

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы  
Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 538.941



Солдатов Аркадий Александрович

## Полярная фаза $^3\text{He}$ в нематическом аэрогеле

Специальность 01.04.09 — физика низких температур

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН.

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, академик  
**Дмитриев Владимир Владимирович**

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук,  
профессор Казанского (Приволжского)  
федерального университета  
**Тагиров Мурат Салихович**

доктор физ.-мат. наук,  
заведующий лабораторией Института  
физики твердого тела РАН  
**Рязанов Валерий Владимирович**

Ведущая организация: Институт теоретической физики  
им. Л.Д. Ландау РАН

Защита состоится **26 июня** 2019 года в **14:00** на заседании диссертационного совета **Д 002.103.01** при Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, расположенном по адресу: 119334, г. Москва, ул. Косыгина 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН и на сайте института [www.kapitza.ras.ru](http://www.kapitza.ras.ru).

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
кандидат физ.-мат. наук



А.Н. Юдин

## Общая характеристика работы

### Актуальность работы. Степень разработанности.

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  была открыта в 1972 г. и объясняется бозе-эйнштейновской конденсацией куперовских пар с орбитальным моментом и спином пары, равными 1, что приводит к сложному устройству параметра порядка и разнообразию свойств сверхтекучего состояния. Такое нестандартное (триpletное, p-wave) куперовское спаривание также происходит в ряде других систем фермионов (некоторых квантовых газах и экзотических сверхпроводниках). Сверхтекучий  $^3\text{He}$  является идеальным модельным объектом для исследований влияния примесей на такие системы: его Ферми поверхность имеет вид сферы, его сверхтекучие фазы А и В (описываемые моделями Андерсона-Бринкмана-Мореля и Бальяна-Вертхамера соответственно) хорошо изучены, а сверхтекучую длину когерентности можно менять в широких пределах ( $\xi_0 = 20\text{--}80$  нм), изменяя давление. Особый интерес представляет изучение влияния примесей на такую идеальную систему. Несмотря на то, что при сверхнизких температурах ( $\sim 1$  мК) жидкий  $^3\text{He}$  является абсолютно чистым веществом (все примеси в нем вымерзают, а изотоп  $^4\text{He}$  уже практически не растворяется в  $^3\text{He}$ ), в него удастся внести примеси с помощью высокопористых наноструктур (например, аэрогелей). Аэрогель представляет собой жесткий каркас из тонких нитей, пористость которого может достигать 99%. До недавнего времени для экспериментов с  $^3\text{He}$  использовались аэрогели на основе  $\text{SiO}_2$  (кремниевые аэрогели), синтезированные по золь-гель технологии. Нити таких аэрогелей имеют диаметр  $\approx 3$  нм, а характерное расстояние между ними составляет  $\sim 100$  нм. Таким образом, нити аэрогеля играют роль протяженных примесей. Большинство образцов кремниевых аэрогелей близки к изотропным, и эксперименты показывают, что область существования сверхтекучести  $^3\text{He}$  в таких аэрогелях

уменьшается [1,2]. При этом наблюдаются 2 сверхтекучие фазы (А-подобная и В-подобная), аналогичные А и В фазам объемного  $^3\text{He}$ . Установлено также, что небольшая глобальная анизотропия аэрогеля (созданная в процессе синтеза образца или при механической деформации) оказывает ориентирующее влияние на параметры порядка наблюдаемых фаз, но природа фаз остается прежней [3,4].

Теоретические исследования [5,6] показали, что ситуация может принципиально измениться при использовании сильно анизотропных аэрогелей. В случае, когда нити аэрогеля ориентированы преимущественно вдоль одного направления, вместо А и В фаз могут стать выгодными новые сверхтекучие фазы: полярная фаза, полярноискаженная А фаза и полярноискаженная В фаза. Сверхтекучая щель полярной фазы обращается в нуль не в двух полюсах, как в А фазе и полярноискаженной А фазе, а на экваторе, что должно привести к ряду новых явлений в физике конденсированного состояния. Полярноискаженные А и В фазы были обнаружены [7,8] и детально исследованы [9] в экспериментах с нематическими аэрогелями, полученными в Физико-энергетическом Институте им. А.И. Лейпунского (г. Обнинск) методом селективного окисления бинарного металлического расплава Ga-Al. Этот аэрогель состоит из нитей, ориентированных параллельно друг другу (отсюда и название аэрогеля – “нематический”) и состоящих из аморфного AlOОН. Величина глобальной анизотропии такого “обнинского аэрогеля” [10] оказалась все же недостаточной для обнаружения топологически новой сверхтекучей фазы  $^3\text{He}$  – полярной фазы [9].

### **Цели и задачи. Методы.**

Целью данной работы является экспериментальное исследование жидкого нормального и сверхтекучего  $^3\text{He}$  в новом наноматериале, который производит фирма ANF Technology Ltd. (Таллин, Эстония), – нафене. Нафен – это нематический аэрогель, нити которого состоят из кристаллическо-

го  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и не обрываются на макроскопических расстояниях ( $\sim 1$  см). В экспериментах используются образцы нафена различной пористости (93.9–98.2%). Основным инструментом экспериментального исследования является метод непрерывного и импульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР), применяемый в широкой области низких температур (1–60 мК), магнитных полей (20–370 Э), соответствующих частот ЯМР (80–1200 кГц) и давлений (0–29.3 бар). В экспериментах по спиновой диффузии в нормальном  $^3\text{He}$  в нафене удастся также измерить степень глобальной анизотропии образцов нафена.

### **Научная новизна. Значимость.**

В данной работе впервые были исследованы свойства жидкого нормального и сверхтекучего  $^3\text{He}$  в нафене. Измерения спиновой диффузии в нормальной фазе  $^3\text{He}$  в нафене показали, что образцы нафена являются более анизотропными, чем образцы обнинского аэрогеля. Были измерены фазовые диаграммы сверхтекучего  $^3\text{He}$  в образцах нафена, сильно различающихся по плотности (пористости). Измерения проводились при использовании разных граничных условий для рассеяния квазичастиц  $^3\text{He}$ : как в случае с предварительным покрытием нитей нафена несколькими атомными слоями  $^4\text{He}$ , так и в случае чистого  $^3\text{He}$ . С помощью методик непрерывного и импульсного ЯМР удалось провести идентификацию наблюдаемых сверхтекучих фаз. Оказалось, что в образцах нафена сверхтекучий переход происходит в новую, ранее не наблюдавшуюся фазу – полярную фазу. Область существования полярной фазы в нафене тем больше, чем выше плотность (ниже пористость) используемого образца нафена. Также установлено, что граничные условия на нитях нафена играют важную роль для реализации полярной фазы  $^3\text{He}$ . Обнаружено, что в экспериментах с чистым  $^3\text{He}$  реализуется либо А фаза, либо полярноискаженная А фаза, вместо полярной. При этом наблюдается заметное подавление температуры

сверхтекучего перехода по сравнению со случаем предварительного покрытия нитей  $^4\text{He}$ .

