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 ³Не в нематическом аэрогеле

Специальность 01.04.09 — физика низких температур

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: академик, д. ф.-м. н. В.В. Дмитриев

Оглавление

	Стр.
Введение	. 3
Глава 1. Сверхтекучий ³ Не	. 9
1.1 Параметр порядка. Фазовая диаграмма объемного ³ Не	. 9
1.2 Спин-орбитальное взаимодействие	. 13
1.3 ЯМР в сверхтекучем ³ Не	. 14
1.4 Фазовая диаграмма ³ Не в кремниевом аэрогеле	. 16
1.5 Новые фазы сверхтекучего ³ Не в нематическом аэрогеле	. 18
1.6 Спиновая динамика ESP фаз сверхтекучего ³ Не в нематич	e-
ском аэрогеле	. 20
Глава 2. Экспериментальная установка и методы	. 25
2.1 Рефрижератор растворения	. 25
2.2 Ступень ядерного размагничивания	. 27
2.3 Экспериментальная камера	. 29
2.4 Граничные условия в экспериментах с ³ Не	. 32
2.5 Влияние граничных условий на термометрию	. 34
2.6 Условия эксперимента	. 37
2.7 Образцы аэрогеля	. 37
2.8 Спектрометры ЯМР	. 40
Глава 3. Спиновая диффузия ³ Не в нафене	. 44
3.1 Теоретические предсказания	. 44
3.2 Детали эксперимента	. 46
3.3 Экспериментальные результаты	. 47
3.4 Обсуждение результатов и выводы	. 49
Глава 4. Полярная фаза ³ Не в нафене	. 51
4.1 Идентификация ESP фаз	. 51

4.2	Сверхтекучесть ³ Не в обнинском аэрогеле	53
4.3	Сверхтекучесть ³ Не в нафене	55
4.4	Выводы и следствия	60
Глава 5.	Влияние граничных условий на сверхтекучий ³ Не в нафене .	61
5.1	Магнитный канал рассеяния	61
5.2	Идентификация сверхтекучих фаз	62
5.3	Измерение сдвига в присутствии парамагнитного ${}^{3}\mathrm{He}$	63
5.4	Результаты экспериментов с чистым ³ Не и с использованием	
	покрытия 2.5 атомными слоями ⁴ He	66
5.5	Выводы	70
Заключ	ение	72
Список	публикаций	75
Литерал	гура	76

Введение

Актуальность работы. Степень разработанности.

Сверхтекучесть ³Не была открыта в 1972 г. [1] и объясняется бозеэйнштейновской 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 (триплетное, p-wave) куперовское спаривание также происходит в ряде других систем фермионов (некоторых квантовых газах и экзотических) сверхпроводниках). Сверхтекучий ³Не 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 (Anderson-Brinkman-Morel, ABM) [2] и Бальяна-Вертхамера (Balian-Werthamer, BW) [3] соответственно) хорошо изучены [4–6], а сверхтекучую длину когерентности можно менять в широких пределах ($\xi_0 = 20$ –80 нм), изменяя давление. Особый интерес представляет изучение влияния примесей на такую идеальную систему. Несмотря на то, что при сверхнизких температурах (~ 1 мK) жидкий ³Не является абсолютно чистым веществом (все примеси в нем вымерзают, а изотоп ⁴Не уже практически не растворяется в 3 He), в него удается 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 ³Не использовались аэрогели на основе SiO₂ (кремниевые аэрогели), синтезированные по золь-гель технологии. Нити таких аэрогелей имеют диаметр ≈ 3 нм, а характерное расстояние между ними составляет ~ 100 нм. Таким образом, нити аэрогеля играют роль протяженных примесей. Большинство образцов кремниевых аэрогелей близки к изотропным, и эксперименты показывают,

что область существования сверхтекучести ³Не в таких аэрогелях уменьшается [7–12]. При этом наблюдаются 2 сверхтекучие фазы (А-подобная [13] и В-подобная [14–16]), аналогичные А и В фазам объемного ³Не. Установлено, 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 [17–25].

Теоретические исследования [26–29] 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 [30,31] и детально исследованы [32] в экспериментах с нематическими аэрогелями, полученными в Физико-энергетическом Институте им. А.И. Лейпунского (г. Обнинск) методом селективного окисления бинарного металлического расплава Ga-Al [33]. Этот аэрогель состоит из нитей, ориентированных параллельно друг другу (отсюда и название аэрогеля – "нематический") и состоящих из аморфного AlOOH. Величина глобальной анизотропии такого "обнинского аэрогеля" [34] оказалась недостаточной для обнаружения топологически новой сверхтекучей фазы ³He – полярной фазы.

Цели и задачи. Методы.

Целью данной работы является экспериментальное исследование жидкого нормального и сверхтекучего ³Не в новом наноматериале, который производит фирма ANF Technology Ltd. (Таллин, Эстония), – нафене. Нафен – это нематический аэрогель, нити которого состоят из кристаллического Al_2O_3 и не обрываются на макроскопических расстояниях (~ 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 ³Не в нафене удается также измерить степень глобальной анизотропии образцов нафена.

Научная новизна. Значимость.

В настоящей работе впервые:

- Измерена величина анизотропии спиновой диффузии ³Не в образцах нафена.
- Измерены фазовые диаграммы ³Не в образцах нафена различной пористости как в случае с предварительным покрытием нитей нафена пленкой ⁴Не, так и в случае чистого ³Не.
- Обнаружена и исследована методами непрерывного и импульсного ЯМР новая сверхтекучая фаза ³Не в нафене – полярная фаза.
- Показано влияние граничных условий на сверхтекучий ³Не в нафене.
 Обнаружено, что в случае с чистым ³Не реализуется либо А фаза, либо полярноискаженная А фаза, вместо полярной. Причем наблюдается заметное подавление температуры сверхтекучего перехода.

Открытие полярной фазы ³Не в нафене важно для физики сверхтекучих и сверхпроводящих систем с нестандартным куперовским спариванием, а также представляет интерес для физики полуметаллов [35], топологии и астрофизики [36]. Перечисленные выше положения выносятся на защиту.

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 диссертации.

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения.

Во <u>введении</u> 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 <u>первой главе</u> приведен краткий обзор основных представлений об исследуемом объекте – сверхтекучем ³He. Рассмотрены параметры порядка сверхтекучих фаз и способ их описания через орбитальный и спиновый вектора, дипольная энергия, основные уравнения спиновой динамики. Приведены фазовые диаграммы ³He в объеме и в кремниевом аэрогеле. Рассмотрена спиновая динамика A, полярноискаженной A и полярной фаз ³He в нематическом аэрогеле.

Во <u>второй главе</u> описывается экспериментальная установка и особенности работы при сверхнизких температурах. Рассмотрен цикл ядерного размагничивания. Показаны устройство экспериментальной камеры и ячеек, важность граничных условий в экспериментах с жидким ³He и кварцевым резонатором. Приведены условия экспериментов, а также характеристики образцов аэрогеля. Даны схемы спектрометров ЯМР и описаны принципы их работы.

В <u>третьей главе</u> приводятся теоретические предсказания для спиновой диффузии ³Не в нематическом аэрогеле в зависимости от граничных условий для квазичастиц ³Не 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.

В <u>четвертой главе</u> рассмотрена спиновая динамика сверхтекучих фаз в нематическом аэрогеле, построены фазовые диаграммы ³Не в образцах обнинского аэрогеля, нафена плотностью 90 и 243 мг/см³, приведены доказательства существования полярной фазы в нафене.

В <u>пятой главе</u> описаны методы обработки сигналов в присутствии парамагнитного ³He. Приведены результаты экспериментов при использовании разных граничных условий: в чистом ³He и при покрытии 2.5 атомными слоями ⁴He. Построены фазовые диаграммы ³He в различных образцах

8

нафена, отличающихся по плотности. Выдвинуто предположение о существенном влиянии магнитного канала рассеяния на сверхтекучую фазовую диаграмму ³Не в нематическом аэрогеле.

В <u>заключении</u> перечислены результаты диссертационной работы, описаны эксперименты, которые могли бы дополнить приведенные в работе исследования, а также обсуждаются возможные пути дальнейших исследований.

Глава 1. Сверхтекучий ³Не

1.1. Параметр порядка. Фазовая диаграмма объемного ³Не

Атомы ³Не имеют ядерный спин 1/2, поэтому являются фермионами. Сверхтекучесть ³Не связана с образованием бозе-конденсата куперовских пар из атомов ³Не с орбитальным моментом L = 1 и спином S = 1. Спиновые состояния пары частиц строятся из состояний одной частицы, которые являются собственными функциями операторов квадрата спина и проекции спина на ось квантования:

$$|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1\\0 \end{pmatrix}, \qquad |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0\\1 \end{pmatrix}. \tag{1.1}$$

Для спин-триплетного состояния пары (S = 1) существуют следующие волновые функции, соответствующие трем различным проекциям спина на ось квантования и симметричные относительно перестановки частиц:

$$S_{z} = \begin{cases} 1, & |\uparrow\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle \otimes \langle\uparrow| = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ 0, & |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = |\uparrow\rangle \otimes \langle\downarrow| + |\downarrow\rangle \otimes \langle\uparrow| = \begin{pmatrix} 0 & 1\\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ -1, & |\downarrow\downarrow\rangle = |\downarrow\rangle \otimes \langle\downarrow| = \begin{pmatrix} 0 & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{cases}$$
(1.2)

Полная волновая функция пары представляет собой линейную комбинацию этих состояний:

$$\Psi = \psi_1(\mathbf{k}) |\uparrow\uparrow\rangle + \psi_2(\mathbf{k}) (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + \psi_3(\mathbf{k}) |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{k}) \ \psi_2(\mathbf{k}) \\ \psi_2(\mathbf{k}) \ \psi_3(\mathbf{k}) \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

где **k** – единичный вектор направления импульса квазичастиц пары.

Волновая функция (1.3) является спинором 2-го ранга, поэтому ее можно разложить по базису матриц в спиновом пространстве $i\boldsymbol{\sigma}\sigma_y = (i\sigma_x\sigma_y, i\sigma_y\sigma_y, i\sigma_z\sigma_y)$, где $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор, компонентами которого являются матрицы Паули $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$. Ψ можно записать через компоненты некоторого комплексного вектора в спиновом пространстве Δ^k :

$$\Psi = i \left(\boldsymbol{\Delta}^{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma} \right) \sigma_{y} = \begin{pmatrix} -\Delta_{x}^{\mathbf{k}} + i \Delta_{y}^{\mathbf{k}} & \Delta_{z}^{\mathbf{k}} \\ \Delta_{z}^{\mathbf{k}} & \Delta_{x}^{\mathbf{k}} + i \Delta_{y}^{\mathbf{k}} \end{pmatrix}.$$
(1.4)

Здесь $\Delta^{\mathbf{k}}$ является векторным представлением параметра порядка, который можно записать в явном виде:

$$\boldsymbol{\Delta}^{\mathbf{k}} = \frac{i}{2} (\sigma_y \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha\beta}. \tag{1.5}$$

Тогда $|\Delta^{\mathbf{k}}|^2$ представляет собой распределение плотности куперовских пар в импульсном пространстве:

$$\left|\boldsymbol{\Delta}^{\mathbf{k}}\right|^{2} = \frac{1}{2} \operatorname{Tr}\left(\Psi^{+}\Psi\right).$$
(1.6)

Для куперовской пары с L = 1 зависимость $\Delta^{\mathbf{k}}$ от \mathbf{k} выражается через комбинацию сферических гармоник, которые, в свою очередь, являются линейными комбинациями компонент вектора \mathbf{k} . Поэтому можно записать:

$$\Delta_{\nu}^{\mathbf{k}} = A_{\nu j} k_j, \qquad (1.7)$$

где комплексная матрица $A_{\nu j}$ является еще одним представлением параметра порядка сверхтекучего ³Не, который мы будем здесь использовать.

Сложный вид параметра порядка сверхтекучего ³Не приводит к возможности существования до 18 различных фаз, обладающими различной симметрией [4,37]. На практике реализуются только те фазы, которые имеют при данных условиях наименьшую энергию. В отсутствие магнитного поля в объемном ³Не наблюдаются две сверхтекучие фазы: при высоких давлениях и температурах – А фаза, а в остальной области сверхтекучести на фазовой диаграмме – В фаза. На Рис. 1.1 приведена фазовая диаграмма ³Не в слабых магнитных полях и сверхнизких температурах. В магнитном поле к ним добавляется А₁ фаза, существующая в очень узкой области вблизи температуры сверхтекучего перехода, а область существования А фазы



Рис. 1.1: Фазовая диаграмма объемного ³Не в слабых магнитных полях.

увеличивается. Фазовый переход из нормального ³Не в А фазу и В фазу является фазовым переходом второго рода, а переход из А фазы в В фазу – первого рода.

В фаза описывается волновой функцией:

$$\Psi = (k_x + ik_y) \left|\uparrow\uparrow\right\rangle + k_z \left(\left|\uparrow\downarrow\right\rangle + \left|\downarrow\uparrow\right\rangle\right) + (k_x - ik_y) \left|\downarrow\downarrow\right\rangle$$
(1.8)

и параметром порядка Бальяна-Вертхамера (Balian-Werthamer, BW) [3]:

$$A_{\nu j} = \Delta e^{i\phi} R_{\nu j}, \tag{1.9}$$

где Δ – энергетическая щель в спектре возбуждений В фазы, $e^{i\phi}$ – фазовый множитель, а $R_{\nu j} = \hat{R}(\mathbf{n}, \theta)$ – матрица поворота спинового пространства относительно орбитального вокруг некоторого направления \mathbf{n} на угол θ . В волновой функции В фазы присутствуют пары с проекцией спина $S_z = 0$, поэтому магнитная восприимчивость в этой фазе уменьшается при понижении температуры. Также В фаза обладает самым симметричным видом параметра порядка ³Не из всех возможных, поэтому имеет изотропную сверхтекучую щель (Puc. 1.2(a)).



Рис. 1.2: Вид энергетической щели в (a) В фазе и (b) А фазе сверхтекучего ³Не.

А фаза имеет волновую функцию:

$$\Psi = (k_x + ik_y) \left|\uparrow\uparrow\right\rangle + (k_x + ik_y) \left|\downarrow\downarrow\right\rangle \tag{1.10}$$

и анизотропный параметр порядка Андерсона-Бринкмана-Мореля (Anderson-Brinkman-Morel, ABM) [2]:

$$A_{\nu j} = \Delta_0 d_\nu \left(m_j + i n_j \right), \tag{1.11}$$

где Δ_0 – параметр щели в A фазе, **d** – единичный вектор в спиновом пространстве (вектор **d** ортогонален спину), а **m** и **n** – взаимно перпендикулярные единичные вектора в орбитальном пространстве. Третье выделенное направление в орбитальном пространстве $\boldsymbol{\ell} = (\mathbf{m} \times \mathbf{n})$ совпадает со средним моментом импульса пары (см. (1.7)). Наличие такого выделенного направления обуславливает анизотропный вид энергетической щели с двумя нулями в направлении $\boldsymbol{\ell}$ (Рис. 1.2(b)). В состоянии ABM, как видно из вида волновой функции (1.10), отсутствуют пары с проекцией спина $S_z = 0$ (где z – ось квантования спина), то есть A фаза относится к классу фаз Equal Spin Pairing (ESP), поэтому магнитная восприимчивость в этой фазе (восприимчивость Паули), в отличие от B фазы, не меняется с температурой, и остается такой же, как и в нормальном состоянии. В настоящей диссертации подробно будут рассматриваться только фазы из класса ESP. В фаза не принадлежит к этому классу, поэтому многие моменты касательно нее ниже не рассматриваются.

1.2. Спин-орбитальное взаимодействие

В сверхтекучем ³Не существует слабое относительно величины щели спин-орбитальное взаимодействие: диполь-дипольное взаимодействие ядерных магнитных моментов в куперовской паре. Это взаимодействие проявляется в виде дополнительного момента, действующего на намагниченность. При этом происходят изменения в спектре ЯМР, что позволяет изучать устройство параметра порядка.

