

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

На правах рукописи

УДК 538.941

СЕНИН АНДРЕЙ АНДРЕЕВИЧ

Сверхтекучий ^3He в “упорядоченном” аэрогеле

Специальность 01.04.09 — физика низких температур

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

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

Москва – 2014

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Сверхтекучий ^3He	9
1.1 Основные понятия	9
1.2 Спин-орбитальное взаимодействие	13
1.3 ЯМР в сверхтекучем ^3He	14
1.4 Сверхтекучий ^3He в кремниевом аэрогеле	16
1.5 Влияние анизотропии аэрогеля на свойства сверхтекучего ^3He	18
1.6 “Упорядоченный” аэрогель	20
1.7 Спиновая динамика искаженной АВМ фазы в двумерном состоянии ЛИМ	23
Глава 2. Экспериментальная установка	28
2.1 Условия экспериментов	29
2.2 Образцы аэрогеля	29
2.3 Рефрижератор растворения	31
2.4 Ступень ядерного размагничивания	32
2.5 Спектрометры ЯМР	35
2.6 Экспериментальная камера	40
Глава 3. Фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в “упорядоченном” аэрогеле	44
3.1 Измерение спиновой диффузии	44
3.2 Сверхтекучий переход	47
3.3 Фазовая диаграмма	48
3.4 Низкотемпературная фаза	50
3.5 Высокотемпературные фазы	53

3.6 Полярная фаза	57
Глава 4. Эксперименты в сжатом аэрогеле	60
Глава 5. Идентификация ESP2 фазы	64
Заключение	68
Список публикаций	71
Литература	72

Введение

Сверхтекучесть объясняется переходом вещества в макроскопическое квантовое состояние, описываемое одной волновой функцией и возникающее вследствие бозе-эйнштейновской конденсации. В системах фермионов бозе-конденсация происходит благодаря куперовскому спариванию, причем в сверхтекучем ^3He образование куперовских пар происходит с орбитальным моментом и спином пары равными единице. Такое триплетное спаривание приводит к сложному виду волновой функции и широкому разнообразию свойств сверхтекучего ^3He . Сверхтекучесть ^3He была открыта в 1972 г. [1], и было установлено, что в слабых магнитных полях реализуются две сверхтекучие фазы — А и В с параметрами порядка АВМ (модель Андерсона-Бринкмана-Мореля [2]) и ВВ (модель Бальяна-Вертхамера [3]) соответственно. К настоящему времени свойства чистого сверхтекучего ^3He хорошо изучены [4–6], и многие его свойства не только качественно, но и количественно хорошо описываются теорией. Такая идеальная модельная система представляет интерес для изучения влияния примесей на сверхтекучесть. Эта задача осложняется тем, что сверхтекучий ^3He — очень чистое вещество: при температурах порядка 1 мК, когда ^3He становится сверхтекучим, все примеси вымерзают, а изотоп ^4He уже практически не растворяется в ^3He . Нетривиальным решением этой проблемы стало использование аэрогеля в качестве примеси. Это стало возможным благодаря развитию технологии по получению аэрогелей высокой пористости ($\sim 98\%$). Аэрогель — это легкий высокопористый материал, обладающий рядом уникальных физических свойств, которые привлекают внимание исследователей, работающих в различных областях науки и техники. Аэрогель представляет собой жесткий каркас из переплетенных тонких нитей. Толщина нитей (3–10 нм) меньше длины

когерентности сверхтекучего ^3He (~ 80 нм при низких давлениях), а расстояние между нитями в десять и более раз превышает их диаметр, так что нити аэрогеля играют роль протяженных примесей. Исследования ^3He в аэрогелях широко ведутся с момента открытия в нем сверхтекучести в 1995 году [7, 8]. При этом до недавнего времени в экспериментах использовался аэрогель из диоксида кремния (silica aerogel), нити которого образованы из сферических кластеров из SiO_2 диаметром 3-5 нм, формирующих систему перепутанных нитей. Такой высокопористый аэрогель не подавляет сверхтекучесть ^3He , но приводит к уменьшению температуры сверхтекучего перехода [7, 8]. В ^3He в аэрогеле, также, как и в чистом ^3He , реализуются две сверхтекучие фазы, названные по аналогии А- и В-подобными. Было установлено, что параметр порядка В-подобной фазы соответствует, как и в В фазе, параметру порядка BW [9, 10]. Для А-подобной фазы была обнаружена зависимость ее свойств от анизотропии образца аэрогеля. Анизотропия аэрогеля может возникать как при изготовлении образца, так и при специальной его деформации. В условиях сильного одноосного сжатия аэрогеля реализуется ориентированная анизотропией однородная АВМ фаза [11]. При слабой анизотропии аэрогеля реализуется АВМ фаза в разупорядоченном состоянии Ларкина-Имри-Ма (ЛИМ) — происходит разрушение дальнего порядка векторного параметра порядка слабым полем случайных неоднородностей (в данном случае разупорядочивается орбитальный вектор $\hat{1}$) [12, 13].

В настоящей работе представлены исследования сверхтекучести ^3He в новом типе аэрогеля, полученным в ФЭИ им. Лейпунского, а именно: в “упорядоченном” аэрогеле (“ordered” aerogel) на основе оксида алюминия (Al_2O_3) [14]. Этот аэрогель состоит из нитей диаметром 5-10 нм, расстояние между которыми составляет 70-80 нм. Главной особенностью нового аэрогеля является то, что нити практически параллельны друг

другу. Такая сильная анизотропия аэрогеля соответствует бесконечному растяжению изначально изотропного образца аэрогеля (что невозможно достичь в обычном кремниевом аэрогеле ввиду его хрупкости) и не только изменяет пространственную структуру параметра порядка, но может существенно влиять и на его вид. Согласно теории, в такой системе может наблюдаться полярная сверхтекучая фаза или АВМ фаза с полярным искажением, которые не реализуются в объемном ^3He и никогда ранее не наблюдались [15].

