические зависимости (см. уравнение (2)). Кружки:  $\mu = \pi/2$ ,  $T = 0.875 T_c$ ,  $\omega/2\pi = 832$  кГц. Квадраты:  $\mu \approx 63^\circ$ ,  $T = 0.905 T_c$ ,  $\omega/2\pi = 364$  кГц.  $P = 15.4$  бар,  $T_{ca} \approx 0.98 T_c$ . Отклонение экспериментальных данных для  $\mu \approx 63^\circ$  от теоретической зависимости при больших  $\beta$  может быть связано с укорочением сигнала индукции при таких углах, что усложняет определение частоты сигнала из-за относительно большого мертвого времени приемной схемы

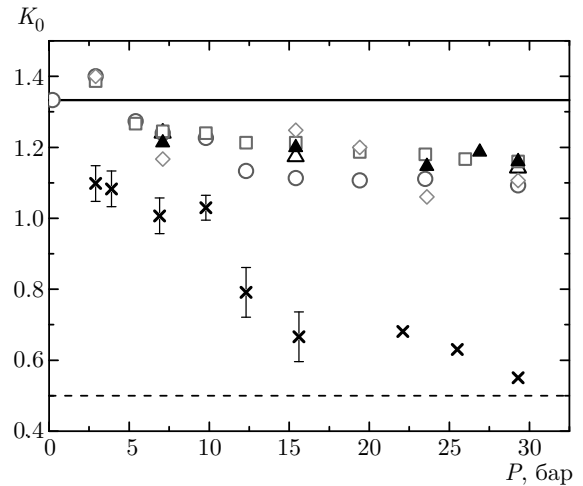
текучий переход происходит в фазу ESP, так как магнитная восприимчивость не зависит от температуры. Эксперименты по импульсному ЯМР для разных  $\mu$  и  $\beta$  показывают, что спиновая динамика в ESP-фазе хорошо описывается уравнением (2) (рис. 2), т. е. наблюдаемая ESP-фаза — это полярная или полярно-искаженная А-фаза (включая случай чистой А-фазы). Во-вторых, ниже  $T_{ca}$  в некотором диапазоне температур  $T_p < T < T_{ca}$  значение коэффициента  $K$  не зависит от температуры и близко к  $4/3$ , как и должно быть в полярной фазе (рис. 3). В третьих, при дальнейшем охлаждении температурная зависимость сдвига частоты ЯМР отклоняется вниз от зависимости, ожидаемой для чистой полярной фазы, как и должно быть при переходе в полярно-искаженную А-фазу [5] (рис. 3). Значение  $K = K_0$  вблизи  $T_{ca}$ , полученное из данных на рис. 3, немного меньше  $4/3$ . Однако в пользу того, что это значение соответствует полярной фазе, есть дополнительный довод, а именно: во всех образцах (кроме образца 1) значения  $K_0$  совпадают при всех давлениях (рис. 4), несмотря на то что пористости



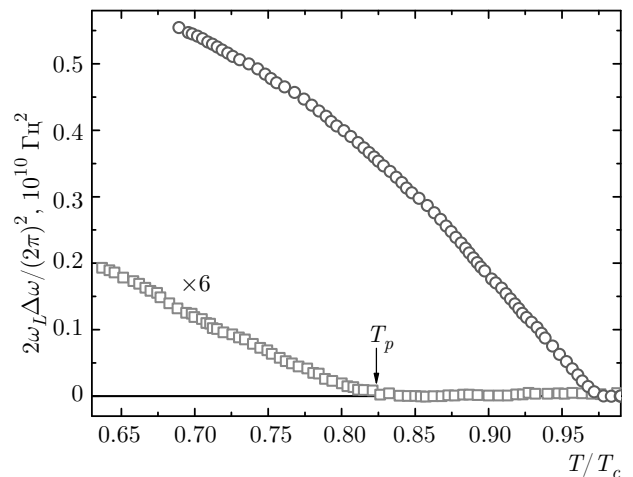
**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР  $^3\text{He}$  в разных образцах нематического аэрогеля от температуры при  $P = 7.1$  бар для  $\mu = 0$  (открытые символы) и  $\mu = \pi/2$  (заполненные кружки). Кружки — нафен-90, треугольники — нафен-243, квадраты — муллит-150, ромбы — Обнинск-30. Данные для нафена-72 и муллита-С близки к данным для нафена-90. Сплошная линия — аппроксимация данных для нафена-90 вблизи  $T_{ca}$  теоретической зависимостью для полярной фазы (4) с  $K = 1.24$ . Штриховая линия — ожидаемая зависимость сдвига частоты для полярной фазы с  $T_{ca} = T_c$