### **Апробация работы.**

Изложенные в диссертации результаты докладывались на:

- Международных симпозиумах по квантовым жидкостям и кристаллам (Quantum Fluids and Solids) QFS2015 (август 2015, Ниагара-Фолс, США), QFS2016 (август 2016, Прага, Чехия), QFS2018 (июль 2018, Токио, Япония).
- Международных конференциях по низким температурам (Low Temperature) LT27 (август 2014, Буэнос-Айрес, Аргентина), LT28 (август 2017, Гетеборг, Швеция).
- Международных симпозиумах по сверхнизким температурам (Ultra Low Temperature) ULT2014 (август 2014, Сан Карлос де Барилоче, Аргентина), ULT2017 (август 2017, Хайдельберг, Германия).
- Всероссийских совещаниях по физике низких температур (Низкие Температуры) НТ37 (июнь-июль 2015, Казань, Россия), НТ38 (сентябрь 2018, Шепси, Россия).
- XVIII международной молодежной научной школе “Актуальные проблемы магнитного резонанса и его применение” (октябрь 2015, Казань, Россия).
- На 57-ой (ноябрь 2014, Москва, Россия), 58-ой (ноябрь 2015, Москва, Россия), 59-ой (ноябрь 2016, Москва, Россия) научных конференциях МФТИ с международным участием.
- Семинарах и ученых советах ИФП им. П.Л. Капицы РАН.

По материалам диссертации опубликовано 3 статьи [А1–А3].

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 86 страниц и включает в себя основной текст, 32 рисунка, 2 таблицы, список публикаций и список литературы.

## Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследования и степень ее разработанности, сформулированы цели и задачи работы, методология, также обоснована научная новизна, значимость результатов и апробация работы, приведено краткое содержание диссертации по главам.

В первой главе приведен краткий обзор основных представлений об исследуемом объекте – сверхтекучем  $^3\text{He}$ . Рассмотрены параметры порядка сверхтекучих фаз и способ их описания через орбитальный и спиновый вектора, дипольная энергия, основные уравнения спиновой динамики. Приведены фазовые диаграммы  $^3\text{He}$  в объеме и в кремниевом аэрогеле.

Также рассмотрена спиновая динамика А, полярноискаженной А и полярной фаз  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле. Эти фазы принадлежат к классу Equal Spin Pairing (ESP), магнитная восприимчивость которых равна ее значению в нормальной фазе, в отличие от В и полярноискаженной В фаз, где магнитная восприимчивость меньше. В диссертации подробно изучаются свойства ESP фаз в аэрогеле, а В фаза рассматриваться не будет. Общая форма записи параметра порядка для полярной, полярноискаженной А и чистой А фаз имеет вид:

$$A_{\nu j} = \Delta_0 e^{i\phi} d_{\nu} (a m_j + i b n_j), \quad (1)$$

где  $\Delta_0$  – параметр сверхтекучей щели,  $e^{i\phi}$  – фазовый множитель,  $\mathbf{d}$  – единичный спиновый вектор,  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  – взаимно ортогональные единичные вектора в орбитальном пространстве,  $a^2 + b^2 = 1$ . Для А фазы  $a = b$ , для полярноиска-

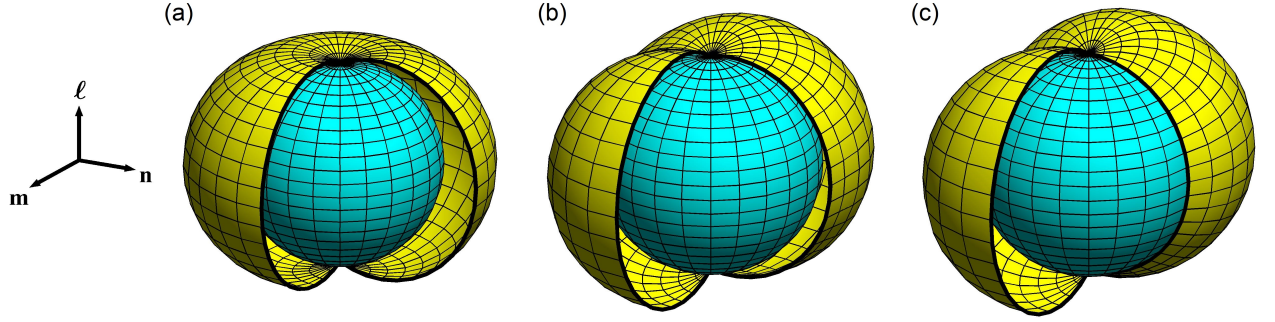


Рис. 1: Сверхтекучая щель в (a) А фазе, (b) полярноискаженной А фазе с  $b^2 = 0.1$  и (c) полярной фазе.

женной А фазы  $a^2 > 1/2 > b^2$ , для полярной фазы  $a = 1, b = 0$ . Аналогично чистой А фазе, полярноискаженная А фаза обладает хиральностью, и мы можем ввести для нее орбитальный вектор  $\boldsymbol{\ell} = (\mathbf{m} \times \mathbf{n})$ . Ее щель обращается в 0 вдоль  $\boldsymbol{\ell}$ , равна  $\sqrt{2}a\Delta_0$  и  $\sqrt{2}b\Delta_0$  вдоль  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  соответственно (см. Рис. 1). Для всех фаз щель максимальна вдоль  $\mathbf{m}$ , и в случае  ${}^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле вектор  $\mathbf{m}$  согласно теории должен быть ориентирован вдоль нитей [5]. В полярной фазе щель максимальна в направлении нитей и обращается в 0 на окружности, перпендикулярной нитям, в отличие от А и полярноискаженной А фаз, где она обращается в 0 только в двух точках. Таким образом, такая особая симметрия полярной фазы ближе всего подходит для  ${}^3\text{He}$  в аэрогеле, состоящего из параллельных нитей.

Следует отметить, что в А и полярноискаженной А фазах в нематическом аэрогеле вектора  $\mathbf{n}$  остаются однородными только на малых масштабах длин  $L_{LIM} \sim 1 \mu\text{m}$ , определяемых балансом между градиентной энергией конденсата и случайной силой, индуцированной нитями аэрогеля [11]. На больших расстояниях образуется так называемое двумерное состояние Ларкина-Имри-Ма (Larkin-Imry-Ma, LIM), которое соответствует случайному распределению векторов  $\mathbf{n}$  в плоскости, перпендикулярной нитям [7,9]. Спиновый вектор  $\mathbf{d}$  ориентируется ортогонально намагниченности



$\mathbf{M}$  и должен быть однороден на расстояниях меньше, чем дипольная длина  $\xi_D \sim 10$  мкм, который определяется балансом между дипольной и градиентной энергиями. Кроме этого, вектор  $\mathbf{d}$  в ESP фазах может быть либо пространственно однороден (состояние “спиновый нематик”, spin nematic, SN), либо случайным (состояние “спиновое стекло”, spin glass, SG) [4]. Состояние SN более выгодно и соответствует пространственно однородному распределению вектора  $\mathbf{d}$ , в то время как состояние SG можно создать, охлаждаясь из нормальной фазы через температуру сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  в аэрогеле ( $T_{ca}$ ), либо в импульсном ЯМР, генерируя радиочастотные импульсы, отклоняющие  $\mathbf{M}$  на большие углы, либо в непрерывном ЯМР с большой накачкой. Состояние SG метастабильно, соответствует локальному минимуму суммы градиентной, дипольной и магнитной энергий и стабилизируется неоднородным полем векторов  $\mathbf{n}$ . В этом случае  $\mathbf{d}$  однороден только на расстояниях  $\lesssim \xi_D$ .