В данной работе впервые были исследованы сверхтекучие свойства ^3He в “упорядоченном” аэрогеле. Обнаружено, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три сверхтекучие фазы: две высокотемпературные (ESP1, ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Высокотемпературные фазы ESP1 и ESP2 принадлежат семейству так называемых Equal Spin Pairing (ESP) фаз, параметр порядка которых устроен так, что проекция спина куперовской пары на выделенное направление может принимать только значения “+1” или “-1”. На основании полученных экспериментальных данных построена фазовая диаграмма в широком диапазоне температур и давлений. Была проведена идентификация ESP фаз и было показано, что эти фазы соответствуют АВМ фазе с сильным полярным искажением, при этом ESP фазы находятся в двумерном состоянии ЛИМ. Получены косвенные указания на то, что в низких давлениях вблизи температуры сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле (T_{ca}) высокотемпературные фазы переходят в чистую полярную фазу. Исследовано влияние дополнительной анизотропии, созданной сжатием аэрогеля в направлении, перпендикулярном нитям, на свойства сверхтекучего ^3He . Также в новом аэрогеле была измерена анизотропия спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого ^3He и изучена микроструктура самого аэрогеля, что подтвердило сильную анизотропию “упорядоченного” аэрогеля. В

целом, проведенные исследования позволили существенно продвинуться в понимании влияния примесей на сверхтекучесть ^3He .

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях и симпозиумах:

- 26th International Conference on Low Temperature Physics (LT26), August 2011, Beijing, China
- International Symposium on Ultralow Temperature Physics (ULT2011), August 2011, Daejeon, Korea
- XXXVI Совещание по физике низких температур (НТ36), июль 2012, Санкт-Петербург
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2012), August 2012, Lancaster, UK
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2013), August 2013, Matsue, Japan

По материалам диссертации опубликовано 5 статей [А1-А5].

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

Во введении обосновывается актуальность исследований, рассматриваемых в рамках данной диссертационной работы, сформулирована цель и поставлены задачи работы, а также приведено краткое содержание представляемой работы по главам.

В первой главе 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. Приведена фазовая диаграмма ^3He в объеме и в кремниевом аэрогеле, рассмотрено влияние анизотропии аэрогеля на сверхтекучие свойства ^3He . Описаны принципы основных методов исследования — непрерывного и импульсного ЯМР.

Во второй главе описывается экспериментальная установка и особенности работы при сверхнизких температурах. Приведены условия экспериментов. Рассмотрен цикл ядерного размагничивания. Показано устройство экспериментальной камеры и ячеек, а также характеристики образцов аэрогеля. Приведены схемы ЯМР-спектрометров и описаны принципы их работы.

В третьей главе представлены результаты экспериментов в “упорядоченном” аэрогеле. Описаны эксперименты по измерению спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого ^3He , обнаружению сверхтекучих фаз, а также исследования микроструктуры самого аэрогеля. Построена фазовая диаграмма в широком диапазоне температур и давлений. Проведена предварительная идентификация сверхтекучих фаз. Показано, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три сверхтекучие фазы: две высокотемпературные (ESP1, ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Показано, что ESP фазы соответствуют АВМ фазе с сильным полярным искажением в двумерном состоянии ЛИМ.

В четвертой главе описаны результаты экспериментов с дополнительно сжатыми образцами “упорядоченного” аэрогеля. Показано, как внесение дополнительной анизотропии влияет на свойства ЯМР в сверхтекучем ^3He .

В пятой главе представлены эксперименты, позволяющие идентифицировать ESP2 фазу, которая имеет схожие с ESP1 фазой свойства ЯМР, но количественно отличается в одинаковых экспериментальных условиях.

В заключении перечислены результаты диссертационной работы, описаны эксперименты, которые могли бы дополнить приведенные в работе исследования, а также обсуждаются возможные пути дальнейшего изучения данной области.

Глава 1. Сверхтекучий ${}^3\text{He}$

1.1. Основные понятия

Сверхтекучесть ${}^3\text{He}$ связана с куперовским спариванием атомов ${}^3\text{He}$ в состояние 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:

$$a_\lambda = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle, \quad b_\lambda = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle. \quad (1.1)$$

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

$$\begin{aligned} a_{1\alpha}a_{2\beta} &= |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} && \text{при } S_z = 1 \\ a_{1\alpha}b_{2\beta} + b_{1\alpha}a_{2\beta} &= |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} && \text{при } S_z = 0 \\ b_{1\alpha}b_{2\beta} &= |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} && \text{при } S_z = -1 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Полная волновая функция пары представляет собой линейную комбинацию этих состояний:

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

где $\hat{\mathbf{k}}$ — вектор направления импульса квазичастиц пары.