образцов заметно отличаются. Из рис. 4 видно, что значение  $K_0$  в образцах 2–6 близко к  $4/3$  при низких давлениях и уменьшается при росте давления примерно до 1.15 при 29.3 бар, вероятно, из-за поправок сильной связи. Кроме этого, все наши попытки получить SG-состояние и наблюдать отрицательный сдвиг частоты ЯМР при  $\mu = \pi/2$  в образцах 2–6 оказались неудачными, как и следует ожидать при переходе в чистую полярную фазу.

Идентификация сверхтекучих фаз в остальных образцах (кроме образца 7) проводилась аналогично описанному выше. Фазовые диаграммы для  $^3\text{He}$  в образцах 2, 4, 5 и 6 [11–13] оказались похожими на диаграмму, приведенную на рис. 1, и немного отличались только значениями температур перехода между разными фазами; при этом в  $^3\text{He}$  в образце 4 ниже  $T_{ca}$  мы наблюдали только полярную фазу вплоть до наинизших достигнутых температур (около  $0.3 T_{ca}$ ). Отметим, что в образце 5, который был сжат в поперечном нитям направлении, при переходе из полярной фазы в полярно-искаженную А-фазу при  $\mu = \pi/2$  возникал ненулевой сдвиг частоты непрерывного ЯМР (см. работу [13] и рис. 5), как и следует из уравнения (7), что подтверждает правильность идентификации сверхтекучих фаз.

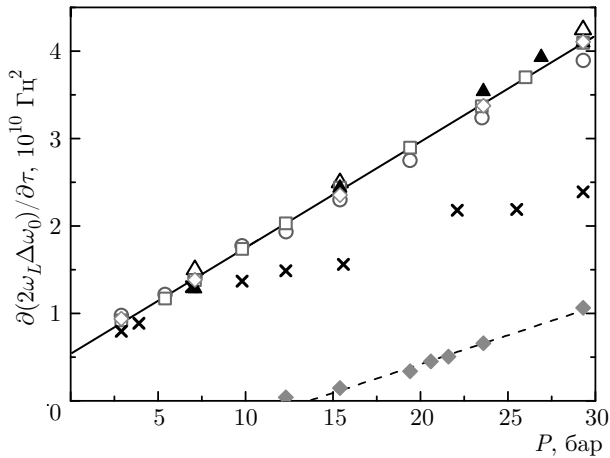


**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Зависимость  $K_0$  в образцах 1–6 от давления. Кресты — Обнинск-30, ромбы — нафен-72, кружки — нафен-90, квадраты — нафен-243, открытые треугольники — муллит-150, заполненные треугольники — муллит-С. Штриховая линия — значение  $K_0$  для чистой А-фазы в двумерном состоянии ЛИМ. Сплошная линия — ожидаемое значение  $K_0$  для чистой полярной фазы в приближении слабой связи



**Рис. 5.** Температурные зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР в  $^3\text{He}$  в образце муллит-С при давлении  $P = 15.4$  бар. Кружки —  $\mu = 0$ ,  $\omega/2\pi = 559$  кГц. Квадраты —  $\mu = \pi/2$ ,  $\omega/2\pi = 450$  кГц. Значения сдвига при  $\mu = \pi/2$  умножены на 6

Анизотропия рассеяния фермиевских квазичастиц (отношение  $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$ ) минимальна для образца 1. Видимо поэтому на фазовой диаграмме для этого образца отсутствует область, занятая полярной фазой [9], и сверхтекучий переход происходит не в полярную, а сразу в полярно-искаженную А-фазу. Соответственно и значение  $K_0$  для  $^3\text{He}$  в этом об-