Свойства ЯМР сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  характеризуются сдвигом частоты ( $\Delta\omega$ ) от ларморовского значения ( $\omega_L = \chi H$ ), где  $\chi$  – магнитная восприимчивость  $^3\text{He}$ ,  $\mathbf{H}$  – внешнее магнитное поле. Сдвиг возникает вследствие дипольного взаимодействия спинов в сверхтекучем конденсате и зависит от вида параметра порядка. В рассматриваемых ESP фазах в состоянии SN сдвиг в приближении слабой связи, то есть в случае  $T_c/T_F \ll 1$ , где  $T_c$  – температура сверхтекучего перехода в объемном  $^3\text{He}$  и  $T_F$  – температура Ферми, задается уравнением:

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

где  $\mu$  – угол отклонения  $\mathbf{H}$  от направления нитей  $\zeta$ ,  $\beta$  – угол отклонения  $\mathbf{M}$  от равновесия,

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

и  $\Omega_A = \Omega_A(P, T) \propto \Delta_0$  – леггеттовская частота А фазы (если бы она существовала в аэрогеле и имела ту же самую температуру сверхтекучего перехода  $T_{ca}$ ). В линейном непрерывном ЯМР ( $\cos \beta \approx 1$ ) для  $\mu = 0$  ( $\mathbf{H} \parallel \zeta$ ):

$$2\omega_L \Delta\omega = K\Omega_A^2 > 0, \quad (4)$$

в то время как для  $\mu = \pi/2$  сдвиг равен 0. Из уравнений (3) и (4) следует, что если известно  $\Omega_A$ , то измерения  $\Delta\omega$  при  $\mu = 0$  позволяют определить величину полярного искажения: в А фазе  $K = 1/2$ , а в полярной фазе  $K = 4/3$ .

Сдвиг частоты непрерывного ЯМР в состоянии SG для  $\mu = 0$  не отличается от случая SN состояния, но для  $\mu = \pi/2$  он отрицателен и равен:

$$-K\Omega_A^2 \lesssim 2\omega \Delta\omega < 0, \quad (5)$$

Заметим, что параметр порядка полярной фазы не содержит вектора  $\mathbf{n}$  ( $b^2 = 0$  в (1)). По этой причине состояние SG в полярной фазе не может стабилизироваться, а для  $\mu = \pi/2$  сдвиг должен всегда равняться 0. Таким образом, наличие отрицательного сдвига в поперечном поле ( $\mu = \pi/2$ ) является признаком SG состояния и указывает на то, что наблюдаемая сверхтекучая фаза  ${}^3\text{He}$  не является чистой полярной.

Во второй главе описывается экспериментальная установка и особенности работы при сверхнизких температурах. Милликельвиновые температуры жидкого  ${}^3\text{He}$  достигаются с помощью криостата ядерного размагничивания ИФП РАН [12, 13]. В качестве предварительной ступени охлаждения используется криостат растворения  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ , построенный по классической схеме, который позволяет получать температуру до  $\approx 15$  мК. Также рассмотрен полный цикл ядерного размагничивания, даны схемы спектрометров непрерывного и импульсного ЯМР, описаны принципы их работы.

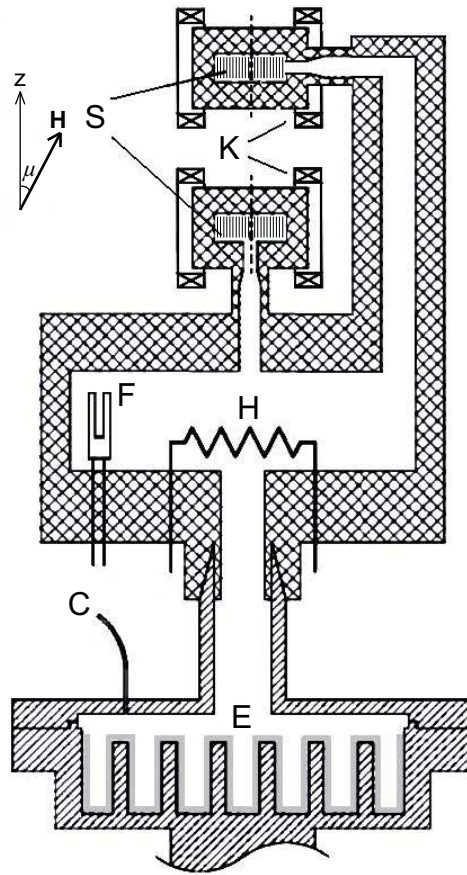


Рис. 2: Упрощенная схема экспериментальной камеры: С – капилляр заполнения, F – кварцевый резонатор, H – нагреватель, S – образцы аэрогеля в ячейках, E – теплообменник, K – катушки ЯМР.

Исследуемый жидкий  ${}^3\text{He}$  находится в экспериментальной камере, который устанавливается на фланце ядерной ступени (Рис. 2). В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы Stycast 1266. В камере находятся стандартный кварцевый резонатор F с длиной ножек  $\approx 3.1$  мм (“вилка”, quartz tuning fork), служащий вторичным термометром [14], и нагреватель из манганиновой проволоки H, с помощью которого можно изменять температуру в экспериментальной камере требуемым образом. Возможность перегреть  ${}^3\text{He}$  относительно ступени обеспечивается скачком Капицы. Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется с экспериментальными ячейками узкими кана-

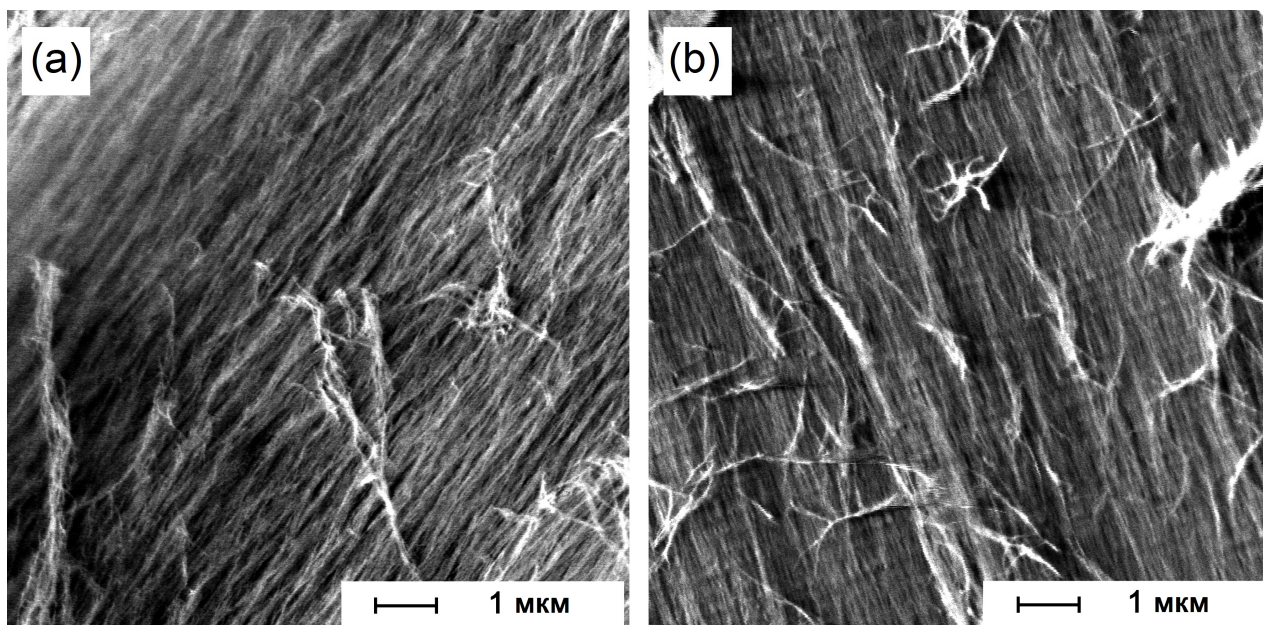


Рис. 3: Фотографии поверхности образцов, полученные методом сканирующей электронной микроскопии: (а) образец обнинского аэрогеля плотностью  $30 \text{ мг/см}^3$  (“Обнинск-30”), (b) нафен-90.