Разложив Ψ по базису матриц $i\boldsymbol{\sigma}\sigma_y = (i\sigma_x\sigma_y, i\sigma_y\sigma_y, i\sigma_z\sigma_y)$, где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — матрицы Паули, можно записать Ψ в виде:

$$\Psi = i(\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}}) \cdot \boldsymbol{\sigma})\sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x(\hat{\mathbf{k}}) + i\mathbf{d}_y(\hat{\mathbf{k}}) & d_z(\hat{\mathbf{k}}) \\ d_z(\hat{\mathbf{k}}) & d_x(\hat{\mathbf{k}}) + i\mathbf{d}_y(\hat{\mathbf{k}}) \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Здесь $\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}})$ — комплексный вектор в спиновом пространстве, является векторным представлением параметра порядка:

$$\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}}) = \frac{i}{2}(\sigma_y \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha\beta} , \quad (1.5)$$

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

$$|\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}})|^2 = \frac{1}{2} \text{Tr}(\Psi^+(\hat{\mathbf{k}})\Psi(\hat{\mathbf{k}})) . \quad (1.6)$$

Для состояний с $L = 1$ зависимость \mathbf{d} от $\hat{\mathbf{k}}$ представляет собой комбинацию сферических гармоник, которые, в свою очередь, линейно выражаются через компоненты вектора $\hat{\mathbf{k}}$. Поэтому можно записать:

$$d_i(\hat{\mathbf{k}}) = A_{ij} \hat{k}_j , \quad (1.7)$$

где комплексная матрица A_{ij} является еще одним представлением параметра порядка.

Триpletное куперовское спаривание в сверхтекучем ^3He приводит к возможности реализации множества фаз с параметрами порядка, обладающими различной симметрией [16]. В отсутствие магнитного поля в ^3He реализуются две сверхтекучие фазы: при высоких давлениях и температурах — А фаза с параметром порядка АВМ, а в остальной области сверхтекучести на фазовой диаграмме — В фаза с параметром порядка ВW. На рис. 1.1 приведена фазовая диаграмма ^3He в слабых магнитных полях и сверхнизких температурах. В магнитном поле к ним добавляется так называемая фаза A_1 , существующая в узком температурном диапазоне между нормальным ^3He и А фазой. Фазовый переход из нормального ^3He в А фазу и В фазу является фазовым переходом второго рода, а переход из А фазы в В фазу — первого рода.

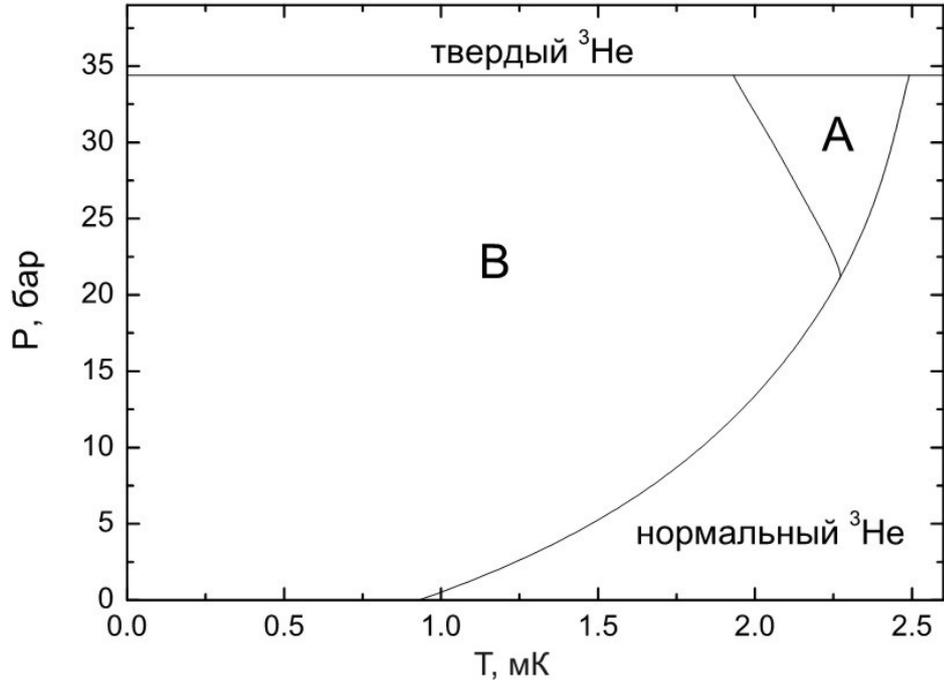


Рис. 1.1: Фазовая диаграмма ^3He в слабых магнитных полях.

Рассмотрим подробнее А фазу, так как это понадобится в дальнейшем. А фаза имеет анизотропный параметр порядка АВМ:

$$\mathbf{d}(\hat{\mathbf{k}}) = \Delta_0 \hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{m}} + i \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}}) , \quad (1.8)$$

здесь $\hat{\mathbf{d}}$ – единичный вектор в спиновом пространстве, а $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ – взаимно ортогональные направления в орбитальном пространстве. В этом случае матрица параметра порядка имеет вид

$$A_{ij} = \Delta_0 \hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{m}}_j + i \hat{\mathbf{n}}_j) , \quad (1.9)$$

и соответствующий тензор можно в случае АВМ состояния разделить на орбитальную часть с выделенными направлениями $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ и спиновую часть с выделенным направлением $\hat{\mathbf{d}}$. Третье выделенное направление в орбитальном пространстве $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ совпадает с направлением среднего момента импульса пары. Наличие такого выделенного направления обуславливает анизотропный вид энергетической щели с двумя нулями в направлении $\hat{\mathbf{l}}$ (рис. 1.2).