**Рис. 6.** (В цвете онлайн) Зависимости  $\partial(2\omega_L \Delta\omega_0)/\partial\tau$  в образцах 1–7 от давления. Кресты — Обнинск-30, открытые ромбы — нафен-72, кружки — нафен-90, квадраты — нафен-243, открытые треугольники — муллит-150, заполненные треугольники — муллит-С, заполненные ромбы — нафен-910. Величина производной вычислялась из температурных зависимостей сдвига частоты непрерывного ЯМР при  $\mu = 0$  (выбиралось максимальное значение производной вблизи  $T_{ca}$ ). Сплошная линия — линейная аппроксимация данных для образца 4. Штриховая линия — линейная аппроксимация данных для нафена-910 при  $P > 15$  бар

разце при всех давлениях заметно меньше, чем в остальных образцах. В образце 1 нам легко удавалось получить SG-состояние при охлаждении через  $T_{ca}$  в присутствии сильного радиочастотного поля, после чего наблюдался отрицательный сдвиг частоты ЯМР при  $\mu = \pi/2$ . Следует отметить, что измерения сверхтекучей плотности [25], проведенные с помощью торсионного маятника в  $^3\text{He}$  в образце, аналогичном образцу 1, не исключают все же возможность существования в нем полярной фазы вблизи  $T_{ca}$  при самых низких давлениях, по крайней мере в какой-то части образца.

Известно, что вблизи  $T_c$  в А-фазе объемного  $^3\text{He}$  в режиме Гинзбурга – Ландау производная квадрата леггеттовской частоты по нормированной температуре ( $\tau = 1 - T/T_c$ ) линейна по давлению. В работе [26] показано, что такая линейная зависимость выполняется и для  $^3\text{He}$  в кремниевом аэрогеле, где сверхтекучий переход происходит в А-подобную ESP-фазу. На рис. 6 приведены измеренные для наших образцов зависимости  $\partial(2\omega_L \Delta\omega_0)/\partial\tau \propto \partial\Omega_L^2/\partial\tau$  вблизи  $T_{ca}$  от давления, где  $\Delta\omega_0$  — сдвиг частоты в непрерывном ЯМР при  $\mu = 0$ , а  $\tau = 1 - T/T_{ca}$ . Видно, что для образцов 2–6 линейный закон хорошо выполняется, и результаты для разных образцов

практически совпадают, что связано с тем, что в них величина  $\delta T_c$  при всех давлениях мала. Однако данные для образца 1 заметно отличаются (особенно при больших давлениях), хотя в нем температуры сверхтекучего перехода при всех давлениях практически совпадают с  $T_{ca}$  для образца 3. Так как величина полярного искажения вблизи  $T_{ca}$  в образце 1 уменьшается с ростом давления (рис. 4), то это согласуется с предположением, выдвинутом в работе [26], что резкое отклонение от линейной зависимости может означать изменение параметра порядка.

### 5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С $^3\text{He}$ В ОБРАЗЦЕ 7

Как отмечалось выше, в случае зеркального отражения квазичастиц и идеально параллельных и гладких нитей аэрогеля подавление температуры сверхтекучего перехода в полярную фазу должно равняться нулю [18]. В наших образцах нити не являются идеально параллельными, но даже в образцах 4 и 6 с пористостью примерно 93 % подавление температуры перехода довольно мало (около  $0.03 T_c$  при  $P \approx 15$  бар). Отметим, что в  $^3\text{He}$  в кремниевом аэрогеле (где нити ориентированы хаотически и сверхтекучий переход происходит в А-фазу) уже при пористости аэрогеля 98 % подавление температуры перехода намного больше (около  $0.4 T_c$  при  $P \approx 15$  бар), а при пористости 95 % сверхтекучесть  $^3\text{He}$  не наблюдалась при любых давлениях.

Образец 7 имел аномально низкую пористость (78 %), но даже в нем сверхтекучий переход  $^3\text{He}$  удалось обнаружить [12]. Относительно большое подавление температуры перехода в этом образце ( $\delta T_c \approx 0.25 T_c$  при  $P = 29.3$  бар и  $\delta T_c \approx 0.45 T_c$  при  $P = 15.4$  бар) уже не позволяет пользоваться приближением (5) и идентифицировать сверхтекучую фазу по величине  $K_0$ . Мы, однако, считаем, что в этом образце, так же как и в образце 4, во всей области существования сверхтекучести реализуется полярная фаза. Во-первых, в этом образце сверхтекучий переход происходит в фазу ESP, так как магнитная восприимчивость не зависит от температуры, а спиновая динамика в этой фазе качественно хорошо описывается уравнениями (2) и (4). Во-вторых, в этом образце, как и в образцах 2–6, состояние SG не образовывалось. В-третьих, в этом образце можно было создать и наблюдать топологические дефекты, свойственные полярной фазе (см. ниже). Отметим, что расстояние между поверхностями соседних нитей в этом образце составляет примерно 8 нм, что заметно меньше длины когерентности и совпадает с диа-