лами. Образцы аэрогеля  $S$ , которые помещаются в ячейки свободно, имеют обычно форму прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами  $\approx 3\text{--}5$  мм. Экспериментальная камера также имеет дополнительную ячейку (на Рис. 2 не показана), которая используется для калибровки вилки. Под действием внешней накачки вилка совершает колебания, затухающие главным образом из-за вязкости  $^3\text{He}$ , которая сильно меняется в интересующей нас области температур. Это свойство делает ее хорошим вторичным термометром. Резонанс вилки наблюдается на частоте около  $31.8 \text{ кГц}$ , а его ширина меняется в широких пределах от  $40$  до  $3000 \text{ Гц}$  в зависимости от степени покрытия пленкой  $^4\text{He}$ , давления и температуры в камере.

Эксперименты проводились как с чистым  $^3\text{He}$ , так и в присутствии небольшого количества  $^4\text{He}$ . В первом случае все объекты, граничащие с  $^3\text{He}$ , покрываются  $\sim 2$  атомными слоями парамагнитного твердого  $^3\text{He}$ , в результате чего рассеяние квазичастиц  $^3\text{He}$  на поверхности оказывается пол-

ностью диффузным и не сохраняет спин из-за процессов быстрого обмена между спинами жидкого и твердого  ${}^3\text{He}$ . Для изменения граничных условий для рассеяния квазичастиц  ${}^3\text{He}$  добавлялся  ${}^4\text{He}$ , который замещает твердый  ${}^3\text{He}$  и покрывает поверхности  $\approx 2.5$  атомными слоями. В этом случае спин при рассеянии сохраняется. При покрытии  $\gtrsim 2.5$  монослоями рассеяние близко к зеркальному при давлениях  $\lesssim 15$  бар и становится полностью диффузным при  $\approx 25$  бар, когда пленка  ${}^4\text{He}$  затвердевает.

В диссертации  ${}^3\text{He}$  исследовался в пяти образцах нематического аэрогеля (см. Рис. 3), отличающихся по плотности:

- 1) обнинский аэрогель плотностью  $8 \text{ мг/см}^3$  (“Обнинск-8”);
- 2) обнинский аэрогель плотностью  $50 \text{ мг/см}^3$  (“Обнинск-50”);
- 3) нафен плотностью  $90 \text{ мг/см}^3$  (опытный образец, “нафен-90”);
- 4) нафен плотностью  $243 \text{ мг/см}^3$  (опытный образец, “нафен-243”);
- 5) нафен плотностью  $72 \text{ мг/см}^3$  (коммерческий, “нафен-72”).

Основная часть результатов была получена с использованием образцов нафена. Характеристики образцов аэрогеля, взятые из [15], для наглядности сведены в Таблицу 1.

В третьей главе приводятся теоретические предсказания для спиновой диффузии  ${}^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле в зависимости от граничных условий для квазичастиц  ${}^3\text{He}$  на поверхности нитей, описаны эксперименты по измерению зависимостей тензора спиновой диффузии в образцах нафена от температуры, из которых делаются выводы о характере отражения квазичастиц и длинах свободного пробега внутри аэрогеля.

Важным параметром в теории сверхтекучего  ${}^3\text{He}$  является длина свободного пробега ( $\lambda$ ) квазичастиц ферми-жидкости, которая может быть определена из измерений коэффициента спиновой диффузии ( $D$ ). При высоких температурах ( $T \gtrsim 20 \text{ мК}$ )  $\lambda$  и  $D$  соответствуют объемной ферми-жидкости ( $\lambda \propto T^{-2}$  и  $D \propto T^{-2}$ ), так как плотность квазичастиц становится

Таблица 1: Свойства образцов нематического аэрогеля:  $\rho$  – плотность,  $p = 1 - \rho/\rho_0$  – пористость,  $d$  – средний диаметр нитей,  $\ell \approx d\sqrt{\rho_0/\rho}$  – оценочное расстояние между нитями,  $s_V^{exp}$  – площадь поверхности в единицу объема, измеренная методом БЭТ,  $s_V \approx \frac{4}{d} \frac{\rho}{\rho_0}$  – расчетная площадь поверхности в единицу объема. Здесь  $\rho_0$  – плотность материала аэрогеля (равна 2.42 г/см<sup>3</sup> для AlOOH и 3.95 г/см<sup>3</sup> для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Полуширина распределения по диаметрам составляет  $\sim 1$  нм.

Образец	$\rho \left( \frac{\text{МГ}}{\text{СМ}^3} \right)$	$p (\%)$	$d$ (нм)	$\ell$ (нм)	$s_V^{exp} \left( \frac{\text{М}^2}{\text{СМ}^3} \right)$	$s_V \left( \frac{\text{М}^2}{\text{СМ}^3} \right)$
Обнинск-8	8	99.7	6	104	$1.4 \pm 0.2$	2.2
Обнинск-30	30	98.8	9	81	–	5.5
Обнинск-50	50	97.9	9*	63	–	9
нафен-72	72	98.2	8	59	–	9
нафен-90	90	97.8	8	53	$8 \pm 1$	11
нафен-243	243	93.9	9	36	$13 \pm 2$	27

\*не измерялась, для оценки  $\ell$  принята такой же, как в образце Обнинск-30

большой. При достаточно низких температурах ( $T < 10$  мК) нити аэрогеля начинают ограничивать свободный пробег квазичастиц и спиновую диффузию. В результате при  $T \sim 1$  мК плотность квазичастиц уже настолько мала, что значения  $\lambda$  и  $D$  полностью определяются системой нитей аэрогеля и не зависят от  $T$ . В пределе  $T = 0$  глобальная анизотропия нематического аэрогеля должна приводить к анизотропии спиновой диффузии <sup>3</sup>He.

В диссертации спиновая диффузия <sup>3</sup>He измерялась методом спинового эха при температурах 1.4–60 мК в двух образцах нафена: нафене-90 и нафене-243. Использовалось давление  $P = 2.9$  бар и предварительное покрытие образцов 2.5 атомными слоями <sup>4</sup>He. Измеренные температурные зависимости  $D(T)$  для ориентаций градиента магнитного поля вдоль и поперек нитей нафена показаны на Рис. 4. Для определения коэффициента спиновой диффузии при нулевой температуре ( $D \equiv D(0)$ ) эти зависимости