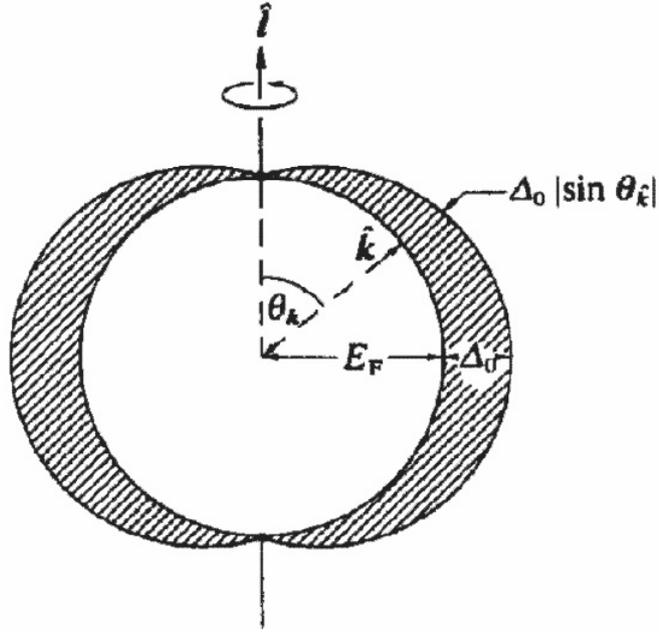


Рис. 1.2: Схематический вид энергетической щели (заштрихованные области) в А фазе [4]. Щель равна нулю в двух точках на оси \hat{z} .

Волновая функция конденсата для А фазы запишется в следующем виде

$$\Psi = (-\hat{k}_x + i\hat{k}_y)|\uparrow\uparrow\rangle + (\hat{k}_x + i\hat{k}_y)|\downarrow\downarrow\rangle. \quad (1.10)$$

Если спин куперовской пары направлен вдоль оси z , то вектор $\hat{\mathbf{d}}$ лежит в плоскости xy . В состоянии АВМ, как видно из вида волновой функции, отсутствуют пары с проекцией спина $S_z = 0$, то есть А фаза относится к классу ESP фаз, поэтому магнитная восприимчивость в этой фазе, в отличие от В фазы, не меняется с температурой, и остаётся такой же, как и в нормальном состоянии.

Что касается В фазы, то в ней энергетическая щель изотропна и параметр порядка ВW имеет вид:

$$A_{ij} = \Delta e^{i\phi} R_{ij}, \quad (1.11)$$

где Δ — энергетическая щель в спектре возбуждений, $e^{i\phi}$ — фазовый множитель, а $R_{ij} = R(\mathbf{n}, \Theta)$ — матрица поворота спинового пространства

относительно орбитального вокруг некоторого направления \mathbf{n} на угол Θ . В волновой функции В фазы присутствуют пары с проекцией спина $S_z = 0$. В этой фазе магнитная восприимчивость при понижении температуры уменьшается.

1.2. Спин-орбитальное взаимодействие

В сверхтекучем ^3He существует слабое относительно величины щели спин-орбитальное взаимодействие: диполь-дипольное взаимодействие ядерных магнитных моментов в куперовской паре. Энергия этого диполь-дипольного взаимодействия (дипольная энергия) проявляется в виде дополнительного момента, действующего на намагниченность, который может появляться при отклонении спина. При этом происходят изменения в спектре ядерного магнитного резонанса (ЯМР), что позволяет изучать устройство параметра порядка.

Дипольную энергию для А фазы можно записать следующим образом:

$$U_d = -\frac{\chi_A \Omega_A^2}{2g^2} (\widehat{\mathbf{d}}\mathbf{l})^2, \quad (1.12)$$

где $\chi_A = \chi_N \sim 10^{-7}$ — магнитная восприимчивость ^3He в А фазе, $g = 2.0378 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ — гиромагнитное отношение ^3He , $\Omega_A = \Omega_A(T)$ — так называемая леггеттовская частота А-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 ($\Omega_A(0) \sim 10^6 \text{ рад/с}$).

Существенную роль может играть также градиентная энергия, которая препятствует резкому изменению ориентации параметра порядка по

пространству. Характерную длину, на которой градиентная энергия сравнивается с дипольной, называют дипольной длиной, которая для всех сверхтекучих фаз составляет $\sim 10^{-3}$ см и практически не зависит от температуры.

1.3. ЯМР в сверхтекучем ^3He

Широкое применение для изучения сверхтекучих фаз ^3He получил метод ЯМР. Этим методом были измерены многие величины, характеризующие ^3He , идентифицированы параметры порядка сверхтекучих фаз, открыты и исследованы сверхтекучие спиновые токи и т.д [4]. Пространственно однородная спиновая динамика сверхтекучего ^3He без учета диссипации описывается системой связанных уравнений (уравнения Леггетта) [17], описывающих движения вектора $\hat{\mathbf{d}}$ и плотности спина \mathbf{S} , которые являются единственными динамическими переменными. Эти уравнения движения получаются из гамильтониана

$$H = \frac{g^2 S^2}{2\chi} - g\mathbf{S}\mathbf{H} + U_d \quad (1.13)$$

и имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{M}} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_d \\ \dot{\hat{\mathbf{d}}} = \gamma\hat{\mathbf{d}} \times \left(\mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}}{\chi}\right) \end{cases}, \quad (1.14)$$

где \mathbf{M} — магнитный момент единицы объема ($\mathbf{M} = g\mathbf{S} = \chi\mathbf{H}$), \mathbf{H} — магнитное поле, \mathbf{R}_d — дипольный момент, связанный с диполь-дипольным спин-орбитальным взаимодействием. Для случая АВМ фазы в равновесии $\hat{\mathbf{d}} \perp \mathbf{H}$. В объемном ^3He вектор $\hat{\mathbf{l}}$ не фиксирован, поэтому $\hat{\mathbf{l}} \parallel \hat{\mathbf{d}}$, так как это отвечает минимуму дипольной энергии ($U_d \sim -(\hat{\mathbf{d}}\hat{\mathbf{l}})^2$). В этом случае система уравнений (1.14) имеет решения в виде поперечной и продольной мод колебаний:

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

Продольная мода колебаний связана с тем, что дипольный момент стремится удерживать величину намагниченности \mathbf{M} близкой к равновесному значению. В условиях поперечного ЯМР, согласно первому уравнению Леггетта, \mathbf{M} прецессирует вокруг направления \mathbf{H} по кривой, близкой к окружности, причем частота этой прецессии отличается от ларморовской из-за дипольного момента \mathbf{R}_d . Прецессия вектора $\hat{\mathbf{d}}$, согласно второму уравнению Леггетта, является комбинацией вращения вокруг \mathbf{H} вместе с \mathbf{M} и прецессии вокруг \mathbf{M} . В лабораторной системе отсчета $\hat{\mathbf{d}}$ будет описывать похожую на восьмерку фигуру, причем середина этой “восьмерки” соответствует равновесному положению $\hat{\mathbf{d}}$ [4]. Уравнения Леггетта в данном виде верны для пространственно однородного случая, и в случае объемного образца ^3He свойства ЯМР будут определяться дипольной энергией, усредненной на дипольной длине.