Энергия диполь-дипольного взаимодействия (дипольная энергия) для А фазы записывается в следующем виде:

$$U_D^A = -\frac{\chi \Omega_A^2}{2g^2} \left(\mathbf{d}\boldsymbol{\ell} \right)^2, \qquad (1.12)$$

где $\chi \sim 10^{-7}$ – магнитная восприимчивость ³He, $g \approx 2.0378 \cdot 10^4 \,\mathrm{c}^{-1} \cdot \Im^{-1}$ – гиромагнитное отношение ³He, $\Omega_A = \Omega_A(T, P)$ – так называемая леггеттовская частота A фазы, характеризующая силу дипольного взаимодействия спинов атомов в куперовской паре. Леггеттовская частота пропорциональна величине щели и зависит от температуры и давления. При $T = T_c$ (где T_c – температура сверхтекучего перехода в объемном ³He) $\Omega_A = 0$ и монотонно возрастает с понижением температуры до $\Omega_A \sim 10^6 \,\mathrm{pad/c}$ при T = 0.

Пространственная неоднородность параметра порядка ³Не оказывается энергетически невыгодной, что определяется так называемой градиентной энергией. Характерная длина, на которой градиентная энергия сравнивается с дипольной в пространственно неоднородной сверхтекучей фазе называется дипольной длиной. Она для всех сверхтекучих фаз составляет $\xi_D \sim 10$ мкм и почти не зависит от температуры.

1.3. ЯМР в сверхтекучем ³Не

Метод ЯМР является мощным инструментом для изучения сверхтекучести ³He [38]. Этим методом были измерены многие величины, характеризующие ³He, идентифицированы параметры порядка сверхтекучих фаз [4], открыты и исследованы сверхтекучие спиновые токи [39,40], продемонстрирован эффект Джозефсона на спиновом токе [41] и др. Пространственно однородная спиновая динамика сверхтекучего ³He без учета механизмов релаксации описывается системой уравнений Леггетта [42], задающих движения вектора **d** и плотности спина **S**, которые являются единственными динамическими переменными. Эти уравнения движения получаются из гамильтониана

$$\mathcal{H} = \frac{g^2 S^2}{2\chi} - g\left(\mathbf{SH}\right) + U_D, \qquad (1.13)$$

где $\frac{g^2 S^2}{2\chi}$ – энергия взаимодействия спина с молекулярным полем, $-g(\mathbf{SH})$ – зеемановская энергия, U_D – дипольная энергия, и имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{M}} &= g\left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}\right) + \mathbf{R}_{D}, \\ \dot{\mathbf{d}} &= g\left(\mathbf{d} \times \left(\mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}}{\chi}\right)\right); \end{cases}$$
(1.14)

где $\mathbf{M} = g\mathbf{S} = \chi \mathbf{H}$ – намагниченность ³Не, \mathbf{H} – магнитное поле, \mathbf{R}_D – дипольный момент, связанный с диполь-дипольным взаимодействием.

Для случая A фазы в равновесии $\mathbf{d} \perp \mathbf{H}$. В объемном ³Не вектор $\boldsymbol{\ell}$ не фиксирован, поэтому $\boldsymbol{\ell} \parallel \mathbf{d}$, так как это отвечает минимуму дипольной энергии (1.12). В этом случае система уравнений (1.14) при малых отклонениях **M** и **d** от положения равновесия (в условиях непрерывного ЯМР) имеет решения в виде поперечной и продольной мод колебаний:

$$\omega_{\perp} \equiv \omega = \sqrt{\omega_L^2 + \Omega_A^2}, \qquad \omega_{\parallel} = \Omega_A.$$
 (1.15)

Продольная мода колебаний связана с тем, что дипольный момент стремится удерживать величину **M** равной равновесному значению. В условиях поперечного ЯМР, согласно первому уравнению Леггетта, **М** прецессирует вокруг направления **H** по кривой, близкой к окружности, причем частота этой прецессии отличается от ларморовской из-за дипольного момента $\mathbf{R}_D = \frac{\chi \Omega_A^2}{\gamma} (\mathbf{dl}) (\mathbf{d} \times \mathbf{l})$. Прецессия вектора **d**, согласно второму уравнению Леггетта, является комбинацией вращения вокруг **H** вместе с **M** и прецессии вокруг **M**. В лабораторной системе отсчета **d** будет описывать похожую на восьмерку фигуру, причем середина этой "восьмерки" соответствует равновесному положению **d** [4]. Уравнения Леггетта в данном виде верны для пространственно однородного случая, и в случае пространственных неоднородностей свойства ЯМР будут определяться дипольной энергией, усредненной на дипольной длине.

Резонансная частота ЯМР определяется ларморовской частотой ω_L и сдвигом частоты $\Delta \omega$, характеризующим величину диполь-дипольного взаимодействия: $\Delta \omega = \omega - \omega_L$. Так как обычно в эксперименте $\omega \gg \Omega_A$, то сдвиг частоты непрерывного ЯМР для объемной A фазы имеет вид:

$$\Delta \omega \approx \frac{\Omega_A^2}{2\omega_L}.\tag{1.16}$$

В импульсном ЯМР (при котором намагниченность ³Не отклоняют на большие углы) в постоянном магнитном поле сдвиг частоты свободной прецессии A фазы задается:

$$\Delta \omega = \frac{\Omega_A^2}{8\omega_L} (1 + 3\cos\beta), \qquad (1.17)$$

где β – угол отклонения намагниченности.

Отметим, что если в равновесии ℓ ориентируется по каким-то причинам не вдоль **d** (например, вблизи стенки, где ℓ выгодно стать перпендикулярно поверхности), то выражения для сдвига частоты меняются. В частности, вместо (1.16) сдвиг частоты в непрерывном ЯМР равен

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega}\cos 2\varphi,\tag{1.18}$$



Рис. 1.3: Кремниевый аэрогель: (a) фотография сканирующего электронного микроскопа и (b) схема (из работы [43]).

где φ – угол между векторами ℓ и **d** в равновесии.

Что касается В фазы, то в ней сдвиг частоты непрерывного ЯМР описывается следующим выражением:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_B^2}{2\omega} \sin^2\varphi, \qquad (1.19)$$

где φ – угол между **H** и вектором **n**. В объеме вектор **H** || **n**, поэтому сдвиг частоты ЯМР равен нулю, но у стенок, ориентированных вдоль **H**, $\sin^2 \varphi = 4/5$, и сдвиг частоты ЯМР максимален. Поэтому обычно линии ЯМР В фазы имеют острый пик в районе ларморовской частоты и длинный хвост в сторону высоких частот, заканчивающийся при указанном выше максимальном значении сдвига частоты ЯМР.

1.4. Фазовая диаграмма ³Не в кремниевом аэрогеле

Сверхтекучесть ³Не в аэрогеле впервые была обнаружена в образцах кремниевого аэрогеля [7, 8]. В экспериментах обычно используется кремниевый аэрогель с пористостью 98.2% (так что 1.8% пространства занято собственно нитями внутри аэрогеля), плотностью ~ 40 мг/см³, характерным диаметром нитей $\delta \approx 3$ нм и характерным средним расстоянием между нитями $\xi_a \sim 100$ нм (Рис. 1.3(b)).



Рис. 1.4: Фазовая диаграмма объемного ³Не (сплошные линии) и ³Не в кремниевом аэрогеле (пунктирные линии) в слабых магнитных полях на охлаждении [44].

Было установлено, что кремниевый аэрогель приводит к понижению температуры сверхтекучего перехода на $\approx 20\%$ при высоких давлениях, а при низких давлениях (0–5 бар) сверхтекучесть ³Не подавляется полностью. Фазовая диаграмма ³Не в аэрогеле в слабых магнитных полях (Рис. 1.4) качественно остается похожей на фазовую диаграмму объемного ³Не [9–12]: реализуются А-подобная фаза [13] и В-подобная фаза [14–16], аналогичные А и В фазам объемного ³Не. При этом выяснилось, что аэрогель влияет на пространственное распределение параметра порядка [17–25].

Также стоит отметить, что при охлаждении из нормальной фазы Аподобная фаза является всегда переохлажденной, а при отогреве из Вподобной фазы А-подобная фаза наблюдается только в очень узком диапазоне температур вблизи температуры сверхтекучего перехода [11, 45]. В этом состоит одно из отличий от фазовой диаграммы объемного ³He, где А фаза является равновесной в широком диапазоне температур.

В большинстве экспериментов A фаза в аэрогеле образует так называемое состояние Ларкина-Имри-Ма (Larkin-Imry-Ma, LIM) [18, 19, 23–25],

описанное Г.Е. Воловиком [46] в рамках модели, в которой поле случайных неоднородностей (в виде хаотически ориентированных нитей) разрушает дальний порядок A фазы, и вектор ℓ разупорядочивается и остается однородным только на расстояниях меньших так называемой длины Ларкина-Имри-Ма $L_{LIM} \sim \xi_a \left(\xi_0^2 / \delta^2 \right) \sim 1$ мкм, где $\xi_0 = 20-80$ нм – длина когерентности сверхтекучего ³He. Такое состояние еще называют орбитальным стеклом. В случае идеально изотропного кремниевого аэрогеля формируется трехмерное состояние LIM [19, 23], а слабая анизотропия аэрогеля, полученная в результате либо слабой деформации (сжатия или растяжения), либо в процессе синтеза образца, слегка меняет температуры сверхтекучего перехода и А-В перехода в аэрогеле [24, 25] и приводит либо к анизотропному состоянию LIM [18, 19, 24, 25], либо к состоянию с пространственно однородным вектором ℓ , ориентированным вдоль (поперек) оси анизотропии аэрогеля [17,19,21,22]. Согласно теории последний случай реализуется, если деформация (или внутренняя анизотропия) аэрогеля превышает критическую величину $\Delta x/x \sim 10^{-2}$. Такое состояние, вероятно, наблюдалось в экспериментах с анизотропными кремниевыми аэрогелями [17, 19–23].

1.5. Новые фазы сверхтекучего ³Не в нематическом аэрогеле

Нематический аэрогель – это новый тип аэрогеля, в котором нити ориентированы вдоль одного направления [47]. Он отличается от кремниевого аэрогеля высокой степенью анизотропии, и в модели Г.Е. Воловика соответствует случаю бесконечного растяжения изначально изотропного образца аэрогеля. Исследования сверхтекучести ³Не в нематическом аэрогеле представляют особый интерес, поскольку согласно теории [26–29] в нем могут стать выгодными полярная фаза (или полярноискаженные А и В фазы) вместо А и В фаз, наблюдаемых в объемном ³Не.



Рис. 1.5: Сверхтекучая щель в (a) A фазе, (b) полярноискаженной A фазе с $b^2 = 0.1$ и (c) полярной фазе.

Общая форма записи параметра порядка для полярной, полярноискаженной А и чистой А фаз имеет вид:

$$A_{\nu j} = \Delta_0 e^{i\phi} d_\nu \left(am_j + ibn_j\right), \qquad (1.20)$$

где Δ_0 – параметр сверхтекучей щели, $e^{i\phi}$ – фазовый множитель, \mathbf{d} – единичный спиновый вектор, **m** и **n** – взаимно ортогональные единичные вектора в орбитальном пространстве, $a^2 + b^2 = 1$. Для A фазы a = b, для полярноискаженной A 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 ℓ , равна $\sqrt{2}a\Delta_0$ и $\sqrt{2}b\Delta_0$ вдоль **m** и **n** соответственно (см. Рис. 1.5). Для всех фаз щель максимальна вдоль \mathbf{m} , и в случае ³Не в нематическом аэрогеле вектор **m** согласно теории должен быть ориентирован вдоль нитей [26]. 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 ³Не в аэрогеле, состоящего из параллельных нитей. Полярная, полярноискаженная А и чистая А фазы относятся к классу ESP, и в них магнитная восприимчивость не зависит от температуры.

1.6. Спиновая динамика ESP фаз сверхтекучего ³Не в нематическом аэрогеле

Дипольная энергия для параметра порядка (1.20) дается следующим выражением [4]:

$$U_D = \frac{3}{5} g_D \left(A^*_{\nu\nu} A_{jj} + A^*_{\nu j} A_{j\nu} \right) =$$

= $\frac{6}{5} g_D \left(a^2 (\mathbf{dm})^2 + b^2 (\mathbf{dn})^2 \right),$ (1.21)

где $g_D = g_D(T)$ – дипольная константа. В приближении слабой связи, то есть в случае $T_c/T_F \ll 1$, где T_F – температура Ферми, g_D можно выразить через леггеттовскую частоту чистой А фазы Ω_A [4,30,32]:

$$g_D = \frac{2}{3 - 4a^2b^2} \ g_D^A = \frac{2}{3 - 4a^2b^2} \left(\frac{5}{6}\frac{\chi}{g^2}\Omega_A^2\right),\tag{1.22}$$

где g_D^A – дипольная константа для A фазы, g – гиромагнитное отношение ³He, χ – магнитная восприимчивость ³He. Сдвиг частоты ЯМР ($\Delta \omega$) от ларморовского значения (ω_L) может быть найден из следующего уравнения [48]:

$$\Delta\omega = -\frac{g}{\chi H} \frac{\partial \bar{U}_D}{\partial \cos\beta},\tag{1.23}$$

где H – внешнее магнитное поле, β – угол отклонения намагниченности \mathbf{M} , \bar{U}_D – дипольная энергия, усредненная по быстрой прецессии спина.

В случае ³Не в нематическом аэрогеле мы должны принять во внимание, что в A и полярноискаженной A фазах вектора **n** остаются однородными только на малых масштабах длин $L_{LIM} \sim 1$ мкм, определяемых балансом между градиентной энергией конденсата и случайной силой, индуцированной нитями аэрогеля [46]. На бо́льших расстояниях мы получим двумерное состояние LIM, которое соответствует случайному распределению векторов **n** в плоскости, перпендикулярной нитям [30, 32]. Спиновый вектор **d** ориентируется ортогонально **M** и должен быть однороден на расстояниях меньше, чем дипольная длина $\xi_D \sim 10$ мкм, который определяется балансом между дипольной и градиентной энергиями. Так как $\xi_D \gg L_{LIM}$, то дипольная энергия в (1.23) должна быть также усреднена по пространству [19, 30, 32, 49].