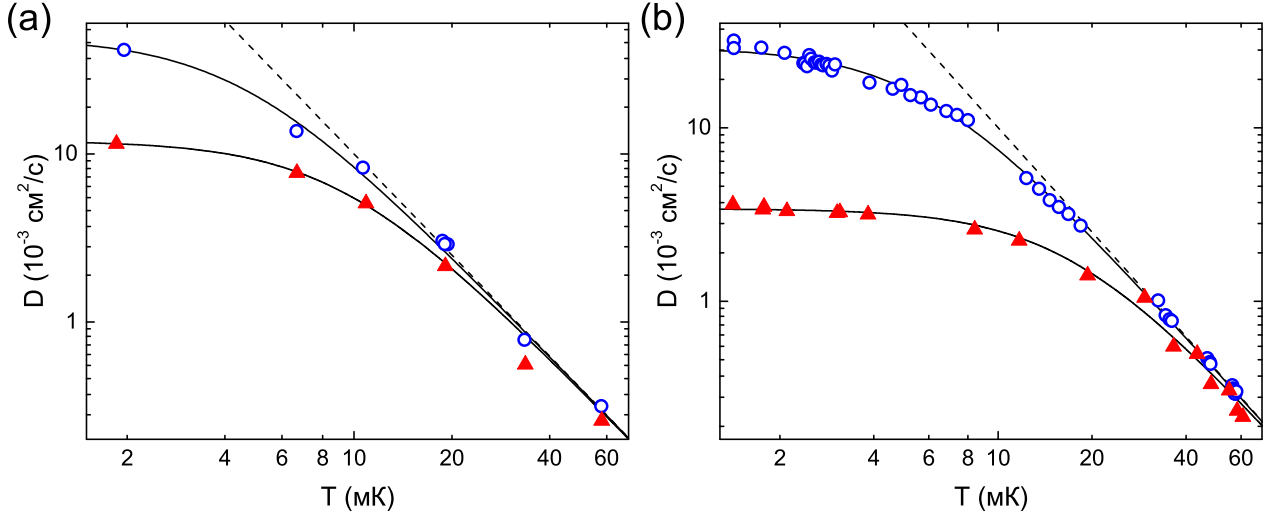


Рис. 4: Температурная зависимость главных значений тензора спиновой диффузии: (a) в нафене-90, (b) в нафене-243. Кружками показан коэффициент спиновой диффузии вдоль нитей нафена, треугольниками – поперек нитей. Сплошными кривыми показана аппроксимация точек уравнением (6), пунктирными – коэффициент спиновой диффузии в объемном  ${}^3\text{He}$  при  $P = 2.9$  бар.

аппроксимируются следующим уравнением:

$$D^{-1}(T) = D_b^{-1}(T) + D^{-1}, \quad (6)$$

где  $D_b \propto T^{-2}$  – коэффициент диффузии в объемном  ${}^3\text{He}$ , который определяется только столкновениями между квазичастицами. Эффективная длина свободного пробега в пределе нуля температур рассчитывается из:

$$D = \frac{v_F \lambda}{3} (1 + F_0^a), \quad (7)$$

где  $v_F$  – скорость Ферми,  $F_0^a$  – параметр Ландау ферми-жидкости. Результаты экспериментов сведены в Таблицу 2.

Из Таблицы 2 видно, что нафен более анизотропный, чем обнинский аэрогель. Величина анизотропии тензора спиновой диффузии в системе с идеально параллельными нитями  $k \equiv D^{\parallel}/D^{\perp}$  для зеркального характера отражения квазичастиц  ${}^3\text{He}$  от нитей аэрогеля по теории равна  $\infty$ . Однако, в реальном нематическом аэрогеле нити неровные, и ожидается конеч-

Таблица 2: Главные значения тензора спиновой диффузии вдоль ( $D^{\parallel}$ ) и поперек ( $D^{\perp}$ ) нитей и соответствующие эффективные длины свободного пробега при нулевой температуре ( $\lambda^{\parallel}$  и  $\lambda^{\perp}$ ), вычисленные согласно (7), для различных образцов нематического аэрогеля. В расчетах использовались  $v_F = 5397$  см/с и  $F_0^a = -0.717$ . Точность всех приведенных значений составляет  $\pm 10\%$ . Данные для обнинского аэрогеля взяты из [10].

Образец	$D^{\parallel}$ (см <sup>2</sup> /с)	$D^{\perp}$ (см <sup>2</sup> /с)	$D^{\parallel}/D^{\perp}$	$\lambda^{\parallel}$ (нм)	$\lambda^{\perp}$ (нм)
Обнинск-8	0.083	0.056	1.5	1600	1100
Обнинск-30	0.044	0.023	1.9	850	450
нафен-90	0.049	0.015	3.3	960	290
нафен-243	0.029	0.0036	8.1	570	70

ная величина. В случае же диффузного характера отражения квазичастиц  $k \approx 3.23$ . Это означает, что в условиях наших экспериментов отражение квазичастиц  ${}^3\text{He}$ , по крайней мере в нафене-243, близко к зеркальному [A1].

В четвертой главе приведены результаты экспериментов со сверхтекучим  ${}^3\text{He}$  в образцах обнинского аэрогеля, нафена-90 и нафена-243 в случае предварительного покрытия нитей аэрогеля 2.5 атомными слоями  ${}^4\text{He}$ . Построены фазовые диаграммы  ${}^3\text{He}$  в соответствующих образцах и приведены доказательства существования полярной фазы в нафене.

Перед началом работы над диссертацией было известно, что в обнинском аэрогеле большую часть фазовой диаграммы занимает ESP фаза – полярноискаженная A фаза [7]. Стало понятно, что для достижения большей величины полярного искажения A фазы и стабилизации полярной фазы необходим более анизотропный нематический аэрогель. Таким аэрогелем оказался нафен. Ожидалось, что фазовая диаграмма  ${}^3\text{He}$  в нафене будет состоять преимущественно из ESP фаз, поэтому их свойства изучаются в диссертации более детально.



Как упоминалось в первой главе, основным способом идентификации фаз является измерение сдвига частоты ЯМР  $\Delta\omega$  и сравнение его с формулами (2) и (3). Однако, леггеттовская частота измерена только в объемном  ${}^3\text{He}$  (мы обозначим ее  $\Omega_{A0}$ ). В аэрогеле  $\Omega_A$  меньше из-за подавления температуры сверхтекучего перехода ( $\Delta T_{ca} = T_c - T_{ca}$ ) и соответствующего уменьшения  $\Delta_0$ . К счастью, в наших экспериментах  $\Delta T_{ca}$  мало (2–10% от  $T_c$  в зависимости от давления). Поэтому в первом приближении мы можем использовать  $\Omega_A$ , полученную перемасштабированием  $\Omega_{A0}$ :

$$\Omega_A\left(\frac{T}{T_{ca}}\right) = \frac{T_{ca}}{T_c}\Omega_{A0}\left(\frac{T}{T_c}\right). \quad (8)$$

Сверхтекучий  ${}^3\text{He}$  в обнинском аэрогеле плотностью  $30 \text{ мг/см}^3$  был ранее исследован в работе [7], где были косвенные указания на существование полярной фазы вблизи  $T_{ca}$ . Чтобы внести ясность, проводились дополнительные эксперименты в образцах Обнинск-8 и Обнинск-50. При низких давлениях вблизи  $T_{ca}$  в этих образцах аэрогеля величина  $K$ , измеренная в непрерывном ЯМР, оказывается максимальной и равняется  $\approx 1.06$  и  $\approx 1.07$  соответственно. Более того, в обоих образцах легко создается состояние SG, и в поперечном поле ( $\mu = \pi/2$ ) наблюдается отрицательный сдвиг частоты, который исчезает только в  $T_{ca}$  (см. текст после (5)). Этот факт доказывает, что полярная фаза все-таки не реализуется в обнинском аэрогеле.

Ситуация меняется в  ${}^3\text{He}$  в нафене, где полярная фаза становится выгодной в широкой области температур и давлений (Рис. 5). Мы идентифицировали сверхтекучие фазы, основываясь на следующих аргументах:

- (i) Сверхтекучий переход происходит в фазу из класса ESP, так как ее магнитная восприимчивость не зависит от  $T$  (см. вставку на Рис. 6).
- (ii) Эксперименты по импульсному ЯМР для разных  $\mu$  и  $\beta$  показывают, что в обоих образцах нафена спиновая динамика в ESP фазе описывается уравнением (2) (Рис. 6).