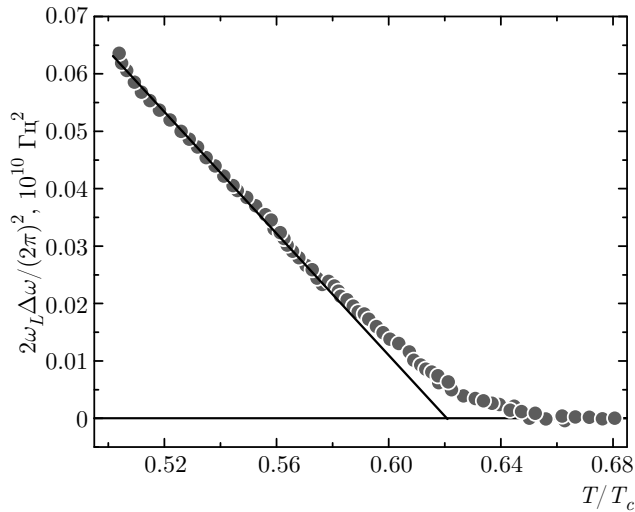


Рис. 7. (В цвете онлайн) Температурная зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР в  $^3\text{He}$  в образце нафен-910 при  $P = 19.4$  бар и  $\mu = 0$

метром нитей. На таких расстояниях сверхтекучий параметр порядка  $^3\text{He}$  должен быть неоднороден, и только условно можно говорить о полярной фазе как о сверхтекучей фазе, параметр порядка которой при усреднении по всему образцу соответствует по свойствам ЯМР полярной фазе. Возможно поэтому ширина сверхтекучего перехода в этом образце заметно больше, чем в других образцах (рис. 7).

Вблизи  $T_{ca}$  зависимость  $\partial(2\omega_L \Delta\omega_0)/\partial T$  от давления, так же как и в образцах 2–6, линейна (заполненные ромбики на рис. 6), что указывает на неизменность вида параметра порядка вблизи температуры перехода. Из этой зависимости также следует, что при давлениях меньших 12 бар сверхтекучести в образце 7 скорее всего нет вплоть до  $T = 0$ .

## 6. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ В ПОЛЯРНОЙ ФАЗЕ

Как отмечалось выше, состояние SG при переходе в сверхтекучее состояние из нормальной фазы может образовываться только в А-фазе и в полярно-искаженной А-фазе: случайная ориентация векторов  $\mathbf{d}$  в плоскости  $xy$  стабилизируется благодаря диполь-дипольному взаимодействию со случайным распределением векторов  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$ . В полярной фазе, где векторы  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{n}$  отсутствуют, векторы  $\mathbf{d}$  после выключения большой радиочастотной накачки стремятся ориентироваться вдоль одного направления,

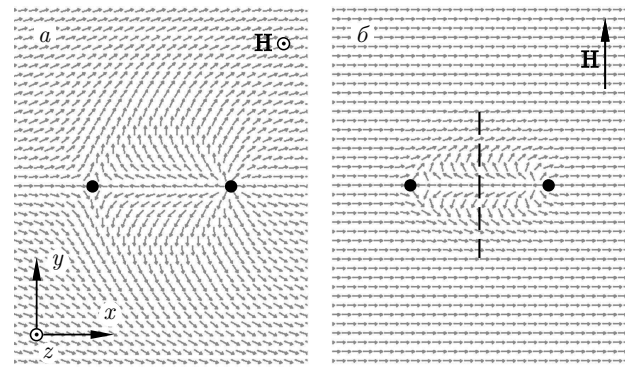


Рис. 8. (В цвете онлайн) Результаты компьютерного моделирования распределения векторов  $\mathbf{d}$  между двумя спиновыми вихрями разного знака, расположенными на расстоянии около  $2\xi_D$  и параллельными нитям нематического аэрогеля. Коры вихрей обозначены черными кружками, а векторы  $\mathbf{d}$  показаны стрелками. При расчете использовалась треугольная сетка и искался минимум градиентной энергии случайной системы векторов  $\mathbf{d}$  вне коров вихрей, где векторы  $\mathbf{d}$  лежат в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ . а)  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $z$  ( $\mu = 0$ ). б)  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $y$  ( $\mu = \pi/2$ ). Для наглядности на панели б векторы  $\mathbf{d}$  повернуты на  $\pi/2$  вокруг оси  $x$ , т. е. на самом деле они все лежат в плоскости  $xz$  и при движении по штриховой линии разворачиваются в этой плоскости на  $2\pi$