Везде далее нас будет интересовать случай изотропного двумерного состояния LIM. Пусть внешнее постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z, а угол μ – угол между **m** и **H**, тогда $m_x = 0$, $m_y = \sin \mu$, $m_z = \cos \mu$. Вектора **n** случайны в плоскости, перпендикулярной **m**. В этом случае после усреднения по пространству на масштабах больше L_{LIM} мы получим:

$$\langle n_x^2 \rangle = \frac{1}{2}, \ \langle n_y^2 \rangle = \frac{1}{2} \cos^2 \mu, \ \langle n_z^2 \rangle = \frac{1}{2} \sin^2 \mu,$$
 (1.24)

где угловые скобки обозначают усреднение по пространству. Движение **d** описывается углами Эйлера (α, β, γ), где α – фаза спиновой прецессии, а β – угол отклонения **M**. Мы используем уравнения Леггетта [4] и следуем процедуре, подробно описанной в [49]. Затем после усреднения по быстрой прецессии спина получим:

$$\vec{d}_x^2 = \frac{1}{4}\cos^2 \Phi (1 + \cos\beta)^2 + \frac{1}{8}(1 - \cos\beta)^2,
\vec{d}_y^2 = \frac{1}{4}\sin^2 \Phi (1 + \cos\beta)^2 + \frac{1}{8}(1 - \cos\beta)^2,
\vec{d}_z^2 = \frac{1}{2}\sin^2\beta,$$
(1.25)

где $\Phi = \alpha + \gamma$ – медленная переменная. Угол Φ задает среднюю ориентацию вектора **d** и может быть пространственно однороден (состояние "спиновый нематик", spin nematic, SN) или случайным (состояние "спиновое стекло", spin glass, SG) [19]. Состояние SN более выгодно и соответствует пространственно однородному распределению вектора **d**, в то время как состояние SG можно создать, охлаждаясь из нормальной фазы через температуру сверхтекучего перехода ³Не в аэрогеле (T_{ca}), либо в импульсном ЯМР, генерируя радиочастотные импульсы, отклоняющие **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 **n**. В этом случае **d** однороден только на расстояниях $\leq \xi_D$. Поэтому для того чтобы получить уравнения спиновой динамики для состояния SG, выражения $\cos^2 \Phi$ и $\sin^2 \Phi$ в (1.25) должны быть усреднены по пространству на масштабах больше ξ_D . Затем используя уравнения (1.21), (1.24), (1.25) и оставляя только члены, которые содержат β или Φ , мы получим следующее уравнение для дипольной энергии:

$$\left\langle \bar{U}_D \right\rangle = -\frac{3}{5} g_D \left(1 - \frac{3}{2} b^2 \right) \left[\cos^2 \beta - \frac{\sin^2 \mu}{2} \left(\left(1 + \cos \beta \right)^2 \left\langle \sin^2 \Phi \right\rangle + \frac{5}{2} \cos^2 \beta - \cos \beta \right) \right].$$
(1.26)

Применяя (1.26) к (1.23), получаем сдвиг частоты:

$$\Delta\omega = \frac{1}{8}K \Big[4\cos\beta - \sin^2\mu \Big(2\left(1 + \cos\beta\right) \left\langle \sin^2\Phi \right\rangle + 5\cos\beta - 1 \Big) \Big] \frac{\Omega_A^2}{\omega_L}, \quad (1.27)$$

где $\omega_L = gH$ и

$$K = \frac{4 - 6b^2}{3 - 4a^2b^2}.$$
(1.28)

Минимум дипольной энергии (1.26) достигается при $\sin \Phi = 0$ и соответствует состоянию SN. Тогда для случая непрерывного ЯМР ($\cos \beta \approx 1$) эффективный сдвиг ($2\omega_L \Delta \omega$) равен:

$$2\omega_L \Delta \omega = K \left(1 - \sin^2 \mu \right) \Omega_A^2, \tag{1.29}$$

а для общего случая состояния SG:

$$2\omega_L \Delta \omega = K \Big[1 - \sin^2 \mu \left(1 + \left\langle \sin^2 \Phi \right\rangle \right) \Big] \Omega_A^2.$$
 (1.30)

При $\mu = 0$ в обоих случаях (SN и SG) эффективный сдвиг максимален и равен $K\Omega_A^2$. Для $\mu = \pi/2$ этот сдвиг равен нулю в состоянии SN. В глобально изотропном состоянии SG вектора **d** распределены случайно в плоскости,



Рис. 1.6: Распределение векторов **d** в спиновом пространстве (сплошные стрелки) и векторов **n** в орбитальном пространстве (открытые стрелки) в состоянии SG в случаях (а) **H** $\parallel \zeta$ и (b) **H** $\perp \zeta$. Ось ζ указывает направление нитей нематического аэрогеля.

перпендикулярной **M**, тогда $\langle \sin^2 \Phi \rangle = 1/2$ и эффективный сдвиг при $\mu = \pi/2$ отрицателен и равняется:

$$2\omega_L \Delta \omega = -\frac{1}{2} K \Omega_A^2. \tag{1.31}$$

Стоит отметить, что для случая двумерного LIM состояние SG при $\mu = \pi/2$ должно быть анизотропно. Это можно объяснить следующим образом. Поле векторов **d** однородно на расстояниях $x \sim \xi_D \gg L$, поэтому в первом приближении мы можем считать состояние SG в виде совокупности доменов и доменных стенок. Каждый домен соответствует определенной ориентации **d**. В равновесии вектора **d** ориентированы поперек поля **H** (то есть $d_z = 0$), и дипольная энергия (1.21), усредненная по объему каждого домена равняется:

$$\widetilde{U}_D = \frac{6}{5} g_D \left(a^2 d_y^2 \sin^2 \mu + \frac{1}{2} b^2 \left(d_x^2 + d_y^2 \cos^2 \mu \right) \right).$$
(1.32)

При $\mu = 0$ мы получим $\widetilde{U}_D \propto b^2 \left(d_x^2 + d_y^2 \right)$, то есть \widetilde{U}_D не зависит от ориентации вектора **d**. Поэтому состояние SG, если было создано, должно быть глобально изотропным (Рис. 1.6(a)). Напротив, при $\mu = \pi/2$ дипольная энергия зависит от ориентации вектора **d**: $\widetilde{U}_D \propto \left(1 - b^2 - d_x^2 \left(1 - \frac{3}{2}b^2 \right) \right)$. Поэтому по сравнению со случаем $\mu = 0$ появляется дополнительная "сила", которая стремится увеличить d_x^2 , то есть изотропное распределение **d** в плоскости *xy* должно деформироваться как показано на Рис. 1.6(b). Как следствие, значение $\langle \sin^2 \Phi \rangle$ в этом случае должно быть меньше 1/2, то есть абсолютное значение сдвига в состоянии SG для $\mu = \pi/2$ должно быть меньше, чем следует из уравнения (1.31).

Важно заметить, что параметр порядка полярной фазы не содержит вектор **n**, поэтому состояние SG в ней не реализуемо, и сдвиг частоты при $\mu = \pi/2$ должен всегда равняться 0. Следовательно, наличие отрицательного сдвига в поле, перпендикулярном нитям аэрогеля, указывает на то, что сверхтекучая фаза ³Не не является чистой полярной фазой.

Таким образом, из теории в приближении слабой связи получается, что в полярной фазе величина K = 4/3 и можно определить для нее Леггеттовскую частоту по формуле $\Omega_P^2 \equiv \frac{4}{3}\Omega_A^2$.

Глава 2. Экспериментальная установка и методы

Исследования, описанные в данной работе, проводились на криостате ядерного размагничивания ИФП РАН [50,51]. Этот криостат является первой и единственной установкой в России, позволяющей охлаждать макроскопические образцы до температур порядка 1 мК. Он находится в отдельной комнате, стены которой покрыты медными листами толщиной ~ 1 мм (для изоляции от внешнего электро-магнитного излучения), а все коммуникации и силовые кабели снабжены высокочастотными фильтрами. Криостат установлен на бетонном основании массой 800 кг, подвешенном на тросах, а труба откачки камеры испарения снабжена сильфонами с оттяжками, что вместе обеспечивает защиту от внешних вибраций, которые оказываются существенными при сверхнизких температурах. Расстояние от точки подвеса до центра масс установки составляет ≈ 6 м.

2.1. Рефрижератор растворения

В качестве предварительной ступени охлаждения используется криостат растворения ³Не в ⁴Не, построенный по классической схеме [52]. ³Не из камеры испарения криостата откачивается турбонасосом Varian TV-301, а затем двумя форвакуумными насосами Pfeiffer DUO20M, включенными параллельно (обычный режим насосной группы обеспечивает скорость циркуляции гелия ≈ 100 мкмоль/с). Затем ³Не поступает в систему очистки, состоящей из двух автономных ловушек: азотной и гелиевой. Для большей надежности работы криостата линия возврата ³Не в криостат и дроссели продублированы. По линии возврата ³Не возвращается в криостат растворения, где предварительно охлаждается в гелиевой ванне (Рис. 2.1). После



Рис. 2.1: Криостат растворения [50]: 1, 2 – спеченые теплообменники для охлаждения и конденсации поступающего ³He, 3 – градусная камера, 4 – камера испарения, 5 – непрерывный теплообменник, 6 – ступенчатые теплообменники, 7 – камера растворения.

этого ³Не по капилляру поступает в градусную камеру (≈ 1.3 K), которая уже находится в вакуумной рубашке. Там ³Не конденсируется и далее проходит через дроссель с импедансом $\sim 10^{11}$ см⁻³, витой теплообменник, расположенный в камере испарения, дополнительный дроссель с импедансом $5 \cdot 10^9$ см⁻³, непрерывный и ступенчатые теплообменники. Далее ³Не попадает в камеру растворения, где растворяясь в ⁴Не, поглощает тепло. ³Не из раствора под действием осмотического давления диффундирует через теплообменники в камеру испарения, из которой откачивается насосами, завершая цикл циркуляции. При тепловой нагрузке в несколько мкВт мы получаем температуру ≈ 15 мK [50].

2.2. Ступень ядерного размагничивания

На Рис. 2.2 изображена схема ступени ядерного размагничивания. Ядерная ступень состоит из связки пластин из бескислородной меди, между которыми расположены тонкие тефлоновые прокладки, чтобы уменьшить разогрев от токов Фуко при размагничивании. Таким образом достигает-



Рис. 2.2: Схема криостата ядерного размагничивания: 1 – тепловой ключ, 2 – хладопровод, 3 – ступень ядерного размагничивания, 4 – капка ступени, 5 – теплообменник, 6 – экспериментальная камера, 7 – сверхпроводящий соленоид, 8 – сверхпроводящий соленоид ЯМР, 9 – тефлоновые листы, 10 – медные пластины, 11 – тефлоновые болты.

ся высокий коэффициент заполнения $\approx 98\%$ [51]. Верхние части пластин сварены диффузионной сваркой к капке ядерной ступени из бескислородной меди. Тепловая связь с камерой растворения осуществляется с помощью хладопровода из двух медных полосок (1 мм × 8 мм в сечении) с большим коэффициентом теплопроводности, который одним концом приварен к одной из ног теплового ключа, другим концом – к капке ступени. Тепловой ключ сделан из индия, критическое поле которого 300 Э. В верхней части капки расположен теплообменник из спеченого серебряного порошка с размером зерен ~ 100 нм и общей площадью $\approx 40 \, \text{м}^2$. Такая большая площадь необходима, чтобы уменьшить скачок Капицы между ступенью и жидким ³He. Для исследования ³Не используется экспериментальная камера из эпоксидной смолы на медном фланце, которая устанавливается на теплообменник при помощи индиевой прокладки. Ступень ядерного размагничивания висит на керамических стойках (на Рис. 2.2 не показаны) и размещена внутри сверхпроводящего соленоида с критическим полем 8.9 Т. На нем установлены катушки компенсации поля, чтобы уменьшить величину поля рассеяния в области экспериментальной камеры. Внутри катушек компенсации расположен сверхпроводящий соленоид ЯМР, создающий вертикальное поле в экспериментальной камере. Есть еще сверхпроводящий соленоид седловидного типа, создающий поле в горизонтальной плоскости (на Рис. 2.2 не показан). В результате система из этих двух соленоидов позволяет получать магнитное поле, отклоненное от вертикали на любой угол.

Стандартный цикл работы криостата ядерного размагничивания представляет собой следующее:

 Сверхпроводящий тепловой ключ переводится в нормальное состояние ("замыкается"). В соленоид размагничивания вводится ток 150 А с помощью источника Bruker B-CCS300. Таким образом создается поле, среднеквадратичное значение которого в области ядерной ступени

29

примерно равно 6 Т. Ступень охлаждается криостатом растворения в магнитном поле в течение 2–3 суток до температуры ≈ 15 мK.

- Сверхпроводящий тепловой ключ размыкается. Из соленоида размагничивания в течение примерно 3.5 часов выводится ток до значения 50 А. Температура ядерной спиновой системы ступени уменьшается в результате размагничивания примерно по закону B/T = const [52].
- 3. В течение 2–3 часов происходит установление температуры ³Не в экспериментальной камере. Обычно это происходит вечером, а дальнейшее размагничивание происходит на следующее утро.
- Температура ³Не измеряется, и вычисляется конечное поле, необходимое для достижения необходимой температуры. В течение 2–3 часов проводится размагничивание до этого поля.
- 5. Из-за внешнего теплопритока (~ 10 нВт) ступень ядерного размагничивания медленно отогревается. Отогрев можно компенсировать, выводя ток небольшими порциями из соленоида размагничивания. В зависимости от конечного поля эксперимент удается проводить в течение времени от 3 до 10 суток.
- 6. Цикл повторяется.

2.3. Экспериментальная камера

Экспериментальная камера устанавливается с помощью индиевого уплотнения на фланце ядерной ступени (Рис. 2.3(a)), где находится теплообменник Е. Заполнение экспериментального объема ³Не осуществляется через капилляр С, припаянный к медному фланцу. В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы Stycast 1266. В камере находятся стандартный кварцевый резонатор F с длиной ножек ≈ 3.1 мм ("вилка", quartz tuning fork), служащий вторичным



Рис. 2.3: (a) Упрощенная схема и (b) фотография экспериментальной камеры: С – капилляр заполнения, F – кварцевый резонатор, H – нагреватель, S – образцы аэрогеля в ячейках, E – теплообменник, K – катушки ЯМР.

термометром [53], и нагреватель из манганиновой проволоки H, с помощью которого можно требуемым образом изменять температуру в экспериментальной камере (при этом мощности ≈ 50 нВт достаточно, чтобы нагревателем быстро перегреть ³He относительно ядерной ступени и быстро охладить его, выключив нагреватель). Возможность перегреть ³He относительно ступени обеспечивается скачком Капицы. Такая процедура в нашем случае удобнее, чем намагничивание и размагничивание ступени, так как последнее меняет рассеянное поле соленоида размагничивания в районе экспериментальной камеры, что усложняет интерпретацию экспериментов по ЯМР. Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется с экспериментальными ячейками узкими каналами. Образцы аэрогеля S имеют обычно форму прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами $\approx 3-5$ мм. Между стенками ячеек и поверхностью аэрогеля имеется зазор ~ 0.1 мм. Этого расстояния достаточно, чтобы не возникло деформации аэрогеля при охлаждении ячеек от комнатной температуры из-за разности коэффициентов теплового расширения эпоксидной смолы и аэрогеля. Двухсекционные катушки K размерами ≈ 10 мм наматываются из медной проволоки диаметра 0.05–0.06 мм (по 50–60 витков в каждой секции). Они не касаются ячеек и тепловым образом соединены с криостатом растворения. Это необходимо для того, чтобы избежать разогрева ячеек джоулевыми потерями в катушках. Добротность резонансного контура оказывается $Q \sim 100$ на частоте ~ 1 МГц.

Под действием внешней накачки вилка совершает колебания, затухающие главным образом из-за вязкости ³He, которая сильно меняется с температурой: в нормальной фазе ³He вязкость $\eta \propto \frac{1}{T^2}$, а в сверхтекучей фазе ³He она уменьшается при понижении *T*, причем при $T \rightarrow 0$ вязкость имеет экспоненциальную зависимость $\eta \propto e^{-\Delta/T}$, где Δ – сверхтекучая щель. Это свойство делает ее хорошим вторичным термометром. Резонанс вилки наблюдается на частоте около 31.8 кГц, а его ширина меняется в широких пределах от 40 до 3000 Гц в зависимости от степени покрытия пленкой ⁴He, давления и температуры в камере. Возбуждение колебаний вилки осуществляется через трансформатор с помощью генератора SRS DS345. В цепь вилки (последовательно с ней) подключен предусилитель тока SR570, с выхода которого сигнал подается на вход фазочувствительного усилителя (lock-in amplifier) SR830. Измеренные частотные характеристики вилки (сигналы поглощения и дисперсии) подгоняются лоренцевскими кривыми, откуда извлекаются положение пика и его ширина. На Рис. 2.3(а) для простоты показаны всего две ячейки с аэрогелем. В реальности же обычно использовались четыре ячейки (см. Рис. 2.3(b)). Три ячейки содержали различные образцы аэрогеля, а четвертая оставалась неизменной и использовалась для калибровки вилки. Внутри нее находятся вертикально расположенные пластинки из папиросной бумаги, пропитанной эпоксидной смолой, толщиной ~ 10 мкм на расстоянии ~ 0.1 мм друг от друга. Такая конфигурация стенок в вертикальном магнитном поле дает ЯМР сигнал от В фазы сверхтекучего ³Не, имеющий положительный сдвиг частоты $\Delta \omega = \frac{2}{5} \frac{\Omega_B^2}{\omega_L}$ (см. текст после (1.19)) [54]. Это позволяет определить температуру в камере по известным зависимостям леггеттовской частоты В фазы [55].