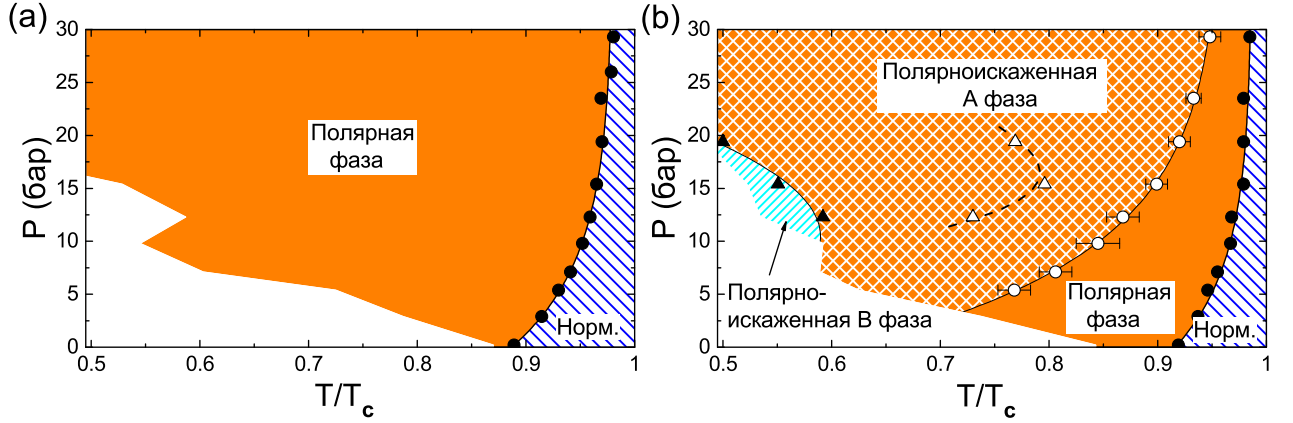


Рис. 5: Фазовые диаграммы  $^3\text{He}$  в нафене-243 (a) и нафене-90 (b). Заполненные кружки показывают сверхтекучий переход  $^3\text{He}$  в нафене, открытые кружки – переход между полярной и полярноискаженной А фазами, заполненные (открытые) треугольники – начало перехода в полярноискаженную В (А) фазу на охлаждении (отогреве) из полярноискаженной А (В) фазы. Ширины А-В и В-А переходов составляют  $\approx 0.02T_{ca}$ . Отметим, что на оси абсцисс температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном  $^3\text{He}$ , которая меняется от 0.93 мК при  $P = 0$  бар до 2.43 мК при  $P = 29.3$  бар.

- (iii) В области низких давлений, где выполняется приближение слабой связи, в нафене-243  $K \approx 4/3$  и практически не зависит от температуры, что соответствует полярной фазе (Рис. 7(a)).
- (iv) В области низких давлений, где выполняется приближение слабой связи, в нафене-90  $K \approx 4/3$  только в ограниченном интервале температур  $T_p < T < T_{ca}$ , а при дальнейшем охлаждении  $K$  падает, что означает переход в полярноискаженную А фазу, величина искажения которой уменьшается при понижении температуры, как и следует ожидать из теории [5] (Рис. 7(b)).
- (v) При всех давлениях вблизи  $T_{ca}$  значения  $K$  почти совпадают в обоих образцах нафена, несмотря на то, что они сильно различаются по плотности (см. Таблицу 1) и анизотропии спиновой диффузии (см. Таблицу 2).

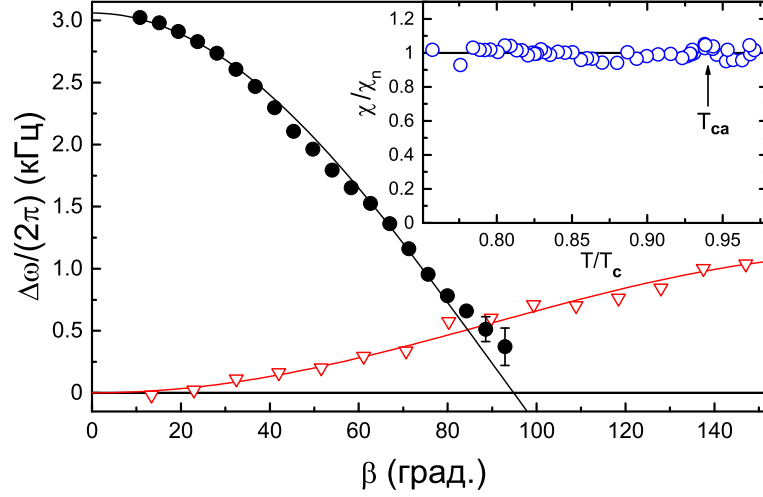


Рис. 6: Зависимость сдвига частоты от угла  $\beta$  в  $^3\text{He}$  в нафене-243. Заполненные кружки:  $\mu = 0$ ,  $P = 19.4$  бар,  $\omega_L/(2\pi) = 880.5$  кГц,  $T \approx 0.78T_c$ . Треугольники:  $\mu = \pi/2$ ,  $P = 7.1$  бар,  $\omega_L/(2\pi) = 359.5$  кГц,  $T \approx 0.83T_c$ . Кривые отвечают уравнению (2) со значением  $K\Omega_A^2$ , полученном в непрерывном ЯМР при  $\mu = 0$ . На вставке показана температурная зависимость магнитной восприимчивости  $^3\text{He}$  в нафене-243 ( $\chi$ ), измеренной в непрерывном ЯМР по интенсивности линии и нормированной на значение в нормальной фазе ( $\chi_n$ ).  $\mu = 0$ ,  $P = 7.1$  бар,  $\omega_L/(2\pi) = 885.5$  кГц,  $T_{ca} \approx 0.94T_c$ .

(vi) В обоих образцах мы не смогли создать состояние SG с помощью тех же методов, которые были успешными в экспериментах с  $^3\text{He}$  в кремниевом или обнинском аэрогелях: после попыток создать состояние SG сдвиг при  $\mu = \pi/2$  равен 0 (Рис. 7).

Первые два пункта, перечисленные выше, показывают, что в нафене реализуется одна из следующих фаз: А, полярноискаженная А или полярная. Пункты (iii) и (iv) исключают А фазу, а пункты (v) и (vi) доказывают существование чистой полярной фазы. При высоких давлениях значение  $K$  немного меньше  $4/3$ , что вероятно вызвано поправками сильной связи. Однако, тот факт, что при всех давлениях вблизи точки сверхтекучего перехода  $K$  не зависит от пористости нафена, указывает на полярную фазу, так как маловероятно, что в полярноискаженной А фазе полярное искажение не зависит от плотности нафена. Таким образом, можно заключить, что