Резонансная частота ЯМР определяется ларморовской частотой $\omega_L = \gamma\mathbf{H}$ и сдвигом частоты $\Delta\omega$, возникающей из-за диполь-дипольного взаимодействия спинов в куперовской паре

$$\omega = \omega_L + \Delta\omega . \quad (1.16)$$

Сдвиг частоты непрерывного ЯМР в объемном $^3\text{He-A}$ относительно ларморовской частоты принимает значение:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega} . \quad (1.17)$$

При импульсном ЯМР в постоянном магнитном поле \mathbf{H} импульсом отклоняют намагниченность ^3He на большой угол. В таком случае сдвиг частоты свободной прецессии намагниченности:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{8\omega_L} (1 + 3 \cos \beta) , \quad (1.18)$$

где β — угол отклонения намагниченности.

Отметим, что если в равновесии $\hat{\mathbf{l}}$ ориентируется по каким-то причинам не вдоль $\hat{\mathbf{d}}$, то выражения для сдвига частоты меняются. В частности, вместо (1.17) сдвиг частоты в непрерывном ЯМР равен

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_A^2}{2\omega} \cos 2\varphi, \quad (1.19)$$

где φ - угол между векторами $\hat{\mathbf{l}}$ и $\hat{\mathbf{d}}$ в равновесии.

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

$$\Delta\omega = \frac{\Omega_B^2}{2\omega} \sin^2 \varphi, \quad (1.20)$$

где φ – угол между \mathbf{H} и вектором \mathbf{n} . В объеме вектор $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$, поэтому сдвиг частоты ЯМР равен нулю, однако у стенок, ориентированных вдоль \mathbf{H} , $\sin^2 \varphi = 4/5$, и сдвиг частоты ЯМР максимален. Поэтому обычно линии ЯМР ^3He -В 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. Сверхтекучий ^3He в кремниевом аэрогеле

В первоначальных исследованиях сверхтекучего ^3He в аэрогеле в основном использовался кремниевый аэрогель с пористостью 98.2%. Таким образом, в образцах 1.8% пространства занято собственно нитями, а остальные 98.2% заполнены гелием. Такой аэрогель имеет плотность ~ 40 мг/см³, характерный диаметр нитей $\delta = 3$ -5 нм и характерное среднее расстояние между нитями $\xi_a = 50$ -100 нм (рис. 1.3).

Обнаружено, что аэрогель малой плотности не подавляет сверхтекучесть, а приводит лишь к снижению температуры сверхтекучего перехода на 20-30% при давлениях 20-30 бар. Фазовая диаграмма сверхтекучего

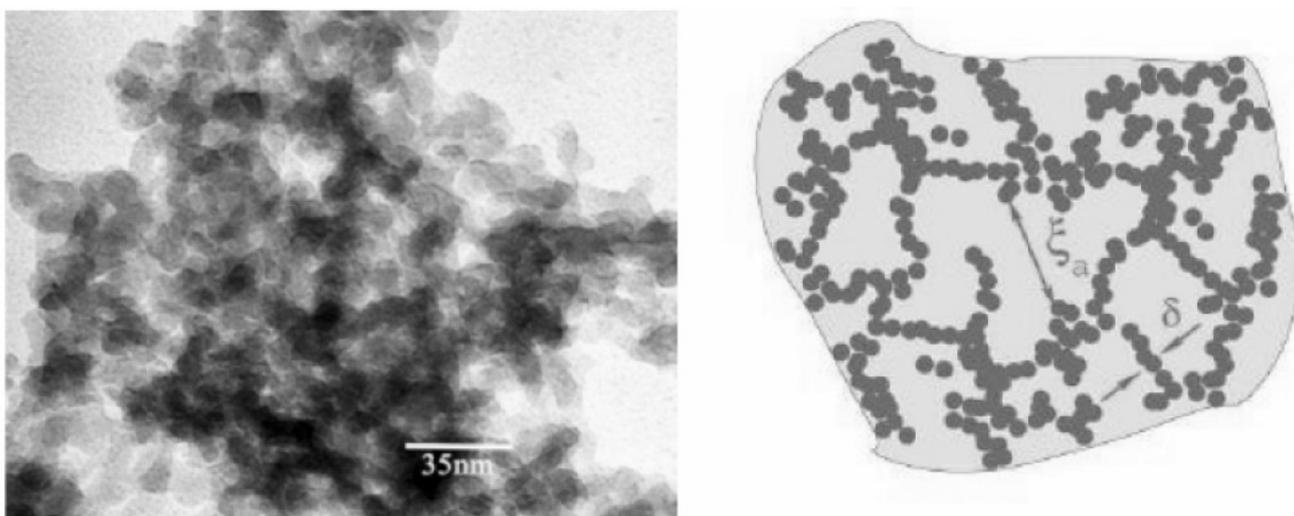


Рис. 1.3: Кремниевый аэрогель, рисунок-схема (справа) и фотография снятая электронным микроскопом (слева).