2.4. Граничные условия в экспериментах с ³He

При низких температурах эксперименты с ³Не проводят либо с чистым ³Не, либо в присутствии небольшого количества ⁴Не. В первом случае все объекты, граничащие с ³Не, покрываются ~ 2 атомными слоями парамагнитного твердого ³Не [56–58], в результате чего рассеяние квазичастиц ³Не на поверхности оказывается полностью диффузным и не сохраняет спин из-за процессов быстрого обмена между спинами жидкого и твердого ³Не [58,59]. Для изменения граничных условий для рассеяния квазичастиц ³Не добавляют ⁴Не, который замещает твердый ³Не и покрывает поверхности несколькими атомными слоями [59–64]. В этом случае спин при рассеянии сохраняется. Известно, что рассеяние практически диффузно в случае неполного покрытия ⁴Не (см. Рис. 2.4(а)) и связано с присутствием парамагнитного ³Не. Что касается покрытия $\gtrsim 3$ монослоями, то рассеяние близко к зеркальному при давлениях $\lesssim 15$ бар и становится полностью диффузным



Рис. 2.4: Зависимость зеркальности рассеяния квазичастиц ³Не на поверхности: (a) от числа атомных слоев ⁴Не (зеркальность измерялась в экспериментах с торсионным маятником по величине проскальзывания (slip) между ³Не и полированной кремниевой пластинкой [61]) и (b) от давления для случая покрытия 2.6 атомными слоями ⁴Не (зеркальность измерялась в экспериментах по распространению 4-го звука в ³Не в алюминиевом порошке с размером зерна 3 мкм [63]). (c) Зависимость количества атомов твердого ³Не на поверхности, нормированная на число атомов жидкого ³Не при нулевом давлении, от давления в ячейке с кремниевым аэрогелем пористостью $\approx 98\%$ [57].

при ≈ 25 бар, когда пленка ⁴Не затвердевает (Рис. 2.4(b)). Сделанные выше заключения для низких давлений наглядно показаны на Рис. 2.5.

Также стоит отметить, что количество ⁴Не, достаточное для полного вытеснения парамагнитного слоя ³Не с поверхности, [63] и толщина этого слоя [56–58] (Рис. 2.4(с)) растут с увеличением давления. Для нашей экспериментальной камеры эмпирическим путем было установлено, какое минимальное количество ⁴Не необходимо для избежания твердого ³Не на стенках при всех давлениях 0–29.3 бар (на 5% меньшее количество ⁴Не приводит к появлению парамагнитного ³Не на поверхности образца аэрогеля при высоких давлениях, что легко детектируется с помощью ЯМР). Площадь внутренней поверхности экспериментальной камеры определяется спеченым теплообменником (площадь поверхности образцов аэрогеля не превышает ~ 1 м²). В предположении, что площадь теплообменника равна 40 м², такое



Рис. 2.5: Схематический рисунок, демонстрирующий разницу в процессах рассеяния квазичастиц ³He на поверхности цилиндра в случаях с чистым ³He и покрытия $\gtrsim 3$ атомными слоями ⁴He в области низких давлений жидкого ³He.

количество ⁴Не соответствует покрытию 2.5 атомными слоями, что близко к ожидаемому. Отметим, что площадь теплообменника вычислена, исходя из размера зерен серебряного порошка (~ 1000 Å), и в реальности может быть меньше на 10-30% в результате спекания [65]. В дальнейшем, однако, для определенности мы будем называть покрытие, соответствующее вышеупомянутому минимальному количеству добавленного ⁴Не, покрытием в 2.5 монослоя.

2.5. Влияние граничных условий на термометрию

Как уже говорилось в § 2.3, вторичным термометром в наших экспериментах служит кварцевый камертон ("вилка"). Стандартное поведение вилки, погруженной в жидкий ³He, следующее. При нагреве из очень низких температур в сверхтекучем ³He ширина резонанса вилки растет (а резонансная частота уменьшается) до тех пор, пока не достигается температура сверхтекучего перехода в ³He (T_c). При дальнейшем отогреве в нормальном ³He ширина уже падает, а резонансная частота растет [53]. Обычно ширина резонанса (или резонансная частота) калибруется при данном дав-



Рис. 2.6: Ширина резонанса вилки в сверхтекучем ³Не в зависимости от температуры для случаев с чистым ³Не (кружки) и покрытия 2.5 монослоями ⁴Не (треугольники). P = 12.3 бар. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ³Не ($T_c = 1.948$ мK).

лении от температуры, измеренной первичным термометром, а полученная калибровка используется для термометрии в экспериментах. Зависимость ширины резонанса от резонансной частоты вилки (которая является параметрической функцией температуры) является уникальной при данных условиях среды. Поэтому эта зависимость (мы будем называть ее "кривая вилки") является характеристикой вилки как прибора.

Оказывается, что граничные условия влияют на свойства вилки. Было обнаружено, что калибровка вилки, сделанная в сверхтекучем ³He, существенно зависит от покрытия ⁴He, использованного в эксперименте (см. Рис. 2.6). На кривых вилки также видно, что отличие есть и в нормальной фазе ³He, как показано на Рис. 2.7. В экспериментах с использованием покрытия ≥ 2.5 монослоями ⁴He разница в кривых вилки (и калибровках) практически отсутствует, а при использовании же чистого ³He наблюдается

36


Рис. 2.7: Зависимость резонансной частоты от ширины резонанса вилки при давлении P = 12.3 бар. Кружками обозначены данные для вилки, погруженной в чистый ³He, треугольниками – для вилки, покрытой 2.5 монослоями ⁴He, квадратиками – для вилки, покрытой 8 монослоями ⁴He. Заполненные символы соответствуют нормальному ³He, открытые – сверхтекучему ³He. Сплошные стрелки показывают направление движения вдоль кривых при нагреве ³He.

заметное отклонение кривой вилки от случая использования ≥ 2.5 монослоев ⁴He (см. Рис. 2.7).

Наблюдаемые отличия очевидно связаны с изменением граничных условий для квазичастиц ³Не на поверхности вилки, и могут быть объяснены либо изменением зеркальности отражения, которое зависит от степени покрытия ⁴Не и давления (см. Рис. 2.4(a,b)), либо включением магнитного канала рассеяния квазичастиц ³Не, который возникает из-за процессов быстрого обмена спинов между жидким и твердым ³Не в парамагнитном слое [8, 13, 56]. Более подробно об экспериментах можно почитать в работе [66].

2.6. Условия эксперимента

Эксперименты проводились методами поперечного непрерывного и импульсного ЯМР в широкой области низких температур 1–60 мК, в магнитных полях 20–370 Э (использовались соответствующие частоты ЯМР от 80 кГц до 1.2 МГц), при давлениях ³Не в камере 0–29.3 бар. Исследования проходили как в чистом ³Не (молярная доля примеси ⁴Не составляла $\leq 0.04\%$), так и с предварительным добавлением ⁴Не в камеру, который покрывает поверхности внутри камеры 2.5 атомными слоями ⁴Не.

Для экспериментов ЯМР создавалось вертикальное магнитное поле обычным соленоидом с однородностью поля ~ 10^{-5} в области ~ 1 см, поперечное поле – седловидным соленоидом с однородностью ~ 10^{-4} . С помощью системы из этих двух соленоидов можно было получать магнитное поле, отклоненное от вертикальной оси z на любой угол μ (Рис. 2.3(a)). Для компенсации остаточных градиентов магнитного поля использовались дополнительные градиентные катушки. Ток в этих катушках подбирался таким образом, чтобы линия ЯМР в нормальной фазе ³Не была наиболее узкой.

Результаты, представленные в данной диссертации, были получены на трех экспериментальных камерах, фотография одной из которых показана на Рис. 2.3(b). Камеры имели несколько ячеек с разными образцами нематического аэрогеля, нити которых были ориентированы вдоль вертикальной оси z.

2.7. Образцы аэрогеля

В первых экспериментах с ³Не в нематических аэрогелях [30–32] использовались образцы "обнинского аэрогеля". Он выращивается по принципиально новой методике, разработанной в Физико-Энергетическом Инсти-

38

туте им. А.И. Лейпунского (г. Обнинск), и основан на селективном окислении бинарного металлического расплава Ga-Al [33]. В отличие от зольгель технологии синтез аэрогеля происходит при атмосферном давлении на поверхности расплава (аэрогель "растет" на поверхности). Таким образом получается аэрогель, состоящий из нитей аморфного гидрооксида алюминия (AlOOH), которые почти параллельны друг другу на макроскопических расстояниях. Это позволяет называть такой аэрогель "нематическим". На высокую анизотропию образцов обнинского аэрогеля указывает их внешний вид: при освещении дневным светом они имеют бело-голубой цвет, а прозрачность образцов меняется при изменении угла обзора относительно направления нитей. Плотность образцов обнинского аэрогеля варьируется от 8 до 50 мг/см³.

К нематическим аэрогелям относится и нафен (*nanoscale alumina fibers*) – новый материал, производимый фирмой ANF Technology Ltd., обладающий схожим строением, но состоящий из нитей кристаллического Al₂O₃ и имеющий бо́льшую плотность. Образцы нафена непрозрачны и имеют белый цвет. Технология получения нафена нам неизвестна и составляет коммерческую тайну.

В настоящей диссертации проводились исследования ³Не в пяти образцах нематического аэрогеля, отличающихся по плотности:

1) обнинский аэрогель плотностью 8 мг/см³ ("Обнинск-8");

2) обнинский аэрогель плотностью $50 \,\mathrm{Mr/cm^3}$ ("Обнинск-50");

3) нафен плотностью $90 \,\mathrm{mr/cm^3}$ (опытный образец, "нафен-90");

4) нафен плотностью 243 мг/см³ (опытный образец, "нафен-243");

5) нафен плотностью 72 мг/см^3 (коммерческий, "нафен-72").

Основная часть результатов диссертации была получена с использованием образцов нафена.

39



Рис. 2.8: Фотографии поверхности образцов, полученные методом сканирующей электронной микроскопии: (a) образец обнинского аэрогеля плотностью 30 мг/см³ ("Обнинск-30"), (b) нафен-90.

Микроструктура образцов аэрогеля исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S800 в ИФП РАН (Рис. 2.8). Анализ фотографий выявил, что нити обнинского аэрогеля ограничиваются в длину кромками с характерным расстоянием ~ 100 мкм. После кромки нити начинаются заново и располагаются вдоль того же направления. В нафене же нити не обрываются на расстоянии ~ 1 см и выглядят более ровными. По снимкам удалось оценить лишь сверху толщину нитей ~ 10 нм и расстояние между нитями ~ 100 нм. Более точно определить диаметры нитей в образцах удалось методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей группой во главе с В.В. Волковым из Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН.

В экспериментах по адсорбции азота аэрогелем при температуре жидкого азота (метод Брюнера-Эммета-Теллера, БЭТ) также была измерена площадь поверхности некоторых образцов аэрогеля. Значения оказались близкими к расчетным, если представить нематический аэрогель в виде совокупности параллельно ориентированных нитей цилиндрической формы.

Результаты экспериментов, а также полезные характеристики образцов аэрогеля для наглядности сведены в Таблицу 2.1. Более подробную информацию про аэрогели и детали экспериментов можно найти в работе [47].

Таблица 2.1: Свойства образцов нематического аэрогеля: ρ – 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 ρ_0 – плотность материала аэрогеля (равна 2.42 г/см³ для AlOOH [33] и 3.95 г/см³ для Al₂O₃). Полуширина распределения по диаметрам составляет ~ 1 нм.

Образец	$\rho\left(\frac{\mathrm{M}\Gamma}{\mathrm{C}\mathrm{M}^3}\right)$	$p\left(\% ight)$	d (нм)	ℓ (HM)	$s_V^{exp}\left(rac{\mathrm{M}^2}{\mathrm{CM}^3} ight)$	$s_V\left(\frac{M^2}{CM^3}\right)$
Обнинск-8	8	99.7	6	104	1.4 ± 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 ± 1	11
нафен-243	243	93.9	9	36	13 ± 2	27

*не измерялась, для оценки ℓ принята такой же, как в образце Обнинск-30

2.8. Спектрометры ЯМР

Для непрерывного поперечного ЯМР использовался спектрометр, схема которого приведена на Рис. 2.9. Прохождение линии в непрерывном ЯМР осуществляется при фиксированной частоте радиочастотной (РЧ) накачки путем развертки поля. Токи через соленоиды ЯМР создаются источниками тока с внешним управлением от компьютера. Генератор сигналов G1 (НР



Рис. 2.9: Спектрометр для непрерывного ЯМР.

33120А) соединяется через трансформатор (развязывающий схему от земли) и разделительные конденсаторы C1 емкостью около 1 пФ (обеспечивающие работу генератора в режиме источника тока) с резонансным LC-контуром. Роль индуктивности L в этом контуре играет приемно-передающая катушка ЯМР, охватывающая экспериментальную ячейку с ³Не. Путем подбора конденсатора C контур настраивается на резонансную частоту, соответствующую ларморовской частоте ³Не в данном магнитном поле. Генератор G1 создает на катушке напряжение синусоидальной формы с фиксированной частотой, равной резонансной частоте контура. В резонансе РЧ поле, создаваемое катушкой ЯМР, отклоняет намагниченность в образце на небольшой угол (~ 0.1°), при этом типичная амплитуда РЧ поля составляет ~ 10^{-3} - 10^{-4} Э. Прецессируя, магнитный момент образца наводит дополнительное напряжение в катушке. Напряжение с контура усиливается дифференциальным предусилителем Р1 (SR560) и подается на один из входов такого же предусилителя Р2. На второй вход этого предусилителя подается на



Рис. 2.10: Спектрометр для импульсного ЯМР.

пряжение с генератора G2 (HP 33120A) той же частоты, что и генератор G1. Во время настройки генератора G2 поле соленоида ЯМР уводится в нерезонансную область, а фаза и амплитуда напряжения подбираются так, чтобы сигнал на выходе P2 был как можно меньше. Таким образом, сигнал, не связанный с резонансом в ³He, компенсируется на выходе P2. Сигнал с предусилителя P2 подается на вход фазочувствительного синхронного усилителя lock-in (SR844), который выделяет сигналы в фазе и в квадратуре с опорным сигналом одного из генераторов. Зависимость обеих компонент сигнала от тока, текущего через соленоид ЯМР, записывается на компьютер через интерфейс GPIB. Используя эти зависимости, можно выделить сигналы поглощения и дисперсии (в фазе и в квадратуре с РЧ полем в катушке соответственно).

В схеме спектрометра для импульсного ЯМР (Рис. 2.10) генератор G1 (Rigol DG4062) по команде с компьютера (триггер 1) подает на поперечные катушки РЧ импульс резонансной частоты f_0 , отклоняющий намагниченность на угол 0–180° (обычно используются импульсы амплитудой 2–20 В и такой длительности, что спектральная ширина импульса в ~ 10 раз превышает ширину линии ЯМР). Для защиты от перегрузки на время подачи импульса входы дифференциального предусилителя Р1 (SR560) отсоединяются при помощи встроенного в него реле, управляемого от компьютера (триггер 2). После РЧ импульса сигнал с резонансного контура усиливается предусилителем Р1 и подается на узкополосный резонансный усилитель МІХ, смешивающий сигнал с Р1 и опорный сигнал с генератора G2 (SRS DS345), частота которого смещена на 31 кГц относительно резонансной. В итоге получается сигнал на разностной частоте, который записывается по команде с компьютера (триггер 3) цифровым осциллографом (Tektronix TDS1012). С осциллографа записанный сигнал индукции передается на компьютер через интерфейс GPIB.

Зависимость частоты и амплитуды сигнала свободной индукции (ССИ) от времени после отклонения намагниченности РЧ импульсом вычисляются следующим образом. На ССИ, записанном в память компьютера, выделяется отрезок сигнала в узком окне по времени. Сигнал из этого окна подгоняется синусоидой, и полученные значения для амплитуды и частоты ставятся в соответствие середине отрезка сигнала. При движении этого окна с маленьким шагом мы в результате получаем искомые зависимости. После подачи РЧ импульса собственные колебания контура ("звон") затухают за время, равное $\tau \sim Q/f_0 \lesssim 0.4$ мс. Поэтому мы получаем временные зависимости амплитуды и частоты сигнала от ³Не только при $t \geq \tau$, где t – время, отсчитываемое с момента подачи импульса. Соответствующие значения при t = 0 получаются из экстраполяций этих зависимостей в 0.