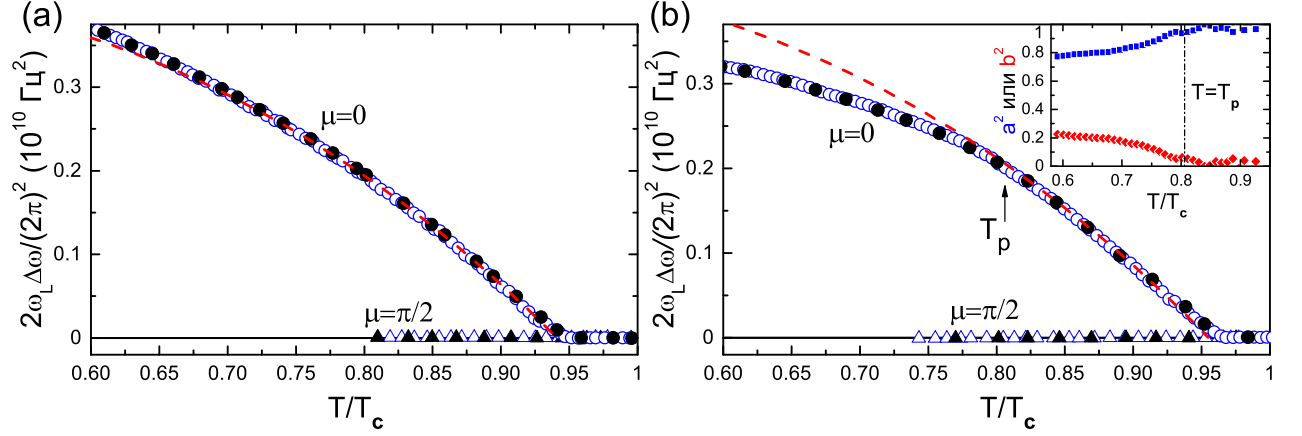


Рис. 7: Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в  $^3\text{He}$  в нафене при  $P = 7.1$  бар. Открытые символы: состояние SN. Заполненные символы: данные, полученные после попыток создать состояние SG.  $\mu = 0$  (кружки),  $\mu = \pi/2$  (треугольники). (a) Нафен-243.  $T_{ca} \approx 0.94T_c$ . Пунктирная кривая соответствует уравнению (4) с  $K = 1.245$ . (b) Нафен-90.  $T_{ca} \approx 0.955T_c$ . Пунктирная кривая соответствует уравнению (4) с  $K = 1.24$ . На вставке показаны температурные зависимости величин  $a^2$  (квадратики) и  $b^2$  (ромбики), описывающие искажение параметра порядка в общей форме (1) и рассчитанные из данных панели (b) для  $\mu = 0$  с помощью уравнений (3) и (4).

в нафене-243 полярная фаза существует вплоть до самых низких температур, которые мы смогли получить в ходе экспериментов, в то время как в нафене-90 полярная фаза существует в интервале  $T_p < T < T_{ca}$ , а при  $T = T_p$  происходит фазовый переход второго рода в полярноискаженную А фазу. При дальнейшем охлаждении величина искажения  $K$  падает, а значения для  $\Delta\omega$  отклоняются от теоретической кривой для полярной фазы. На вставке к Рис. 7(b) демонстрируется зависимость величины искажения параметра порядка ESP фаз (1) от температуры, характер изменения которой качественно согласуется с поведением, которое ранее было предсказано теорией [5].

В  $^3\text{He}$  в образцах нафена-72 и нафена-90 при достаточно низких температурах происходит фазовый переход первого рода в В-подобную сверх-

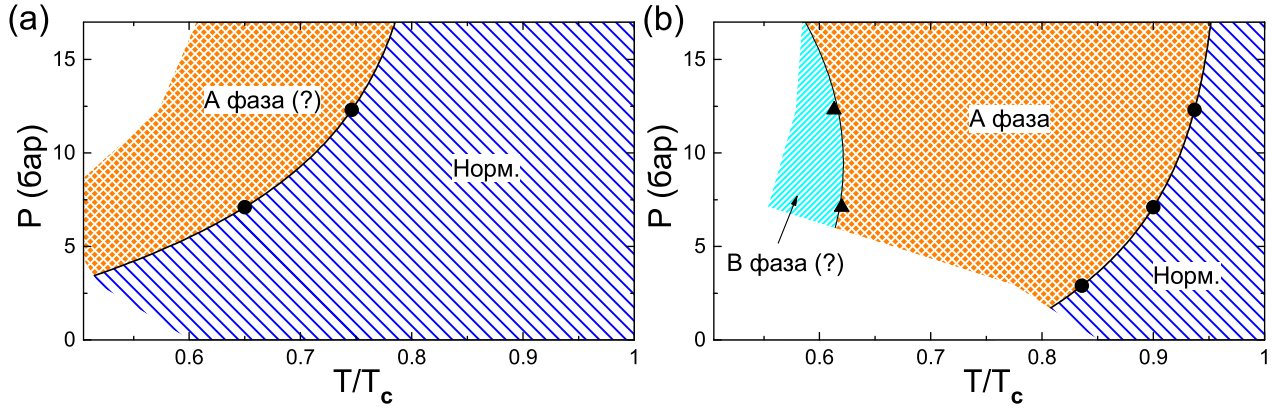


Рис. 8: Фазовые диаграммы в чистом  ${}^3\text{He}$  в нафене-243 (a) и нафене-90 (b). Данные получены на охлаждении из нормальной фазы. Кружки отмечают  $T_{ca}$ , треугольники – начало перехода в В-подобную фазу. В нафене-243 не удалось определить степень полярного искажения А фазы из-за довольно большого подавления  $T_{ca}$ .

текущую фазу, сопровождаемый уменьшением магнитной восприимчивости и резким изменением сдвига частоты.

В пятой главе описаны методы обработки сигналов в присутствии парамагнитного  ${}^3\text{He}$ . Приведены результаты экспериментов при использовании разных граничных условий: в чистом  ${}^3\text{He}$  и при покрытии 2.5 атомными слоями  ${}^4\text{He}$ . Построены фазовые диаграммы  ${}^3\text{He}$  в различных образцах нафена, отличающихся по плотности (фазовые диаграммы для чистого  ${}^3\text{He}$  в нафене-90 и нафене-243 показаны на Рис. 8). Способы идентификации сверхтекучих фаз были аналогичны описанным раньше.

Главным результатом главы является то, что в чистом  ${}^3\text{He}$  во всех образцах нафена полярная фаза уже не реализуется и наблюдается существенно большее подавление температуры сверхтекучего перехода  $\Delta T_{ca}$  по сравнению со случаем покрытия 2.5 атомными слоями  ${}^4\text{He}$ . При уменьшении пористости нафена это дополнительное подавление  $T_{ca}$  растет.

Таким образом, присутствие парамагнитного  ${}^3\text{He}$  на нитях нафена кардинально меняет сверхтекучую фазовую диаграмму  ${}^3\text{He}$  в нафене: при охлаждении из нормальной фазы сверхтекучий переход происходит либо в

А, либо в полярноискаженную А фазу, в то время как в отсутствие твердого  $^3\text{He}$  наблюдается переход в полярную фазу. Твердый  $^3\text{He}$  на нитях также существенно уменьшает  $T_{ca}$ , особенно в образцах нафена низкой пористости, где анизотропия рассеяния квазичастиц  $^3\text{He}$  выше. Наблюдаемые явления не могут быть объяснены изменением зеркальности рассеяния, так как они имеют место и при высоких давлениях, где рассеяние должно быть диффузным, независимо от присутствия или отсутствия парамагнитного  $^3\text{He}$  [16]. Поэтому можно предположить, что ключевую роль здесь играет магнитный канал рассеяния, который становится важен в анизотропной среде.

В заключении перечислены результаты диссертации, описаны эксперименты, которые могли бы дополнить приведенные в работе исследования, а также обсуждаются возможные пути дальнейших исследований.

### **Основные результаты работы.**

- Измерена величина спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого  $^3\text{He}$  в двух образцах нафена при направлениях градиента внешнего магнитного поля вдоль и поперек оси анизотропии нафена. Обнаружена анизотропия спиновой диффузии при  $T \lesssim 20$  мК.
- Измерены фазовые диаграммы  $^3\text{He}$  в образцах нафена различной пористости как в случае с предварительным покрытием нитей нафена пленкой  $^4\text{He}$ , так и в случае чистого  $^3\text{He}$ .
- Обнаружена и исследована методами непрерывного и импульсного ЯМР новая сверхтекучая фаза  $^3\text{He}$  в нафене – полярная фаза.
- Показано влияние граничных условий на сверхтекучий  $^3\text{He}$  в нафене. Обнаружено, что в случае с чистым  $^3\text{He}$  реализуется либо А фаза, либо полярноискаженная А фаза, вместо полярной. При этом наблюдается заметное подавление температуры сверхтекучего перехода.