^3He в аэрогеле (рис. 1.4) внешне похожа на фазовую диаграмму объемного ^3He и слабо меняется от образца к образцу [9, 10, 18, 19]. Так же как и в чистом сверхтекучем ^3He , в ^3He в аэрогеле в слабых магнитных полях реализуются две сверхтекучие фазы: при высоких температурах и давлениях наблюдается так называемая А-подобная фаза, а в остальной области фазовой диаграммы — В-подобная фаза. Установлено, что параметр порядка В-подобной фазы соответствует В фазе чистого ^3He . Однако количественные характеристики ^3He -В изменяются при внесении примесей. Например, пространственное распределение параметра порядка (текстура) в ^3He -В в аэрогеле отличается от текстуры в чистом ^3He -В [20].

Также следует отметить, что при нагреве из В-подобной фазы А-подобная фаза наблюдается только в очень узком диапазоне температур вблизи T_{ca} , то есть наблюдаемая при охлаждении из нормальной фазы А-подобная фаза является переохлажденной. В этом состоит одно из существенных отличий с фазовой диаграммой чистого ^3He , где А-фаза является равновесной в широком диапазоне температур.

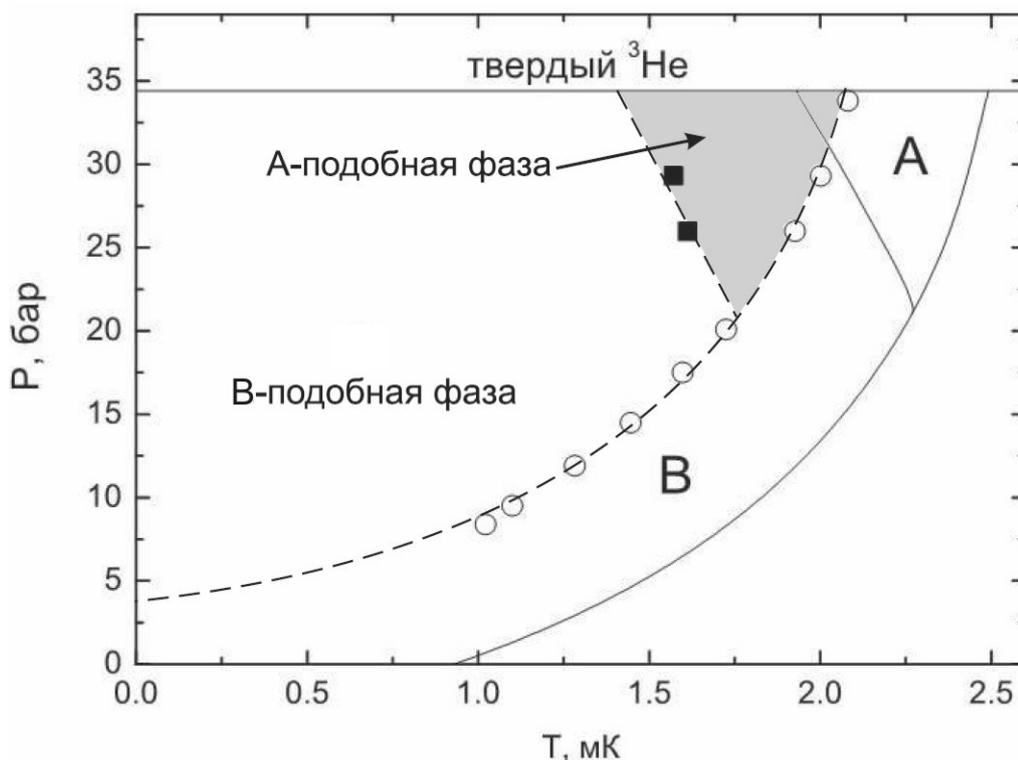


Рис. 1.4: Фазовая диаграмма объемного ^3He (сплошные линии) и ^3He в кремниевом аэрогеле (пунктирные линии) в слабых магнитных полях на охлаждении [21].

1.5. Влияние анизотропии аэрогеля на свойства сверхтекучего ^3He

Предыдущие исследования показали, что анизотропия аэрогеля оказывает существенное влияние на свойства ЯМР фазы А-типа [11–13]. Анизотропный аэрогель легко получить, например, сжав образец вдоль какого-либо направления. Кроме этого, оказалось, что большинство производимых образцов аэрогеля анизотропны изначально, что, видимо, связано с процессом их изготовления [22]. При этом иногда получаются образцы со слабой анизотропией типа “растяжение” [13,23]. В настоящее время установлено, что во всех случаях А-подобная фаза соответствует АВМ фазе. Однако в случае сильной анизотропии типа “сжатие” эта фаза однородна, а ее отличие от объемной заключается в том, что вектор \hat{I} ориентируется вдоль оси сжатия [11]. Сдвиг частоты непрерывного ЯМР

в этом случае будет определяться формулой (1.19), где угол φ определяется направлением магнитного поля, то есть сдвиг частоты ЯМР может быть как положительным, так и отрицательным или нулевым. В случае же изотропного или слабоанизотропного образца АВМ фаза становится пространственно неоднородной: вектор $\hat{\mathbf{I}}$ разупорядочивается, образуя состояние ЛИМ. В случае слабой анизотропии аэрогеля это состояние также становится слабоанизотропным. Все эти случаи хорошо соответствуют теории, предложенной Г.Е. Воловиком [12, 13].