Глава 3. Спиновая диффузия ³Не в нафене

Важным параметром в теории сверхтекчего ³Не является длина свободного пробега (λ) квазичастиц ферми-жидкости, которая может быть определена из измерений коэффициента спиновой диффузии (D). При высоких температурах ($T\gtrsim 20\,{\rm mK})$
 λ иDсоответствуют объемной фермижидкости ($\lambda \propto T^{-2}$ и $D \propto T^{-2}$), так как плотность квазичастиц становится большой. При достаточно низких температурах (*T* < 10 мK) нити аэрогеля начинают ограничивать свободный пробег квазичастиц и спиновую диффузию. В результате при $T \sim 1 \,\mathrm{mK}$ плотность квазичастиц уже настолько мала, что значения для λ и D полностью определяются системой нитей аэрогеля и не зависят от температуры. В пределе T = 0 глобальная анизотропия нематического аэрогеля должна приводить к анизотропии спиновой диффузии ³He. Так, в обнинском аэрогеле плотностью $\approx 30 \,\mathrm{Mr/cm^3}$ диффузия вдоль нитей оказалась примерно в 2 раза быстрее, чем поперек нитей [34]. В данной главе будут приведены результаты измерений спиновой диффузии ³Не в нафене, который является более плотным и упорядоченным, чем обнинский аэрогель (см. § 2.7).

3.1. Теоретические предсказания

Спиновая диффузия в объемном ³He (или в ³He в изотропном аэрогеле) дается выражением [67]:

$$j_{\mathbf{M}}^{l} = -D \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x^{l}}, \qquad D = \frac{v_{F}\lambda}{3} \left(1 + F_{0}^{a}\right), \qquad (3.1)$$

где **М** – намагниченность, $\mathbf{j}_{\mathbf{M}}$ – соответствующий ток, v_F – скорость Ферми, F_0^a – параметр Ландау ферми-жидкости. Диффузия в анизотропном аэро-

геле описывается более общим уравнением:

$$j_{\mathbf{M}}^{l} = -D^{lm} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x^{m}},\tag{3.2}$$

где D^{lm} – тензор спиновой диффузии. Важно отметить, что никакой длиной свободного пробега нельзя охарактеризовать диффузию в анизотропной среде. Плотность потока спинов (3.2) в такой системе зависит от направления градиента, и они не обязаны быть параллельными друг другу. С другой стороны, длина свободного пробега – скаляр, который получается усреднением по изотропному распределению квазичастиц ³Не. Поэтому для анизотропного аэрогеля с помощью (3.1) можно определить эффективную длину свободного пробега для главных направлений тензора D^{lm} , чтобы сравнивать с реальными масштабами длин внутри аэрогеля.

Тензор спиновой диффузии ³Не в нематическом аэрогеле D^{lm} может быть найден из кинетического уравнения Больцмана. В него входит так называемый интеграл столкновений, характеризующий в пределе низких температур процесс рассеяния квазичастицы ³Не на нитях аэрогеля, который рассматривается как система бесконечно длинных цилиндров с диаметром d, случайно разбросанных в плоскости с поверхностной плотностью N. Пористость аэрогеля в такой модели равна $p = 1 - \frac{\pi N d^2}{4}$. Ввиду аксиальной симметрии задачи рассеяния тензор спиновой диффузии имеет два главных значения в направлениях вдоль (D^{\parallel}) и поперек (D^{\perp}) нитей.

Далее приведены выражения для коэффициента диффузии в пределе T = 0, выведенные Л.А. Мельниковским в рамках данной теории (подробности есть в работе [A1]), в случаях диффузного (индекс D) и зеркального (индекс S) типов отражения квазичастиц ³Не на поверхности цилиндра:

$$D_D^{\parallel} = (1 + F_0^a) \frac{\pi v_F}{4Nd} = \frac{\pi^2 (1 + F_0^a) v_F}{16} \frac{d}{1 - p},$$
(3.3)

$$D_D^{\perp} = (1 + F_0^a) \frac{2\pi v_F}{(\pi^2 + 16) Nd} = \frac{\pi^2 (1 + F_0^a) v_F}{2 (\pi^2 + 16)} \frac{d}{1 - p},$$
(3.4)

$$D_S^{\parallel} = \infty, \tag{3.5}$$

$$D_S^{\perp} = (1 + F_0^a) \frac{3\pi v_F}{32Nd} = \frac{3\pi^2 \left(1 + F_0^a\right) v_F}{128} \frac{d}{1 - p}.$$
(3.6)

Анизотропия спиновой диффузии описывается соотношениями:

$$D_D^{\parallel}/D_D^{\perp} = \frac{\pi^2 + 16}{8} \approx 3.23,$$
 (3.7)

$$D_S^{\parallel}/D_S^{\perp} = \infty. \tag{3.8}$$

Стоит отметить, что в реальном эксперименте D_S^{\parallel} будет иметь конечную величину из-за нестрогой параллельности нитей и возможных неровностей на поверхности нитей.

3.2. Детали эксперимента

Спиновая диффузия исследовалась методом спинового эха в образцах нафена-90 и нафена-243. Поскольку образцы нафена были помещены в ячейки свободно (см. § 2.3), то только $\approx 70\%$ от объема ячейки оказалась заполненной нафеном. Эксперименты проводились в магнитном поле $\approx 280 \, \Im$ (частота ЯМР $\approx 900 \, \kappa \Gamma \mu$) при давлении 2.9 бар. Исследовался только случай покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не поверхностей внутри экспериментальной камеры, то есть случай зеркального отражения квазичастиц ³Не при отсутствии твердого ³Не на поверхности нитей аэрогеля (см. § 2.4). Внешнее магнитное поле было направлено вдоль нитей аэрогеля. Были использованы две градиентных катушки для создания градиента поля в направлениях параллельно и перпендикулярно нитям. Температура определялась в предположении, что ширина резонанса вилки в нормальном ³Не обратно пропорциональна температуре [53]. Калибровка вилки проводилась при высокой температуре, где коэффициент диффузии в аэрогеле практически совпадает со значением в объемном ³Не, зависимость которого от температуры известна [68]. Сигналы спинового эха в ³Не были получены



Рис. 3.1: (а) Типичный сигнал спинового эха от ³Не в нафене-90 в градиенте магнитного поля $G^{\perp} = 0.53 \, \Im/\text{см}$, приложенном перпендикулярно нитям аэрогеля. $T \approx 2.0 \,\text{mK}$, $\tau = 10 \,\text{мc}$. (b) Спад сигнала эха от ³Не в нафене-90 для различных поперечных градиентов магнитного поля $G^{\perp} = 0.70 \, \Im/\text{см}$ (открытые кружки), $0.53 \, \Im/\text{см}$ (заполненные кружки), $0.37 \, \Im/\text{см}$ (квадраты), $0.24 \, \Im/\text{см}$ (треугольники). $T \approx 2.0 \,\text{mK}$. Сплошная линия – аппроксимация данных при x > 100 уравнением (3.9).

стандартным методом с использованием импульсного ЯМР-спектрометра (Рис. 2.10) после подачи двух $\pi/2$ -импульсов с задержкой τ между ними. Измерения проводились при температурах 1.4–60 мК и величинах градиента магнитного поля 0.24–1.25 Э/см.

3.3. Экспериментальные результаты

Выражение для амплитуды спинового эха может быть найдено из уравнений Блоха-Торри [38]:

$$I = I_0 \exp\left(-2\tau/T_2 - A\tau^3\right),$$
 (3.9)

где T_2 – время поперечной релаксации, а коэффициент A может быть записан в общей форме для анизотропной среды:

$$A = \frac{2}{3}g^2 D^{lm} G^l G^m, (3.10)$$



Рис. 3.2: 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 (3.11), пунктирными – коэффициент спиновой диффузии в объемном ³He, полученный из данных статьи [68] экстраполяцией в P = 2.9 бар.

где **G** – вектор градиента магнитного поля.

Типичный сигнал эха в ³Не в нафене показан на Рис. 3.1(а). Для определения коэффициента спиновой диффузии амплитуда спинового эха должна быть измерена при разных задержках τ и потом аппроксимирована уравнением (3.9). В нашем случае членом с T_2 можно пренебречь, так как наблюдаемые зависимости I/I_0 от $G^2\tau^3$ не зависят от величины градиента магнитного поля при всех использованных нами температурах. Пример такой серии данных показан на Рис. 3.1(b). Заметим, что при x < 80 экспериментальные точки на Рис. 3.1(b) отклоняются от линейной зависимости из-за присутствия объемного ³Не снаружи образца аэрогеля, который занимает примерно 30% объема ячейки. При низких температурах спиновая диффузия в объемном ³Не намного быстрее, чем в аэрогеле. Однако, по той же причине относительный вклад в суммарный сигнал эха быстро убывает с ростом τ , поэтому мы определяем значение коэффициента спиновой диффузии D(T) в ³Не в аэрогеле из данных при бо́льших x, когда наблюдается линейная зависимость (x > 100 на Рис. 3.1(b)).

Измеренные температурные зависимости D(T) для двух ориентаций градиента магнитного поля показаны на Рис. 3.2. Для определения коэффициента спиновой диффузии при нулевой температуре ($D \equiv D(0)$) эти зависимости аппроксимируются следующим уравнением:

$$D^{-1}(T) = D_b^{-1}(T) + D^{-1}, (3.11)$$

где $D_b \propto T^{-2}$ – коэффициент диффузии в объемном ³He, который определяется только столкновениями между квазичастицами. Эффективная длина свободного пробега в пределе нуля температур рассчитывается с помощью (3.1). Результаты экспериментов сведены в Таблицу 3.1.

Таблица 3.1: Главные значения тензора спиновой диффузии вдоль (D^{\parallel}) и поперек (D^{\perp}) нитей и соответствующие эффективные длины свободного пробега при нулевой температуре $(\lambda^{\parallel} \ u \ \lambda^{\perp})$, вычисленные согласно (3.1), для различных образцов нематического аэрогеля. В расчетах использовались $v_F = 5397 \text{ см/с}$ и $F_0^a = -0.717$. Точность всех приведенных значений составляет $\pm 10\%$. Данные для обнинского аэрогеля взяты из [34].

Образец	$D^{\parallel}(\mathrm{cm}^2/\mathrm{c})$	$D^{\perp}(\mathrm{cm}^2/\mathrm{c})$	D^{\parallel}/D^{\perp}	λ^{\parallel} (hm)	λ^{\perp} (hm)
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

3.4. Обсуждение результатов и выводы

В экспериментах нити аэрогеля были покрыты 2.5 атомными слоями ⁴He. В этом случае следует ожидать, что отражение квазичастиц практически зеркально (см. Рис. 2.4(b)). Для зеркального отражения D_S^{\parallel} становится конечной величиной из-за того, что нити аэрогеля неидеально параллельны друг другу и обладают в некоторой степени шероховатостью. По этой причине мы не можем прямо сравнивать измеренные значения $k = D^{\parallel}/D^{\perp}$ с теоретическим предсказанием для зеркального характера отражения квазичастиц. Хотя для нафена-243 мы получаем $k \approx 8.1$, что намного больше, чем ожидаемая величина для диффузного отражения (см. (3.7)). Это означает, что в условиях наших экспериментов отражение квазичастиц ³Не в нафене-243, по крайней мере, близко к зеркальному.

Значения для D_D^{\perp} и D_S^{\perp} можно посчитать, используя уравнения (3.4) и (3.6) и значения для ρ и d из Таблицы 2.1. Эти теоретические предсказания должны слабо зависеть от отклонений в ориентации нитей, и их можно сравнивать с экспериментом. Для случая с нафеном-90 $D_D^{\perp} \approx 0.010 \text{ cm}^2/\text{c}$ и $D_S^{\perp} \approx$ $0.013 \text{ cm}^2/\text{c}$, в то время как экспериментальное значение $D^{\perp} \approx 0.015 \text{ cm}^2/\text{c}$. Для нафена-243 $D_D^{\perp} \approx 0.0043 \text{ cm}^2/\text{c}$ и $D_S^{\perp} \approx 0.0052 \text{ cm}^2/\text{c}$, а эксперимент дает $D^{\perp} \approx 0.0036 \text{ cm}^2/\text{c}$. Таким образом, экспериментальные значения близки к теоретическим предсказаниям. Количественные различия могут быть связаны с экспериментальными ошибками в определении D или ошибками в параметрах нафена.

Глава 4. Полярная фаза ³Не в нафене

Перед началом работы над диссертацией было известно, что в обнинском аэрогеле бо́льшую часть фазовой диаграммы занимает ESP фаза – полярноискаженная А фаза [30]. Стало понятно, что для достижения большей величины полярного искажения А фазы и стабилизации полярной фазы необходим более анизотропный нематический аэрогель. Таким аэрогелем оказался нафен. В данной главе исследуется сверхтекучесть ³Не в образцах нафена-90 и нафена-243. Мы показываем, что в нафене становится выгодной новая сверхтекучая фаза ³He – полярная фаза. Также мы дополнительно доказываем, что в обнинском аэрогеле полярная фаза не реализуется, хотя были косвенные указания на ее существование [30, 32]. Поверхности образцов предварительно покрывались 2.5 атомными слоями ⁴He, что (как будет показано в следующей главе) является необходимым условием для реализации этой фазы. Поскольку ожидалось, что фазовая диаграмма ³Не в нафене будет состоять преимущественно из ESP фаз, то далее приводится описание методов идентификации ESP фаз, которые имеют качественное сходство друг с другом.

4.1. Идентификация ESP фаз

Главным методом для идентификации полярной, полярноискаженной А и чистой A фаз (параметр порядка дан (1.20), обозначения введены в § 1.5) в ³Не в нематических аэрогелях является измерение сдвига частоты ($\Delta \omega$) от ларморовского значения (ω_L). Как показано в § 1.6, сдвиг возникает вследствие дипольного взаимодействия спинов в сверхтекучем конденсате и зависит от вида параметра порядка, его пространственного распределения и углов μ (между внешним постоянным магнитным полем **H** и направлением нитей аэрогеля ζ) и β (отклонения намагниченности **M** от равновесного значения). В случае двумерного LIM сдвиг частоты для состояния SN рассматриваемых ESP фаз дается уравнением (sin $\Phi = 0$ в (1.27)):

$$2\omega_L \Delta \omega = K \left[\cos \beta - \frac{\sin^2 \mu}{4} \left(5 \cos \beta - 1 \right) \right] \Omega_A^2, \tag{4.1}$$

где

$$K = \frac{4 - 6b^2}{3 - 4a^2b^2},\tag{4.2}$$

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

$$2\omega_L \Delta \omega = K \Omega_A^2, \tag{4.3}$$

в то время как для $\mu = \pi/2$ сдвиг равен 0. Из уравнений (4.2) и (4.3) следует, что если известно Ω_A , то измерения $\Delta \omega$ при $\mu = 0$ позволяют определить величину полярного искажения: в A фазе K = 1/2, а в полярной фазе K = 4/3. Однако, есть две проблемы.

Первая проблема связана с тем, что леггеттовская частота измерена только в объемном ³He (мы обозначим ее Ω_{A0}) [54,69]. В аэрогеле Ω_A меньше из-за подавления температуры сверхтекучего перехода ($\Delta T_{ca} = T_c - T_{ca}$) и соответствующего уменьшения Δ_0 . К счастью, в наших экспериментах ΔT_{ca} мало (2–10% от T_c в зависимости от давления). Поэтому в первом приближении мы можем использовать Ω_A , полученную перемасштабированием Ω_{A0} :

$$\Omega_A\left(\frac{T}{T_{ca}}\right) = \frac{T_{ca}}{T_c}\Omega_{A0}\left(\frac{T}{T_c}\right).$$
(4.4)

Вторая проблема состоит в том, что (4.2) выведено в приближении слабой связи [4], которое, как известно, хорошо работает для объемного ³Не в области низких давлений. Однако, поправки сильной связи не должны сильно превышать ±5% [70]. Уравнение (4.2) также не учитывает влияние анизотропии спиновой диффузии на дипольную энергию [70]. Эта поправка также должна быть малой, и это подтверждается нашими экспериментальными результатами (см. § 4.3).