что уменьшает полную энергию. При этом, однако, возможно возникновение спиновых вихрей, параллельных нитям (т. е. оси  $z$ ), с кором порядка магнитной длины  $\xi_m \ll \xi_D$  [17]. На расстояниях больших  $\xi_m$  векторы  $\mathbf{d}$  лежат в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , и при обходе вокруг кора ориентация  $\mathbf{d}$  меняется на  $\pm 2\pi$ . Спиновые вихри энергетически невыгодны, но могут пиннинговаться на нитях аэрогеля (или группе нитей). При этом между ближайшими вихрями противоположного знака (т. е. с изменением угла ориентации  $\mathbf{d}$  на  $-2\pi$  и  $+2\pi$ ) возникает линия, на которой векторы  $\mathbf{d}$  ориентируются противоположно их ориентации вдали от этой пары вихрей.

На рис. 8 представлены результаты компьютерного расчета распределения векторов  $\mathbf{d}$ , соответствующего минимуму полной энергии системы при наличии двух спиновых вихрей разного знака. При  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $z$  (рис. 8а) векторы  $\mathbf{d}$  остаются в плоскости  $xy$  (за исключением коров вихрей, занимающих малую часть объема), и вдали от вихрей неоднородности ориентации малы. В результате сдвиг частоты ЯМР остается таким же, как и в случае отсутствия вихрей. При  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $y$  (рис. 8б) вдали от коров вихрей векторы  $\mathbf{d}$  ориентируются вдоль  $x$ , так как дипольная энергия минимальна при  $\mathbf{d} \perp \mathbf{m}$ ,



где вектор  $\mathbf{m}$  параллелен  $z$ . Однако между вихрями образуется доменная стенка ( $\mathbf{d}$ -солитон) шириной порядка  $\xi_D$ , при пересечении которой векторы  $\mathbf{d}$  разворачиваются на  $2\pi$  в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{H}$ , выходя из плоскости  $xy$ . В ЯМР-экспериментах такой  $\mathbf{d}$ -солитон приводит к появлению спутной линии в спектре непрерывного ЯМР со сдвигом частоты

$$\delta\omega_{sat} \approx -\frac{\Omega_P^2(\cos^2\mu - \lambda\sin^2\mu)}{2\omega},$$

где  $\Omega_P^2 = K\Omega_A^2$  — квадрат леггеттовской частоты полярной фазы и  $\lambda \leq 1$  [27]. При этом частота основной линии ЯМР по-прежнему соответствует выражению (4).

Другой топологический дефект, который удалось наблюдать в полярной фазе, — это полуквантовый вихрь. Возможность существования полуквантовых вихрей в сверхтекучем  $^3\text{He}$  рассматривалась уже давно, но выгодными они оказались только в полярной фазе. При обходе вокруг такого вихря фаза  $\phi$  параметра порядка (1) меняется на  $\pi$  (а не на  $2\pi$ , как в обычном квантовом вихре), и одновременно на  $\pm\pi$  меняется ориентация вектора  $\mathbf{d}$ . Как видно из выражения (1), в результате полного оборота параметр порядка не меняется.

Впервые полуквантовые вихри удалось наблюдать в экспериментах с  $^3\text{He}$  на вращающемся криостате в университете Аальто [27] в образцах нематического аэрогеля, аналогичных нашим образцам 3 и 4. В этих же экспериментах удалось выяснить, что полуквантовые вихри в полярной фазе  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле можно получить и без вращения: при быстром охлаждении через  $T_{ca}$  они образуются благодаря механизму Киббля–Зурека и не исчезают (как в объемном  $^3\text{He}$ ), а пиннингуются на нитях аэрогеля, причем оси вихрей ориентируются вдоль нитей аэрогеля. Как и в случае спиновых вихрей, между парой полуквантовых вихрей с разными знаками спиновой части формируется  $\mathbf{d}$ -солитон, приводящий к спутной линии ЯМР с таким же сдвигом частоты. Отметим, что при наличии большой составляющей магнитного поля поперек нитей формирование полуквантовых вихрей невыгодно по сравнению с одноквантовыми. По этой причине для образования полуквантовых вихрей следует охлаждаться через  $T_{ca}$  в нулевом магнитном поле или в поле, параллельном нитям. После этого, для наблюдения спутной линии, нужно приложить поперечное магнитное поле (или наклонить имеющееся).