Одним из параметров теории является характерная длина Ларкина-Имри-Ма (L_{LIM}), на которой ориентация вектора $\hat{\mathbf{I}}$ остаётся однородной. Она определяет размер доменов с однородной ориентацией $\hat{\mathbf{I}}$, на которые разобьётся объём ${}^3\text{He-A}$ под действием неоднородностей:

$$L_{LIM} \sim \xi_a \frac{\xi_0^2}{\delta^2} \sim 1 \text{ мкм} , \quad (1.21)$$

где ξ_a — среднее расстояние между нитями аэрогеля (~ 50 нм), ξ_0 — длина когерентности сверхтекучего ${}^3\text{He}$ (20-80 нм в зависимости от давления), δ — характерный диаметр нитей аэрогеля (~ 3 нм). Анизотропия образца аэрогеля, вызванная одноосным сжатием, создает выделенную ось, вдоль которой может ориентироваться вектор $\hat{\mathbf{I}}$. Критическая деформация, при которой такая ориентация станет энергетически выгодней, чем состояние Ларкина-Имри-Ма равна

$$\left(\frac{|\Delta l|}{l} \right)_{crit} = \left(\frac{\xi_a}{L_{LIM}} \right)^{3/2} \sim 10^{-2} - 10^{-3} . \quad (1.22)$$

При деформациях меньше критической должно возникнуть состояние Ларкина-Имри-Ма, а при деформациях больше критической должно возникнуть однородное пространственное распределение $\hat{\mathbf{I}}$, причем $\hat{\mathbf{I}}$ ориентируется вдоль оси сжатия.

В изотропном аэрогеле вектор $\hat{\mathbf{I}}$ удерживается локальными неоднородностями и разупорядочен по пространству, поэтому можно написать:

$$\hat{\mathbf{I}} = 0, \quad \langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \langle l_z^2 \rangle = \frac{1}{3}, \quad (1.23)$$

где обозначенное скобками усреднение проводится на длинах больших L_{LIM} . Если деформировать аэрогель вдоль одной оси, то возникнет анизотропия в распределении векторов $\hat{\mathbf{I}}$. Введем параметр q , характеризующий анизотропию в случае деформации вдоль оси z :

$$q = \langle l_z^2 \rangle - \langle l_x^2 \rangle, \quad \langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle, \quad \langle l_x^2 \rangle + \langle l_y^2 \rangle + \langle l_z^2 \rangle = 1. \quad (1.24)$$

При деформации типа “сжатие” $\langle l_z^2 \rangle > \langle l_x^2 \rangle$ и $q > 0$, а при деформации типа “растяжение” $\langle l_z^2 \rangle < \langle l_x^2 \rangle$ и $q < 0$. Следует отметить, что в пределе бесконечного растяжения ($q = -0.5$) получается двумерное состояние ЛИМ, где вектор $\hat{\mathbf{I}}$ будет лежать в плоскости xy : $\langle l_x^2 \rangle = \langle l_y^2 \rangle = \frac{1}{2}$, $\langle l_z^2 \rangle = 0$.

Спиновая динамика в рассмотренных выше случаях была исследована в работе [13]. В результате показано, что сдвиг частоты ЯМР хорошо описывается формулами, следующими из теории и представленными на рис. 1.5.

1.6. “Упорядоченный” аэрогель

“Упорядоченный” аэрогель отличается от стандартного кремниевого аэрогеля высокой степенью анизотропии. Этот аэрогель состоит из нанонитей $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$, которые почти параллельны друг другу [14], то есть он может рассматриваться как бесконечно растянутый стандартный аэрогель (см. рис. 1.6). Исследования сверхтекучего ^3He в таком аэрогеле представляют особый интерес, так как из теории следует [15], что такая анизотропия делает более выгодной так называемую полярную сверхтекучую фазу по сравнению с АВМ фазой, которая реализуется в объемном

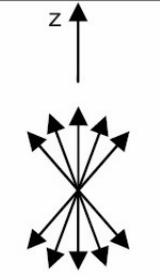
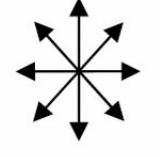
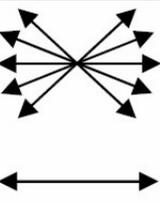
Анизотропия	l в орбитальном пространстве	Сдвиг частоты ЯМР
сжатие вдоль оси z	 $0 < q \leq 1$	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \left(-\cos\beta + \sin^2\mu \frac{7\cos\beta + 1}{4} \right)$
изотропный аэрогель	 $q = 0$	$\Delta\omega = 0$
растяжение вдоль оси z	 $-0.5 \leq q < 0$	$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = q \left(-\cos\beta + \sin^2\mu \frac{5\cos\beta - 1}{4} \right)$

Рис. 1.5: Свойства ЯМР в АВМ фазе в состоянии ЛИМ при разной анизотропии. Здесь β — угол отклонения намагниченности от равновесного направления, μ — угол наклона постоянного магнитного поля, отсчитываемый от оси z . $\Delta\omega_0 = \Omega_A^2/2\omega_L$.