Хотя измерения $\Delta \omega$ при $\mu = 0$ позволяют определить величину K с хорошей точностью, этого все же недостаточно, чтобы различить чистую полярную фазу от полярноискаженной A фазы. Для этой цели мы можем сравнить свойства ЯМР в состояниях SN и SG. Сдвиг частоты непрерывного ЯМР в состоянии SG для $\mu = 0$ не отличается от случая SN состояния (см. (1.30)), но для $\mu = \pi/2$ он отрицателен и равен (см. (1.31)):

$$2\omega\Delta\omega = -CK\Omega_A^2,\tag{4.5}$$

где C = 1/2 для изотропного распределения вектора **d** в плоскости, перпендикулярной **M**. Для $\mu = \pi/2$ значение *C* может быть меньше, потому что распределение векторов **d** становится анизотропным (см. § 1.6), но сдвиг все равно остается отрицательным. Заметим, что параметр порядка полярной фазы не содержит вектора **n**: состояние SG не может стабилизироваться, а для $\mu = \pi/2$ сдвиг должен всегда равняться 0. Поэтому наличие отрицательного сдвига в поперечном поле ($\mu = \pi/2$) является признаком SG состояния и указывает на то, что наблюдаемая сверхтекучая фаза ³He – не чистая полярная.

4.2. Сверхтекучесть ³Не в обнинском аэрогеле

Сверхтекучий ³Не в обнинском аэрогеле плотностью 30 мг/см^3 был ранее исследован в работе [30] и являлся основной темой диссертации А.А. Сенина [71]. Фазовая диаграмма представлена на Рис. 4.1(а). Было обнаружено, что в полярноискаженной А фазе величина K максимальна вблизи T_{ca} и



Рис. 4.1: (а) Фазовая диаграмма ³Не в образце Обнинск-30. Заполненными кружками отмечен сверхтекучий переход ³Не в обнинском аэрогеле, открытыми и закрытыми квадратами – соответственно начало и конец перехода из полярноискаженной A фазы в полярноискаженную B фазу на охлаждении. Белые участки на фазовой диаграмме соответствуют температурам, которые не достигались в ходе эксперимента. На оси абсцисс отложена температура, нормированная на температуру сверхтекучего перехода в объемном ³Не. (b) Зависимость величины K от давления P в образце Обнинск-30. Рисунки взяты из работы [30].

находится в пределах 0.6–1.07 в зависимости от давления (Рис. 4.1(b)). Максимальное K достигалось при низких давлениях и соответствовало $a^2 = 0.73$ и $b^2 = 0.27$, где коэффициенты a и b описывают параметр порядка (1.20). Таким образом, сильно искаженная A фаза несомненно была получена, но, учитывая возможные поправки, вопрос о существовании полярной фазы оставался открытым. Чтобы внести ясность, мы провели дополнительные эксперименты в образцах Обнинск-8 и Обнинск-50. При низких давлениях вблизи T_{ca} в этих образцах аэрогеля величина K оказалась равной ≈ 1.06 и ≈ 1.07 соответственно. В отличие от экспериментов в работе [30], мы попробовали создать состояние SG и оказалось, что оно легко возникает в обоих образцах после быстрого охлаждения из нормальной фазы с большой накач-



Рис. 4.2: Зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в ³Не в образце Обнинск-50. Кружками показано состояние SN для $\mu = 0$, открытыми треугольниками – состояние SN для $\mu = \pi/2$, заполненными треугольниками – состояние SG для $\mu = \pi/2$. P = 6.9 бар, $T_{ca} \approx 0.94T_c$.

кой ЯМР, и в поперечном поле ($\mu = \pi/2$) наблюдается отрицательный сдвиг частоты, который исчезает только в T_{ca} (Рис. 4.2). Этот факт доказывает, что полярная фаза все-таки не реализуется в обнинском аэрогеле.

4.3. Сверхтекучесть ³Не в нафене

Ситуация меняется в ³Не в нафене, где полярная фаза становится выгодной в широкой области температур и давлений (Рис. 4.3). Мы идентифицировали наблюдаемые сверхтекучие фазы, основываясь на следующих аргументах:

- (i) Сверхтекучий переход происходит в фазу из класса ESP, потому что ее магнитная восприимчивость не зависит от температуры (см. вставку на Рис. 4.4).
- (ii) Эксперименты по импульсному ЯМР для разных μ и β показывают,
 что в обоих образцах нафена спиновая динамика в ESP фазе описывается уравнением (4.1) (Рис. 4.4).



Рис. 4.3: Фазовые диаграммы ³Не в нафене-243 (a) и нафене-90 (b). Заполненные кружки показывают сверхтекучий переход ³Не в нафене, открытые кружки – переход между полярной и полярноискаженной A фазами, заполненные (открытые) треугольники – начало перехода в полярноискаженную B (A) фазу на охлаждении (отогреве) из полярноискаженной A (B) фазы. Ширины A-B и B-A переходов составляют $\approx 0.02T_{ca}$.

- (iii) В области низких давлений, где выполняется приближение слабой связи, в нафене-243 K ≈ 4/3 и практически не зависит от температуры, что соответствует полярной фазе (Рис. 4.5(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 A фазу, величина искажения которой уменьшается при понижении температуры, как и следует ожидать из теории [26] (Puc. 4.5(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 2.1) и анизотропии спиновой диффузии (см. Таблицу 3.1). В частности последнее означает, что поправки к уравнению (4.2) из-за анизотропии спиновой диффузии малы.
- (vi) В обоих образцах мы не смогли создать состояние SG с помощью тех же методов, которые были успешными в экспериментах с ³Не в крем-



Рис. 4.4: Зависимость сдвига частоты от угла β в ³Не в нафене-243. Заполненные кружки: $\mu = 0, P = 19.4 \,\text{бар}, \omega_L/(2\pi) = 880.5 \,\text{к}\Gamma\text{ц}, T \approx 0.78T_c$. Треугольники: $\mu = \pi/2, P = 7.1 \,\text{бар}, \omega_L/(2\pi) = 359.5 \,\text{к}\Gamma\text{ц}, T \approx 0.83T_c$. Кривые отвечают уравнению (4.1) со значением $K\Omega_A^2$, полученном в непрерывном ЯМР при $\mu = 0$. На вставке показана температурная зависимость магнитной восприимчивости ³Не в нафене-243 (χ), измеренной в непрерывном ЯМР по интенсивности линии и нормированной на значение в нормальной фазе (χ_n). $\mu = 0, P = 7.1 \,\text{бар}, \omega_L/(2\pi) = 885.5 \,\text{к}\Gamma$ ц, $T_{ca} \approx 0.94T_c$.

ниевом или обнинском аэрогелях: после попыток создать состояние SG сдвиг при $\mu = \pi/2$ равен 0 (Рис. 4.5).

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 в нафене-243 полярная фаза существует вплоть до самых низких температур, которые мы смогли получить в ходе экспериментов, в то время как



Рис. 4.5: Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в ³Не 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 (4.3) с K = 1.245. (b) Нафен-90. $T_{ca} \approx 0.955T_c$. Пунктирная кривая соответствует уравнению (4.3) с K = 1.24. На вставке показаны температурные зависимости величин a^2 (квадратики) и b^2 (ромбики), описывающие искажение параметра порядка в общей форме (1.20) и рассчитанные из данных панели (b) для $\mu = 0$ с помощью уравнений (4.2) и (4.3).



Рис. 4.6: Величина K в полярной фазе в зависимости от давления. Треугольники: ³Не в нафене-90, кружки: ³Не в нафене-243. Пунктирная и штрих-пунктирная линии отвечают K, которые следует ожидать из (4.2) для A и полярной фаз соответственно. В зависимости от интервала температур, который используется для определения K, полученные значения отличаются на $\pm 2\%$, что задает нашу точность.



Рис. 4.7: Примеры линий непрерывного ЯМР в ³Не в нафене-90 при P = 15.4 бар до (а) и после (b) перехода в полярноискаженную В фазу на охлаждении из полярноискаженной А фазы. $\mu = 0$, $\omega_L/(2\pi) = 897.0 \,\mathrm{k\Gamma u}$, $T_{ca} \approx 0.98T_c$. Левая и правая оси ординат соответствуют линиям (а) и (b). Магнитное поле на оси абсцисс пересчитано в частотные единицы.

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 A фазу. При дальнейшем охлаждении величина искажения K падает, а значения для $\Delta \omega$ отклоняются от теоретической кривой для полярной фазы. На вставке к Рис. 4.5(b) демонстрируется зависимость величины искажения параметра порядка ESP фаз (1.20) от температуры, характер изменения которой качественно согласуется с поведением, которое ранее было предсказано теорией [26]. На Рис. 4.6 показана зависимость K в полярной фазе от давления. При низких давлениях K близко к 4/3, в то время как при высоких давлениях K меньше на 10–15% возможно из-за поправок к уравнению (4.2), которые должны расти при увеличении давления.

В ³Не в нафене-90 при достаточно низких температурах происходит фазовый переход первого рода в В-подобную сверхтекучую фазу, сопровождаемый уменьшением магнитной восприимчивости и резким изменением сдвига частоты (см. Рис. 4.7). Свойства этой фазы детально не исследуются в рамках данной диссертации, но мы предполагаем, что по аналогии с экспериментами с ³Не в обнинском аэрогеле [31] она соответствует полярноискаженной В фазе. Отметим, что линия полярноискаженной В фазы сразу после перехода на охлаждении из полярноискаженной А фазы на Рис. 4.7 едва отличима от шума. Однако, при отогреве полярноискаженная В фаза существует до значительно бо́льших температур (см. Рис. 4.3(b)), где ее линия заметно сужается и увеличивается по интенсивности.

4.4. Выводы и следствия

Результаты экспериментов ЯМР, описанные в данной главе, показывают, что в ³Не в нафене вблизи T_{ca} реализуется топологически новая сверхтекучая фаза – полярная. Эта фаза не реализуется в объемном (свободном от примесей) ³Не, но становится выгодной в среде с нанонитями, ориентированными преимущественно вдоль одного направления.

Глава 5. Влияние граничных условий на сверхтекучий ³Не в нафене

В данной главе исследуется сверхтекучесть ³Не в образцах нафена-72, нафена-90 и нафена-243, которые отличаются по плотности. Эксперименты проводились как с чистым ³Не, так и с предварительным покрытием 2.5 атомными слоями ⁴Не образцов аэрогеля. Обнаружено, что граничные условия для рассеяния квазичастиц ³Не играют важную роль для реализации полярной фазы в нафене.

5.1. Магнитный канал рассеяния

В § 2.4 кратко описано, как можно с помощью небольшого количества ⁴Не изменять граничные условия для рассеяния квазичастиц ³Не на нитях аэрогеля. Следует обратить внимание на магнитный канал рассеяния, который возникает при использовании чистого ³Не.

Известно, что эксперименты с изотропными кремниевыми аэрогелями не указывают на важность магнитного канала. Так, наблюдаемые Аподобная и В-подобная фазы соответствуют А и В фазам объемного ³He, вне зависимости от присутствия или отсутствия ⁴He [11,12,14,19,20,45,72]. Более того, температура сверхтекучего перехода в ³He в аэрогеле (T_{ca}) не зависит от покрытия при высоких давлениях [45,72] и очень слабо увеличивается в присутствии ⁴He при низких давлениях [13,73] возможно из-за изменения зеркальности (см. Рис. 2.4(b)). Во многих теоретических моделях магнитный канал не учитывается [26,27,74–76], за исключением частных случаев, когда рассматривается его влияние на А фазу [77], на A-A₁ переход [78–80] и на теплопроводность в нормальной фазе [81]. Вероятно, магнитное рассеяние в ³He в кремниевых аэрогелях "замаскировано" из-за их слабой глобальной анизотропии. В этом случае рассеяние практически изотропно, независимо от того, диффузное оно или нет, так как примеси распределены в пространстве хаотически, а дополнительная "рандомизация" рассеяния вследствие магнитного канала не меняет картину. Ситуация может оказаться другой для анизотропного рассеяния, а именно, в экспериментах с ³Не в нематических аэрогелях (см. Таблицу 3.1).

5.2. Идентификация сверхтекучих фаз

В зависимости от условий эксперимента мы наблюдали полярную, полярноискаженную А, А, полярноискаженную В или В фазы сверхтекучего ³Не в образцах нафена. Первые три фазы относятся к классу ESP, магнитная восприимчивость которых равна ее значению в нормальной фазе и не зависит от температуры. В последних двух она меньше, что позволяет легко различать эти две группы сверхтекучих фаз. При охлаждении из нормальной фазы ³Не сначала происходит переход в ESP фазу, а затем (если это имеет место) – в полярноискаженную В или В фазы, которые мы будем называть низкотемпературными (low temperature, LT). Сверхтекучие фазы в данной главе идентифицируются по их свойствам непрерывного ЯМР (угол β отклонения намагниченности **M** от равновесия мал, $\cos \beta \approx 1$), которые зависят от параметра порядка, его пространственного распределения и угла μ ориентации внешнего магнитного поля **H** по отношению к направлению ζ нитей нафена ($\mu = 0$ для **H** || ζ). В частности, мы измеряли зависимости сдвига частоты в непрерывном ЯМР ($\Delta \omega$) от ларморовской частоты как функции температуры T и угла μ .

LT фазы идентифицируются, сравнивая максимальный сдвиг $\Delta \omega$ на сигнале ЯМР при $\mu = 0$ с максимальным сдвигом в объемной В фазе (которая ранее была измерена, например, в [55]): в полярноискаженной В фазе сдвиг меньше, чем в чистой В фазе. Также при $\mu = \pi/2$ сдвиг в чистой В фазе должен равняться 0, в то время как в полярноискаженной В фазе он отличен от 0. Свойства ЯМР LT фаз в нематическом аэрогеле подробно описаны в работе [31] и в данной диссертации не исследуются.

Свойства ESP фаз в нематическом аэрогеле и способы их идентификации рассмотрены ранее в § 1.6 и § 4.1. Из уравнения (1.29) следует, что $\Delta \omega$ максимально при $\mu = 0$. Поэтому мы обычно определяли T_{ca} по появлению ненулевого сдвига частоты ЯМР при $\mu = 0$, который обозначим $\Delta \omega_0 \equiv \Delta \omega (\mu = 0)$. Потом, из измерений $\Delta \omega_0 = \Delta \omega_0(T)$, определялось значение K. ESP фаза идентифицировалась в предположении, что в полярной фазе K соответствует значению $K_p \in [1.15; 4/3]$ в зависимости от давления $P \in [0; 29.3]$ бар (см. Рис. 4.6), в полярноискаженной A фазе $1/2 < K < K_p$, а в чистой A фазе K = 1/2. Также в экспериментах измерялась зависимость $\Delta \omega$ от угла μ согласно уравнению (1.29).