В наших экспериментах в  $^3\text{He}$  с образцами 2–7 наблюдались как спиновые, так и полуквантовые

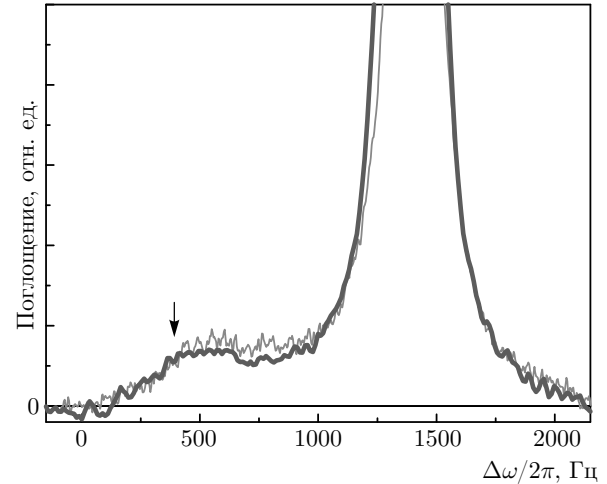


Рис. 9. (В цвете онлайн) Спутная и основная линии непрерывного ЯМР в образце нафен-910 при наличии полуквантовых вихрей (толстая линия) и при наличии спиновых вихрей (тонкая линия).  $P = 23.6$  бар,  $\mu = 40^\circ$ ,  $\omega/2\pi = 546$  кГц,  $T \approx 0.4T_c$ ,  $T_{ca} \approx 0.68T_c$ . Стрелка указывает на ожидаемое положение спутных пиков при  $\lambda = 1$

вихри. На рис. 9 показаны два сигнала непрерывного ЯМР в образце 7. Линия поглощения ЯМР, изображенная тонкой линией, получена после охлаждения через  $T_{ca}$  в наклонном магнитном поле с большой радиочастотной накачкой (спектр с спутной линией, связанной со спиновыми вихрями), линия же, изображенная толстой линией, соответствует быстрому охлаждению через  $T_{ca}$  (порядка  $0.0002T_{ca}$  в секунду) в нулевом магнитном поле (спектр с спутной линией, связанной с полуквантовыми вихрями). Интенсивность спутной линии, связанной со спиновыми вихрями, зависит от мощности радиочастотной накачки и, возможно, от скорости прохождения  $T_{ca}$  и может быть в несколько раз больше или меньше, чем для изображенной на рис. 9. Интенсивность же спутной линии от полуквантовых вихрей зависит только от скорости прохождения  $T_{ca}$ , и для изображенной на рис. 9 линии составляет примерно 8% от интенсивности основной линии, что согласуется с данными работы [27]. Отметим, что после охлаждения через  $T_{ca}$  в наклонном магнитном поле с малой радиочастотной накачкой спутные линии не наблюдались.

В образце 1 все попытки наблюдать спутные линии (связанные с полуквантовыми или со спиновыми вихрями) оказались неудачными, но после охлаждения через  $T_{ca}$  с большой радиочастотной на-

качкой сдвиг частоты линии при  $\mu = \pi/2$  становился отрицательным в соответствии с выражением (6), т.е. вместо отдельных спиновых вихрей возникало SG-состояние без каких-либо выделенных доменных стенок, приводящих к сателлитной линии.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность экспериментальных данных о свойствах ЯМР  $^3\text{He}$  в образцах нематических аэрогелей разной пористости доказывает правильность идентификации новых сверхтекучих фаз. Полярная фаза является топологически новой сверхтекучей фазой, энергетическая щель которой содержит линию нулей. Наличие этой линии было недавно подтверждено в экспериментах [28] с  $^3\text{He}$  в образце, аналогичном нафену-243, что является еще одним доводом в пользу правильности нашей идентификации. Таким образом, показано, что анизотропные примеси могут существенно влиять на фазовую диаграмму (в том числе стабилизировать новые фазы) в системах с триплетным куперовским спариванием.