### **Перспективы дальнейших исследований.**

Результаты, полученные в рамках настоящей диссертации, открывают новые возможности для дальнейших исследований. Недавно в полярной фазе в нафене найден такой экзотический квантовый объект, как полуквантовый вихрь [17], обнаружено эффективное взаимодействие мод продольного и поперечного резонансов [18], а также открыта спиновая сверхтекучесть [19], которая наблюдается как когерентно прецессирующее состояние, похожее на однородно прецессирующий домен в В фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$  [20, 21].

В заключение можно отметить, что явления, исследованные в диссертации, могут быть полезны при исследованиях других систем с триплетным куперовским спариванием (например, нестандартных сверхпроводников). Что же касается дальнейших исследований  $^3\text{He}$  в аэрогелях, то имеется ряд направлений, которые требуют как теоретических, так и экспериментальных исследований:

1. Изучение В-подобной фазы в менее плотных образцах нафена.
2. Расширение фазовых диаграмм  $^3\text{He}$  в более плотных образцах нафена в область ультранизких температур ( $T \lesssim 0.3T_c$ ).
3. Использование спиновой сверхтекучести в полярной фазе в нафене как инструмент для изучения одноквантовых вихрей, которые сами по себе “невидимы” в экспериментах по линейному непрерывному ЯМР.
4. Получение фазовых диаграмм  $^3\text{He}$  в нафене в высоких магнитных полях, где ожидается, по аналогии с  $A_1$  фазой, новая фаза сверхтекучего  $^3\text{He}$  – бета фаза [22].
5. Исследование нормального и сверхтекучего  $^3\text{He}$  в планарных аэрогелях, которые представляют собой систему хаотически ориентированных в плоскости нитей и соответствуют бесконечному сжатию изначально изотропного образца аэрогеля, противоположному случаю с нематическим аэрогелем.

## Список публикаций

- A1 Dmitriev V.V., Melnikovskiy L.A., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N. Anisotropic spin diffusion in liquid  $^3\text{He}$  confined in nafen // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 12. – С. 908-912.
- A2 Dmitriev V.V., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N. Polar phase of superfluid  $^3\text{He}$  in anisotropic aerogel // Physical Review Letters. – 2015. – V. 115. – № 16. – P. 165304.
- A3 Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Effect of magnetic boundary conditions on superfluid  $^3\text{He}$  in nematic aerogel // Physical Review Letters. – 2018. – V. 120. – № 7. – P. 075301.



## Литература

1. Porto J.V., Parpia J.M. Superfluid  $^3\text{He}$  in aerogel // Physical Review Letters. – 1995. – V. 74. – № 23. – P. 4667-4670.
2. Sprague D.T., Haard T.M., Kycia J.B., Rand M.R., Lee Y., Hamot P.J., Halperin W.P. Homogeneous equal-spin pairing superfluid state of  $^3\text{He}$  in aerogel // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75. – № 4. – P. 661-664.
3. Kunimatsu T., Sato T., Izumina K., Matsubara A., Sasaki Y., Kubota M., Ishikawa O., Mizusaki T., Bunkov Yu.M. The orientation effect on superfluid  $^3\text{He}$  in anisotropic aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 86. – № 3. – С. 244-248.
4. Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Senin A.A., Volovik G.E., Yudin A.N. Orbital glass and spin glass states of  $^3\text{He-A}$  in aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91. – № 11. – С. 669-675.
5. Aoyama K., Ikeda R. Pairing states of superfluid  $^3\text{He}$  in uniaxially anisotropic aerogel // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – № 4. – P. 060504(R).
6. Fomin I.A. Phenomenological phase diagram of superfluid  $^3\text{He}$  in a stretched aerogel // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 145. – № 5. – С. 871–876.
7. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Martynov P.N., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Phase diagram of superfluid  $^3\text{He}$  in “nematically ordered” aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95. – № 6. – С. 355-360.
8. Дмитриев В.В., Сенин А.А., Солдатов А.А., Суровцев Е.В., Юдин А.Н. В-фаза с полярным искажением в сверхтекучем  $^3\text{He}$  в “упорядоченном” аэрогеле // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 146. – № 6. – С. 1242-1251.
9. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Martynov P.N., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Anisotropic 2D Larkin-Imry-Ma state in polar distorted

- ABM phase of  $^3\text{He}$  in “nematically ordered” aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100. – № 10. – С. 747-753.
10. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Martynov P.N., Melnikovskiy L.A., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Measurements of spin diffusion in liquid  $^3\text{He}$  in “ordered” aerogel // Journal of Physics: Conference Series. – 2012. – V. 400. – P. 012002.
  11. Volovik G.E. On Larkin-Imry-Ma state of  $^3\text{He-A}$  in aerogel // Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – V. 150. – № 3-4. – P. 453-463.
  12. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Твалашвили Г.К. Криостат ядерного размагничивания и криостат растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  большой хладопроизводительности // Приборы и техника эксперимента. – 1985. – № 3. – С. 185-192.
  13. Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Ponarin D.V., Scheibel R. Simple nuclear demagnetization stage // Journal of Low Temperature Physics. – 1998. – V. 113. – № 5-6. – P. 945-949.
  14. Blaauwgeers R., Blazkova M., Človečko M., Eltsov V.B., de Graaf R., Hosio J., Krusius M., Schmoranzler D., Schoepe W., Skrbek L., Skyba P., Solntsev R.E., Zmeev D.E. Quartz tuning fork: thermometer, pressure- and viscometer for helium liquids // Journal of Low Temperature Physics. – 2007. – V. 146. – № 5-6. – P. 537-562.
  15. Асадчиков В.Е., Асхадуллин Р.Ш., Волков В.В., Дмитриев В.В., Китаева Н.К., Мартынов П.Н., Осипов А.А., Сенин А.А., Солдатов А.А., Чекрыгина Д.И., Юдин А.Н. Структура и свойства “нематически упорядоченных” аэрогелей // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – № 8. – С. 613-619.
  16. Kim D., Nakagawa M., Ishikawa O., Hata T., Kodama T., Kojima H. Boundary condition on superfluid  $^3\text{He}$  as altered by  $^4\text{He}$  interfacial layer // Physical Review Letters. – 1993. – V. 71. – № 10. – P. 1581-1584.

17. Autti S., Dmitriev V.V., Mäkinen J.T., Soldatov A.A., Volovik G.E., Yudin A.N., Zavjalov V.V., Eltsov V.B. Observation of half-quantum vortices in topological superfluid  $^3\text{He}$  // *Physical Review Letters*. – 2016. – V. 117. – № 25. – P. 255301.
18. Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Interaction of two magnetic resonance modes in polar phase of superfluid  $^3\text{He}$  // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 103. – № 10. – С. 727-731.
19. Autti S., Dmitriev V.V., Mäkinen J.T., Rysti J., Soldatov A.A., Volovik G.E., Yudin A.N., Eltsov V.B. Bose-Einstein condensation of magnons and spin superfluidity in the polar phase of  $^3\text{He}$  // *Physical Review Letters*. – 2018. – V. 121. – № 2. – P. 025303.
20. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Исследования долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем  $^3\text{He}$ -В // *Письма в ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 40. – № 6. – С. 256-259.
21. Фомин И.А. Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в  $^3\text{He}$ -В // *Письма в ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 40. – № 6. – С. 260-262.
22. Суровцев Е.В. Фазовая диаграмма сверхтекучего  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*. – 2019. – Т. 155. – № 3. – С. 564-561.