5.3. Измерение сдвига в присутствии парамагнитного ³Не

В экспериментах ЯМР с чистым ³Не в аэрогеле измерение сдвига частоты в сверхтекучей фазе усложняется из-за наличия твердого парамагнитного ³Не, который покрывает нити аэрогеля несколькими атомными слоями (см. § 2.4). Полная "эффективная" магнитная восприимчивость (которая есть просто полная интенсивность линии поглощения в непрерывном ЯМР) складывается из магнитной восприимчивости жидкого ³He (χ_l) внутри аэрогеля и эффективной магнитной восприимчивости от твердого ³He (χ_s), подчиняющегося закону Кюри-Вейсса:

$$\chi = \chi_l + \chi_s = \chi_l + \frac{C_s}{T - \Theta},\tag{5.1}$$

где C_s – константа Кюри, Θ – температура Кюри-Вейсса спинов твердого ³Не. Здесь $\chi_i \equiv M_i^{aero}/H$, **H** – внешнее магнитное поле, M_i^{aero} полный маг-



Рис. 5.1: Температурные зависимости эффективной магнитной восприимчивости (a) и сдвига частоты непрерывного ЯМР (b) в чистом ³Не в нафене-243. $\mu = 0, P = 7.1$ бар, $T_c \approx 1.643$ мК. (a) Сплошная кривая есть подгонка уравнением (5.1). $\Theta \approx 0.37$ мК, $\chi_s/\chi_l \approx 2.7$ при $T = T_c, \omega_L/(2\pi) = 880.0$ кГц. (b) Заполненные кружки – сдвиг частоты в исходном сигнале ЯМР, открытые кружки – только от жидкой компоненты после обработки. $T_{ca} \approx 0.65T_c, \omega_L/(2\pi) = 361.0$ кГц.

нитный момент жидкого (i = l) или твердого (i = s)³Не в единицу объема образца аэрогеля. При $T \sim T_c$ сигнал от твердого ³Не может существенно превышать сигнал от жидкой части (см. Рис. 5.1(а)).

В экспериментах по непрерывному ЯМР наблюдается общая линия ЯМР от жидкой и твердой компонент ³Не в нафене, что имеет место изза механизма быстрого обмена спинов [58,82]. В этом случае наблюдаемый сдвиг частоты ($\Delta\omega'$) есть взвешенное среднее от сдвигов в жидкой ($\Delta\omega$) и



Рис. 5.2: Зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от намагниченности в парамагнитном твердом ³He, покрывающем нити нафена плотностью 910 мг/см³ (полученного из нафена-72 [83]) в эксперименте с чистым ³He. Графики являются неявными функциями температуры. Квадратиками показаны измерения при $\mu = 0$, кружками – при $\mu = \pi/2$. Сплошными линиями показан фит данных прямой, проходящей через 0: отношение наклонов оказалось равным $|\Delta \omega_s(\mu = 0)/\Delta \omega_s(\mu = \pi/2)| \approx 1.85$. P = 7.1 бар, $\omega_L/(2\pi) = 361.4$ кГц. График взят из работы [84].

твердой ($\Delta \omega_s$) частях:

$$\Delta\omega' = \frac{\chi_l \Delta\omega + \chi_s \Delta\omega_s}{\chi_l + \chi_s}.$$
(5.2)

Здесь все сдвиги отсчитываются от ларморовской частоты ³He ($\omega_L = gH$).

В первом приближении твердый ³Не на нитях нематического аэрогеля может быть представлен как система цилиндрических поверхностей с осью $\zeta \parallel z$. Тогда он имеет существенно анизотропный размагничивающий фактор $\hat{N} = (N_x, N_y, N_z) = (2\pi, 2\pi, 0)$, что должно привести к сдвигу частоты ЯМР от твердой компоненты по известным формулам Киттеля:

$$\Delta\omega_s \approx \begin{cases} 2\pi g M_s, & \text{если } \mu = 0, \\ -\pi g M_s, & \text{если } \mu = \pi/2; \end{cases}$$
(5.3)

где $M_s = \frac{\chi_s}{s_V \mathfrak{h}} H$ – намагниченность твердого ³He, s_V – эффективная площадь поверхности в единицу объема аэрогеля, \mathfrak{h} – толщина пленки твердого ³He. Здесь рассмотрены два частных случая для ориентаций поля вдоль и поперек нитей аэрогеля. Сдвиг от парамагнитного твердого ³He может оказаться существенным, особенно в более плотных образцах нафена (см. Рис. 5.2). Для получения реального сдвига частоты от жидкого ³He в нафене, необходимо измерить интенсивность ($\propto \chi$) и сдвиг частоты ($\Delta \omega'$) наблюдаемой общей линии ЯМР в зависимости от температуры и воспользоваться формулами (5.1), (5.2) и (5.3) для пересчета. Пример такой обработки показан на Рис. 5.1(b).

Из Рис. 5.1(b) видно, что на исходных данных трудно заметить T_{ca} из-за наличия сдвига от твердого ³Не. Но можно сильно улучшить ситуацию, если использовать низкое магнитное поле. В этом случае $\Delta \omega \propto H^{-1} \gg \Delta \omega_s \propto H$, поэтому в расчетах можно пренебречь сдвигом от парамагнитного ³Не. Из ЯМР экспериментов с ³Не в наших образцах аэрогеля выяснилось, что в полях меньших примерно 50–100 Э (в зависимости от пористости образца) сдвигом частоты от парамагнитного ³Не уже можно пренебречь и использовать упрощенную формулу:

$$\Delta \omega \approx \Delta \omega' \frac{\chi}{\chi_l}.$$
(5.4)

5.4. Результаты экспериментов с чистым ³Не и с использованием покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не

Во всех образцах нафена было обнаружено, что зависимость сдвига частоты $\Delta \omega$ от угла μ в ESP фазе подчиняется закону (1.29) (см. Рис. 5.3(а)), откуда следует, что мы изучаем ESP фазы из класса (1.20).

На Рис. 5.3(b) показаны температурные зависимости $\Delta \omega_0$ в ³Не в образцах нафена-72 (заполненные кружки) и нафена-243 (треугольники) при



Рис. 5.3: (а) Зависимость $\Delta \omega / \Delta \omega_0$ от μ в ESP фазах в состоянии SN, измеренная в разных образцах нафена при различных температурах и давлениях. Пунктирная линия – уравнение (1.29). (b) Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры при P = 29.3 бар в состояниях SN для $\mu = 0$. Заполненные кружки: нафен-72 (покрытие 2.5 атомными слоями ⁴He, $T_{ca} \approx 0.993T_c$). Треугольники: нафен-243 (покрытие 2.5 атомными слоями ⁴He, $T_{ca} \approx 0.981T_c$). Квадратики: нафен-72 (чистый ³He, $T_{ca} \approx 0.974T_c$). Сплошные кривые: теория (4.3) для полярной фазы (K = 1.15). Пунктирная кривая: теория (4.3) для А фазы.

использовании покрытия 2.5 атомными слоями ⁴He. При $0.96T_c < T < T_{ca}$ сдвиг в нафене-72 следует кривой с тем же наклоном, как в нафене-243 ($K = K_p = 1.15$), что соответствует полярной фазе. Ниже $0.96T_c$ точки отклоняются от теории вследствие фазового перехода второго рода в полярноискаженную A фазу, аналогично измерениям в нафене-90 (см. Рис. 4.5(b)). На том же графике приведены данные в чистом ³He в нафене-72 (квадратики). Точки практически следуют ожидаемой кривой для A фазы (отклонения возможно связаны с систематическими ошибками в измерении χ/χ_l).

В нафене-90 и нафене-243 мы наблюдаем похожие отличия между случаями с покрытием 2.5 монослоями ⁴Не и чистым ³Не: при использовании покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не происходит сверхтекучий переход в полярную фазу, в то время как в чистом ³Не эта фаза уже не наблюдается.



Рис. 5.4: Зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в чистом ³Не в нафене-90. Квадратики: состояние SN для $\mu = 0$. Открытые треугольники: состояние SN для $\mu = \pi/2$. Заполненные треугольники: состояние SG для $\mu = \pi/2$. Пунктирная кривая: теория (4.3) для A фазы при $\mu = 0$. P = 12.3 бар, $T_{ca} \approx 0.935 T_c$.



Рис. 5.5: Фазовые диаграммы ³Не в нафене-72 для покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не (а) и в чистом ³He (b), полученные на охлаждении из нормальной фазы. Заполненные кружки показывают T_{ca} , открытые кружки – переход между полярной и полярноискаженной A фазами, треугольники – начало перехода в полярноискаженнцю В (или В) фазу. Белые участки на фазовых диаграммах соответствуют температурам, которые не достигались в ходе эксперимента. На оси абсцисс отложена температура, нормированная на температуру сверхтекучего перехода в объемном ³Не.

На Рис. 5.4 показаны данные для $\Delta \omega_0$ в нафене-90 (квадратики), которые также следуют кривой для A фазы. Более того, с чистым ³Не в этом образце (как в нафене-72 и нафене-243) состояние SG легко создается (заполненные



Рис. 5.6: Фазовые диаграммы в чистом ³Не в нафене-243 (а) и нафене-90 (b). Данные получены на охлаждении из нормальной фазы. Кружки отмечают T_{ca} , треугольники – начало перехода в В фазу. В нафене-243 не удалось определить степень полярного искажения А фазы из-за довольно большого подавления T_{ca} . Для сравнения со случаем покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не см. Рис. 4.3.

треугольники на Рис. 5.4), что подтверждает отсутствие полярной фазы. Напротив, при использовании покрытия 2.5 атомными слоями ⁴Не все попытки создать состояние SG в этих образцах оказались безуспешными.

Основываясь на текущих измерениях, мы строим на Рис. 5.5 фазовые диаграммы ³He в нафене-72 для случаев с покрытием 2.5 монослоями ⁴He и чистым ³He (фазовые диаграммы в чистом ³He в нафене-243 и нафене-90 построены на Рис. 5.6). В чистом ³He во всех образцах нафена полярная фаза не реализуется, причем подавление температуры сверхтекучего перехода относительно температуры сверхтекучего перехода в объемном ³He ΔT_{ca} оказывается существенно больше по сравнению со случаем покрытия 2.5 атомными слоями ⁴He. При уменьшении пористости нафена это дополнительное подавление T_{ca} растет.

Таким образом, данные наблюдения позволяют сделать вывод о том, что в чистом ³He в нафене сверхтекучий переход происходит в A фазу (в нафене-72 и нафене-90, возможно с полярным искажением в нафене-243), в то время как при использовании покрытия 2.5 атомными слоями ⁴He во всех



Рис. 5.7: Зависимости сдвига частоты (кружки) и ширины на полувысоте (на вставке, квадратики) линии непрерывного ЯМР от температуры в чистом ³Не в нафене-90 в состоянии SN при $\mu = 0$ на охлаждении (открытые символы) и на отогреве (сплошные символы). Пунктирная кривая: теория (4.3) для А фазы. P = 7.1 бар, $T_{ca} \approx 0.90T_c$. Стрелками показано направление движения в ходе эксперимента.

образцах переход происходит в полярную фазу. В нафене-72 и нафене-90 при достаточно низких температурах наблюдается фазовый переход первого рода в LT фазу, сопровождаемый резким скачком сдвига частоты и полуширины линии и имеющий гистерезисный характер (Рис. 5.7). При покрытии 2.5 атомными слоями ⁴He свойства LT фазы указывают на полярноискаженную В фазу по признакам, описанным в § 5.2. В случае же с чистым ³He LT фаза, видимо, близка к В фазе, но из-за сильного уширения линии ЯМР ее свойства не удалось тщательно исследовать.

5.5. Выводы

Мы видим, что присутствие парамагнитного ³Не на нитях нафена кардинально меняет сверхтекучую фазовую диаграмму ³Не 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 ³Не наблюдается переход в полярную фазу. Твердый ³Не на нитях также существенно уменьшает T_{ca} , особенно в образцах нафена низкой пористости, где анизотропия рассеяния квазичастиц ³Не 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 ³Не (см. Рис. 2.4(b)). Поэтому можно предположить, что ключевую роль здесь играет магнитный канал рассеяния, который становится важен в глобально анизотропной среде.

Влияние магнитного канала рассеяния на сверхтекучесть ³Не в нематическом аэрогеле было рассмотрено теоретически И.А. Фоминым и В.П. Минеевым в рамках модели Абрикосова-Горькова, и действительно обнаружено, что магнитный канал эффективно понижает анизотропию рассеяния квазичастиц в нематическом аэрогеле и подавляет формирование полярной фазы [85, 86]. При этом, однако, величина эффекта магнитного рассеяния согласно оценкам [85] все же оказывается малой. По этой причине наше предположение о важности магнитного канала рассеяния требует дополнительных подтверждений.
Заключение

Данная диссертационная работа посвящена изучению методом ЯМР как нормального, так и сверхтекучего ³Не в нематически упорядоченных аэрогелях. Эксперименты проводились с образцами обнинского аэрогеля и нафена. Такие аэрогели принципиально отличаются от стандартных кремниевых аэрогелей, так как они состоят из нитей, почти параллельных друг другу (имеют дальний ориентационный порядок типа "нематик"). Согласно теоретическим предсказаниям [26] в такого рода сильно анизотропной среде сверхтекучая фазовая диаграмма ³Не должна претерпеть коренные изменения, а именно, на диаграмме может возникнуть область, занятая топологически новой сверхтекучей фазой ³Не – полярной фазой. В этой фазе орбитальный вектор параметра порядка фиксируется вдоль нитей, а сверхтекучая щель обращается в 0 в плоскости, перпендикулярной направлению нитей.

В результате экспериментов по ЯМР в ³Не установлено, что вблизи температуры сверхтекучего перехода в аэрогеле полярная фаза реализуется только в нафене, в котором анизотропия спиновой диффузии больше, чем в обнинском аэрогеле. Для идентификации этой новой фазы ключевую роль сыграло использование образцов нафена разной пористости. Также показано, что магнитные граничные условия для квазичастиц ³Не на поверхности нитей нафена подавляют полярную фазу и температуру сверхтекучего перехода.

Результаты, полученные в рамках данной диссертации, открывают новые возможности для дальнейших исследований. Недавно в полярной фазе в нафене найден такой экзотический квантовый объект, как полуквантовый вихрь [87], обнаружено эффективное взаимодействие мод продольного и поперечного резонансов [88], а также открыта спиновая сверхтекучесть [89],

73

которая наблюдается как когерентно прецессирующее состояние, похожее на однородно прецессирующий домен в В фазе сверхтекучего ³He [39,40].

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 ³Не в аэрогелях, то имеется ряд направлений, которые требуют как теоретических, так и экспериментальных исследований:

- Изучение низкотемпературной фазы в менее плотных образцах нафена.
- 2. Расширение фазовых диаграмм ³Не в более плотных образцах нафена в область ультранизких температур ($T \leq 0.3T_c$).
- 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.
- Получение фазовых диаграмм ³Не в нафене в высоких магнитных полях, где ожидается, по аналогии с A₁ фазой [4], новая фаза сверхтекучего ³Не – бета фаза [90].
- 5. Исследование нормального и сверхтекучего ³Не 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.

* * *

Я выражаю благодарность своему научному руководителю В.В. Дмитриеву за неоценимую поддержку в научном исследовании, а также коллегам А.А. Сенину и А.Н. Юдину за их активное содействие. Я признателен техническому составу ИФП РАН (особенно, работникам из гелиевой ожижительной и из мастерской) за их помощь во время работы в институте, а также научным сотрудникам ИФП РАН, которые участвовали в моем обучении.

Список публикаций

- A1 Dmitriev V.V., Melnikovsky L.A., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N. Anisotropic spin diffusion in liquid ³He 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 ³He 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 ³He in nematic aerogel // Physical Review Letters. - 2018. - V. 120. - № 7. - P. 075301.

Литература

- Osheroff D.D., Gully J.W., Richardson L.C., Lee D.M. New magnetic phenomena in liquid He³ below 3 mK // Physical Review Letters. – 1972.
 – V. 29. – № 14. – P. 920-923.
- Anderson P.W., Morel P. Generalized Bardeen-Cooper-Schrieffer states and the proposed low-temperature phase of liquid He³ // Physical Review.
 - 1961. - V. 123. - № 6. - P. 1911-1934.
- Balian R., Werthamer N.R. Superconductivity with pairs in a relative p wave // Physical Review. - 1963. - V. 131. - № 4. - P. 1553-1564.
- Vollhardt D., Wölfle P. The superfluid phases of helium three. London: Tailor & Francis, 1990.
- Рожков С.С. Динамика параметра порядка сверхтекучих фаз гелия-3
 // Успехи Физических Наук. 1986. Т. 148. № 2. С. 325-346.
- Минеев В.П. Сверхтекучий ³Не: введение в предмет // Успехи Физических Наук. – 1983. – Т. 139. – № 2. – С. 303-332.
- Porto J.V., Parpia J.M. Superfluid ³He in aerogel // Physical Review Letters. - 1995. - V. 74. - № 23. - P. 4667-4670.
- 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 ³He in aerogel // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75. – № 4. – P. 661-664.
- Alles H., Kaplinsky J.J., Wootton P.S., Reppy J.D., Hook J.R. Torsional oscillator studies of the superfluidity of ³He in aerogel // Physica B. – 1998. – V. 255. – № 1-4. – P. 1-10.
- Porto J.V., Parpia J.M. Correlated disorder in a p-wave superfluid // Physical Review B. – 1999. – V. 59. – № 22. – P. 14583-14592.