Экспериментальные исследования сверхтекучего  $^3\text{He}$  в России были начаты в 1983 г. по инициативе академика А. С. Боровика-Романова. Один из авторов данной статьи (В. В. Дмитриев) много лет проработал под его руководством, и представленные в данной статье результаты получены во многом благодаря знаниям и опыту, приобретенным в общении с Андреем Станиславовичем.

**Благодарности.** Авторы признательны Р. Ш. Асхадуллин, А. А. Осипову, И. М. Гродненскому и М. С. Кутузову за предоставленные образцы аэрогелей.

**Финансирование.** Исследования  $^3\text{He}$  в образцах 5 и 6 выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00384).

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of  $^3\text{He}$* , Taylor&Francis, London (1990).
2. D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson, and D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1972).
3. T. J. Greytak, R. T. Johnson, D. N. Paulson, and J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 452 (1973).
4. W. J. Gully, D. D. Osheroff, D. T. Lawson, R. C. Richardson, and D. M. Lee, *Phys. Rev. A* **8**, 1633 (1973).
5. K. Aoyama and R. Ikeda, *Phys. Rev. B* **73**, 060504 (2006).
6. J. A. Sauls, *Phys. Rev. B* **88**, 214503 (2013).
7. I. A. Fomin, *ЖЭТФ* **145**, 871 (2014).
8. R. Ikeda, *Phys. Rev. B* **91**, 174515 (2015).
9. R. Sh. Askhadullin, V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, P. N. Martinov, A. A. Osipov, A. A. Senin, and A. N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 355 (2012).
10. В. Е. Асадчиков, Р. Ш. Асхадуллин, В. В. Волков, В. В. Дмитриев, Н. К. Китаева, П. Н. Мартынов, А. А. Осипов, А. А. Сенин, А. А. Солдатов, Д. И. Чекрыгина, А. Н. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 613 (2015).
11. V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 165304 (2015).
12. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 075301 (2018).
13. V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 748 (2019).
14. G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 453 (2008).
15. V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, N. Mulders, A. A. Senin, G. E. Volovik, and A. N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 669 (2010).
16. R. Sh. Askhadullin, V. V. Dmitriev, P. N. Martinov, A. A. Osipov, A. A. Senin, and A. N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 747 (2014).
17. G. E. Volovik, J. Rysti, J. T. Mäkinen, and V. B. Eltsov, *J. Low Temp. Phys.* **196**, 82 (2019).
18. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **154**, 1034 (2018).
19. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **158**, 37 (2020).
20. T. Hisamitsu, M. Tange, and R. Ikeda, *Phys. Rev. B* **101**, 100502(R) (2020).
21. В. В. Волков, В. В. Дмитриев, Д. В. Золотухин, А. А. Солдатов, А. Н. Юдин, *ПТЭ* № 5, 130 (2017).
22. R. Sh. Askhadullin, V. V. Dmitriev, D. A. Krasnikhin, P. N. Martinov, L. A. Melnikovsky, A. A. Osipov, A. A. Senin, and A. N. Yudin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **400**, 012002 (2012).

- 23.** V. V. Dmitriev, L. A. Melnikovsky, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 908 (2015).
- 24.** D. Kim, M. Nakagawa, O. Ishikawa, T. Hata, T. Kodama, and H. Kojima, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1581 (1993).
- 25.** N. Zhelev, M. Reichl, T. S. Abhilash, E. N. Smith, K. X. Nguyen, E. J. Mueller, and J. M. Parpia, *Nature Comm.* **7**, 12975 (2016).
- 26.** A. M. Zimmerman, M. D. Nguyen, and W. P. Halperin, *J. Low Temp. Phys.* **195**, 358 (2019).
- 27.** S. Autti, V. V. Dmitriev, J. T. Mäkinen, A. A. Soldatov, G. E. Volovik, A. N. Yudin, V. V. Zavjalov, and V. B. Eltsov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 255301 (2016).
- 28.** V. B. Eltsov, T. Kamppinen, J. Rysti, and G. E. Volovik, arXiv:1908.01645.