- Barker B.I., Lee Y., Polukhina L., Osheroff D.D., Hrubesh L.W., Poco J.F. Observation of a superfluid He-3 A-B phase transition in silica aerogel // Physical Review Letters. – 2000. – V. 85. – № 10. – P. 2148-2151.
- Gervais G., Yawata K., Mulders N., Halperin W.P. Phase diagram of the superfluid phases of ³He in 98% aerogel // Physical Review B. – 2002. – V. 66. – № 5. – P. 054528.
- Sprague D.T., Haard T.M., Kycia J.B., Rand M.R., Lee Y., Hamot P.J., Halperin W.P. Effect of magnetic scattering on the ³He superfluid state in aerogel // Physical Review Letters. – 1996. – V. 77. – № 22. – P. 4568-4571.
- 14. Дмитриев В.В., Завьялов В.В., Змеев Д.Е., Косарев И.В., Малдерс Н. Нелинейный ЯМР в сверхтекучей В-фазе ³Не в аэрогеле // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76. – № 5. – С. 371-376.
- Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Mulders N., Zavjalov V.V., Zmeev D.Ye. Pulsed NMR experiments in superfluid ³He confined in aerogel // Physica B. - 2003. - V. 329-333P1. - P. 296-298.
- Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Mulders N., Zavjalov V.V., Zmeev D.Ye. Homogeneous spin precession in superfluid ³He confined to aerogel // Physica B. – 2003. – V. 329-333P1. – P. 324-326.
- Kunimatsu T., Sato T., Izumina K., Matsubara A., Sasaki Y., Kubota M., Ishikawa O., Mizusaki T., Bunkov Yu.M. The orientation effect on superfluid ³He in anisotropic aerogel // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 3. С. 244-248.
- Elbs J., Bunkov Yu.M., Collin E., Godfrin H. Strong orientational effect of stretched aerogel on the ³He order parameter // Physical Review Letters. - 2008. - V. 100. - № 21. - P. 215304.
- Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Mulders N., Senin A.A., Volovik G.E., Yudin A.N. Orbital glass and spin glass states of ³He-A in aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91. – № 11. – С. 669-675.

- 20. Pollanen J., Li J.I.A., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P. Identification of superfluid phases of ³He in uniformly isotropic 98.2% aerogel // Physical Review Letters. – 2011. – V. 107. – № 19. – P. 195301.
- Pollanen J., Li J.I.A., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P., Sauls J.A. New chiral phases of superfluid ³He stabilized by anisotropic silica aerogel // Nature Physics. 2012. V. 8. P. 317-320.
- 22. Li J.I.A., Zimmerman A.M., Pollanen J., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P. Orientation of the angular momentum in superfluid ³He-A in a stretched aerogel // Journal of Low Temperature Physics. – 2014. – V. 175. – № 1-2. – P. 31-36.
- 23. Li J.I.A., Pollanen J., Zimmerman A.M., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P. The superfluid glass phase of ³He-A // Nature Physics. - 2013. - V. 9. - P. 775-779.
- 24. Li J.I.A., Zimmerman A.M., Pollanen J., Collett C.A., Gannon W.J., Halperin W.P. Stability of superfluid ³He-B in compressed aerogel // Physical Review Letters. – 2014. – V. 112. – № 11. – P. 115303.
- 25. Li J.I.A., Zimmerman A.M., Pollanen J., Collett C.A., Halperin W.P. Anisotropic phases of superfluid ³He in compressed aerogel // Physical Review Letters. – 2015. – V. 114. – № 10. – P. 105302.
- 26. Aoyama K., Ikeda R. Pairing states of superfluid ³He in uniaxially anisotropic aerogel // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – № 4. – P. 060504(R).
- 27. Ikeda R. Anisotropic strong-coupling effects on superfluid ³He in aerogels: Conventional spin-fluctuation approach // Physical Review B. – 2015. – V. 91. – № 17. – P. 174515.
- 28. Sauls J.A. Chiral phases of superfluid ³He in an anisotropic medium // Physical Review B. - 2013. - V. 88. - № 21. - P. 214503.

- Fomin I.A. Phenomenological phase diagram of superfluid ³He in a stretched aerogel // ЖЭТΦ. – 2014. – Т. 145. – № 5. – С. 871–876.
- 30. 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 ³He in "nematically ordered" aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95. – № 6. – С. 355-360.
- Дмитриев В.В., Сенин А.А., Солдатов А.А., Суровцев Е.В., Юдин А.Н.
 В-фаза с полярным искажением в сверхтекучем ³Не в "упорядоченном" аэрогеле // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 146. – № 6. – С. 1242-1251.
- 32. 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 ³He in "nematically ordered" aerogel // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 10. С. 747-753.
- 33. Askhadullin R.Sh., Martynov P.N., Yudintsev P.A., Simakov A.A., Chaban A.Yu., Matchula E.A., Osipov A.A. Liquid metal based technology of synthesis of nanostructured materials (by the example of oxides). These materials properties and applications areas // Journal of Physics: Conference Series. 2008. V. 98. P. 072012.
- 34. Askhadullin R.Sh., Dmitriev V.V., Krasnikhin D.A., Martynov P.N., Melnikovsky L.A., Osipov A.A., Senin A.A., Yudin A.N. Measurements of spin diffusion in liquid ³He in "ordered" aerogel // Journal of Physics: Conference Series. – 2012. – V. 400. – P. 012002.
- Heikkilä T.T., Volovik G.E. // New Journal of Physics. 2015. V. 17. –
 P. 093019.
- Volovik G.E. The universe in a helium droplet. New York: Oxford University Press, 2003.
- 37. Марченко В.И. Theory of the phase transition of He³ into the superfluid state // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – № 1. – С. 141-150.

- 38. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Москва: ИИЛ, 1963.
- Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Исследования долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем ³He-В // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 40. – № 6. – С. 256-259.
- 40. Фомин И.А. Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в ³He-В // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 6. С. 260-262.
- Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., А. де Ваард, Дмитриев В.В., Макроциева В., Мухарский Ю.Л., Сергацков Д.А. Наблюдение аналога эффекта Джозефсона на спиновом токе // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – Т. 47. – № 8. – С. 400-403.
- 42. Leggett A.J. A theoretical description of the new phases of liquid ³He // Reviews of Modern Physics. - 1975. - V. 47. - № 2. - P. 331-414.
- Halperin W.P., Sauls J.A. Helium-three in aerogel. arXiv:condmat/0408593, 2004.
- 44. Змеев Д.Е. Исследования сверхтекучих фаз ³Не в аэрогеле: дис. ...канд. физ.-мат. наук. ИФП РАН, Москва, 2006.
- Dmitriev V.V., Kosarev I.V., Mulders N., Zavjalov V.V., Zmeev D.Ye. Experiments on A-like to B phase transition of ³He confined to aerogel // Physica B. - 2003. - V. 329-333P1. - P. 320-321.
- 46. Volovik G.E. On Larkin-Imry-Ma state of ³He-A in aerogel // Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – V. 150. – № 3-4. – P. 453-463.
- 47. 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.

- 48. Fomin I.A. Solution of spin dynamics equations for ³He superfluid phases in a strong magnetic field // Journal of Low Temperature Physics. - 1978.
 - V. 31. - № 3-4. - P. 509-526.
- 49. Baramidze G.A., Kharadze G.A. NMR in superfluid A-like phase of ³He confined in globally deformed aerogel in tilted magnetic field // Journal of Low Temperature Physics. 2011. V. 162. № 1-2. P. 1-11.
- 50. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Твалашвили Г.К. Криостат ядерного размагничивания и криостат растворения ³Не в ⁴Не большой хладопроизводительности // Приборы и техника эксперимента. – 1985. – № 3. – С. 185-192.
- 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.
- 52. Лоунасмаа О.В. Принципы и методы получения температур ниже 1 К.
 Москва: Мир, 1977.
- 53. Blaauwgeers R., Blazkova M., Človečko M., Eltsov V.B., de Graaf R., Hosio J., Krusius M., Schmoranzer 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.
- 54. Ahonen A.I., Krusius M., Paalanen M.A. NMR experiments on the superfluid phases of ³He in restricted geometries // Journal of Low Temperature Physics. – 1976. – V. 25. – № 3-4. – P. 421-465.
- 55. Hakonen P.J., Krusius M., Salomaa M.M., Salmelin R.H., Simola J.T., Gongadze A.D., Vachnadze G.E., Kharadze G.A. NMR and axial magnetic field textures in stationary and rotating superfluid ³He-B // Journal of Low Temperature Physics. – 1989. – V. 76. – № 3-4. – P. 225-283.

- 56. Schuhl A., Maegawa S., Meisel M.W., Chapellier M. Static and dynamic magnetic properties of ³He confined by fluorocarbon microspheres // Physical Review B. – 1987. – V. 36. – № 13. – P. 6811-6836.
- 57. Sauls J.A., Bunkov Yu.M., Collin E., Godfrin H., Sharma P. Magnetization and spin diffusion of liquid ³He in aerogel // Physical Review B. – 2005.
 – V. 72. – № 2. – P. 024507.
- Collin E., Triqueneaux S., Bunkov Yu.M., Godfrin H. Fast-exchange model visualized with ³He confined in aerogel: a Fermi liquid in contact with a ferromagnetic solid // Physical Review B. – 2009. – V. 80. – № 9. – P. 094422.
- 59. Freeman M.R., Richardson R.C. Size effects in superfluid ³He films // Physical Review B. – 1990. – V. 41. – № 16. – P. 11011-11028.
- 60. Tholen S.M., Parpia J.M. Slip and the effect of ⁴He at the ³He-silicon interface // Physical Review Letters. – 1991. – V. 67 – № 3. – P. 334-337.
- Tholen S.M., Parpia J.M. Effect of ⁴He on the surface scattering of ³He // Physical Review B. – 1993. – V. 47. – № 1. – P. 319-329.
- 62. Tholen S.M., Parpia J.M. Hysteretic solidification of surface ⁴He measured by the modification of the specularity of ³He // Physical Review Letters.
 1992. V. 68. № 18. P. 2810-2813.
- 63. Kim D., Nakagawa M., Ishikawa O., Hata T., Kodama T., Kojima H. Boundary condition on superfluid ³He as altered by ⁴He interfacial layer // Physical Review Letters. – 1993. – V. 71. – № 10. – P. 1581-1584.
- 64. Murakawa S., Wasai M., Akiyama K., Wada Y., Tamura Y., Nomura R., Okuda Y. Strong suppression of the Kosterlitz-Thouless transition in a ⁴He film under high pressure // Physical Review Letters. – 2012. – V. 108. – № 2. – P. 025302.

- 65. Franco H., Bossy J., Godfrin H. Properties of sintered silver powders and their application in heat exchangers at millikelvin temperatures // Cryogenics. – 1984. – V. 24. – № 9. – P. 477-483.
- 66. Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Influence of ⁴He coverage on resonance properties of a quartz tuning fork immersed in liquid ³He // Journal of Low Temperature Physics. – 2017. – V. 187. – № 5-6. – P. 398-404.
- 67. Hone D. Self-diffusion in liquid He³ // Physical Review. 1961. V. 121.
 № 3. P. 669-673.
- 68. Sachrajda A.S., Brewer D.F., Truscott W.S. Measurements of the spin diffusion coefficient of normal ³He in bulk liquid and a restricted geometry // Journal of Low Temperature Physics. – 1983. – V. 56. – № 5-6. – P. 617-631.
- Rand M.R., Hensley H.H., Kycia J.B., Haard T.M., Lee Y., Hamot P.J., Halperin W.P. New NMR evidence: Can an axi-planar superfluid ³He-A order parameter be ruled out? // Physica B. – 1994. – V. 194-196P1. – P. 805-806.
- 70. Mineev V.P. Half-quantum vortices in polar phase of superfluid ³He // Journal of Low Temperature Physics. – 2014. – V. 177. – № 1-2. – P. 48-58.
- 71. Сенин А.А. Сверхтекучий ³Не в "упорядоченном" аэрогеле: дис.
 ...канд. физ.-мат. наук. ИФП РАН, Москва, 2014.
- Barker B.I., Polukhina L., Poco J.F., Hrubesh L.W., Osheroff D.D. Spin dynamics of ³He in aerogel // Journal of Low Temperature Physics. – 1998. – V. 113. – № 5-6. – P. 635-644.
- Golov A., Porto J.V., Parpia J.M. Superfluidity of ³He in aerogel covered with a thick ⁴He film // Physical Review Letters. – V. 1998. – V. 80. – № 20. – P. 4486-4489.

- 74. Thuneberg E.V., Yip S.K., Fogelström M., Sauls J.A. Models for superfluid ³He in aerogel // Physical Review Letters. 1998. V. 80. № 13. P. 2861-2864.
- 75. Sharma P., Sauls J.A. Magnetic susceptibility of the Balian–Werthamer phase of ³He in aerogel // Journal of Low Temperature Physics. 2001. V. 125. № 3-4. P. 115-142.
- 76. Hänninen R., Thuneberg E.V. Model of inhomogeneous impurity distribution in Fermi superfluids // Physical Review B. – 2003. – V. 67. – № 21. – P. 214507.
- 77. Aoyama K., Ikeda R. Effects of magnetic impurity scattering on superfluid ³He in aerogel // Journal of Physics: Conference Series. 2009. V. 150. P. 032005.
- Baramidze G., Kharadze G. Cooper pairing in ³He in the presence of spinpolarized scattering centers // Physica B. – 2000. – V. 284-288. – P. 305-306.
- 79. Sauls J.A., Sharma P. Impurity effects on the A₁-A₂ splitting of superfluid
 ³He in aerogel // Physical Review B. 2003. V. 68. № 22. P. 224502.
- Baramidze G., Kharadze G. Superfluid ³He in presence of spin-polarized scattering centers // Journal of Low Temperature Physics. – 2004. – V. 135. – № 5-6. – P. 399-409.
- Sauls J.A., Sharma P. Theory of heat transport of normal liquid ³He in aerogel // New Jornal of Physics. – 2010. – V. 12. – P. 083056.
- 82. Freeman M.R., Germain R.S., Thuneberg E.V., Richardson R.C. Size effects in thin films of superfluid ³He // Physical Review Letters. 1988.
 V. 60. № 7. P. 596-599.
- Волков В.В., Дмитриев В.В., Золотухин Д.В., Солдатов А.А., Юдин А.Н. Метод получения образцов упорядоченного аэрогеля различной

плотности // Приборы и техника эксперимента. – 2017. – № 5. – С. 130-135.

- 84. Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Yudin A.N. NMR shifts in ³He in aerogel induced by demagnetizing fields // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 12. С. 827-828.
- Фомин И.А. Аналог теоремы Андерсона для полярной фазы жидкого ³Не в нематическом аэрогеле // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 154. – № 5. – С. 1034-1040.
- 86. Mineev V.P. Influence of exchange scattering on superfluid ³He states in nematic aerogel // Physical Review B. – 2018. – V. 98. – № 1. – P. 014501.
- 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 ³He // Physical Review Letters. – 2016. – V. 117. – № 25. – P. 255301.
- Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. Interaction of two magnetic resonance modes in polar phase of superfluid ³He // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 103. – № 10. – С. 727-731.
- 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 ³He // Physical Review Letters. 2018. V. 121. № 2. P. 025303.
- 90. Суровцев Е.В. Фазовая диаграмма сверхтекучего ³Не в нематическом аэрогеле в сильном магнитном поле // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. № 3. С. 564-561.