³He или в ³He в кремниевом аэрогеле. В частности, теория предсказывает, что даже в относительно слабо растянутом аэрогеле ($\sim 10\%$) в ³He может появиться полярная сверхтекучая фаза, которая в объемном ³He не реализуется. Эта фаза отличается тем, что сверхтекучая щель обращается в ноль на “экваторе” ферми-поверхности, а не в двух противоположных точках (“полюсах”), как в А фазе. Параметр порядка АВМ фазы с полярным искажением имеет вид:

$$A_{jk} = \Delta e^{i\phi} \hat{d}_j (a \hat{m}_k + i b \hat{n}_k), \quad (1.25)$$

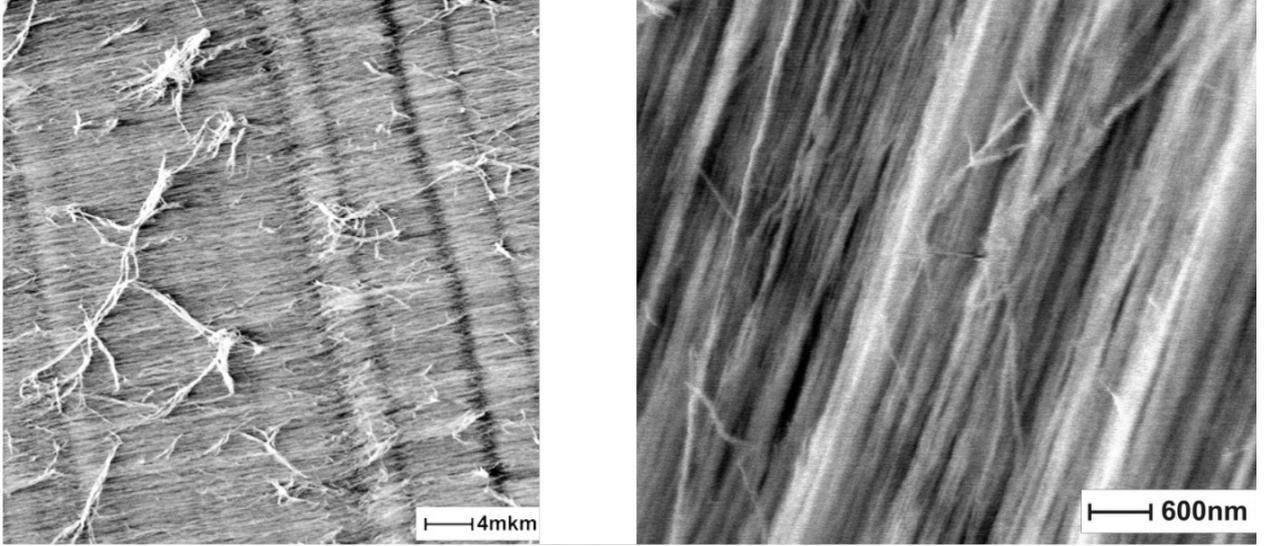


Рис. 1.6: Фотографии поверхности “упорядоченного” аэрогеля, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

где Δ — параметр энергетической щели в спектре возбуждений, $e^{i\phi}$ — фазовый множитель, $\hat{\mathbf{d}}$ — единичный спиновый вектор параметра порядка, $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ — единичные вектора в орбитальном пространстве и $a^2 + b^2 = 1$. Отметим, что $a = b$ для чистой АВМ фазы (сравните с (1.9)), $a^2 > b^2$ для АВМ фазы с полярным искажением и $a = 1, b = 0$ для чистой полярной фазы. Как и в случае чистой АВМ фазы, для АВМ фазы с полярным искажением можно определить орбитальный вектор $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$. Также следует сказать, что АВМ фаза с полярным искажением в “упорядоченном” аэрогеле должна находиться в состоянии ЛИМ, причем это состояние должно быть двумерным, так как нити аэрогеля должны ориентировать вектор $\hat{\mathbf{l}}$ перпендикулярно к их оси.

Как уже упоминалось в разделе 1.1, в ^3He в принципе может быть много сверхтекучих фаз с одной и той же T_c , и из них реализуются только те, которые энергетически более выгодны. В частности, параметр порядка АВМ энергетически более выгоден, чем параметр порядка полярной фазы или искаженной АВМ фазы. Анизотропный аэрогель по-разному меняет

не только энергию, но и температуру сверхтекучего перехода, соответствующую разным параметрам порядка [24]. “Упорядоченный” аэрогель оказывает меньшее влияние на энергию полярной сверхтекучей фазы по сравнению с чистой АВМ фазой. Качественно это можно понять из того, что симметрия параметра порядка полярной фазы ближе к симметрии “упорядоченного” аэрогеля, чем симметрия параметра порядка чистой АВМ фазы, а именно: в полярной фазе имеется одно выделенное направление, вдоль которого щель максимальна, и в перпендикулярном направлении щель равна нулю. Таким образом, полярная фаза (или АВМ фаза с полярным искажением) может оказаться энергетически более выгодной, чем чистая АВМ. В этом случае “упорядоченный” аэрогель может привести к изменению самого вида параметра порядка, а не будет только влиять на распределение векторов $\hat{\Gamma}$ орбитальной подсистемы, как происходит в случае кремниевых аэрогелей.

1.7. Спиновая динамика искаженной АВМ фазы в двумерном состоянии ЛИМ

Рассмотрим общий случай, когда двумерное состояние ЛИМ в искаженной АВМ фазе имеет еще дополнительную анизотропию в плоскости xy , так как это понадобится в дальнейшем. Спиновая динамика для этого случая исследована в работе [25].

Сдвиг частоты поперечного ЯМР можно найти из следующего уравнения [26]:

$$\Delta\omega = -\frac{g}{\chi H} \frac{\partial \bar{U}_D}{\partial \cos \beta}, \quad (1.26)$$

где \bar{U}_D - усредненная по спиновой прецессии дипольная энергия. Для состояния ЛИМ необходимо также усреднить \bar{U}_D по пространству [13, 27]. Дипольная энергия для параметра порядка АВМ фазы с полярным

искажением (1.25) имеет вид:

$$U_D = \frac{6}{5} g_D \left(a^2 (\widehat{\mathbf{d}\widehat{\mathbf{m}}})^2 + b^2 (\widehat{\mathbf{d}\widehat{\mathbf{n}}})^2 \right), \quad (1.27)$$

где $g_D = g_D(T)$ - константа дипольного взаимодействия. В приближении слабой связи g_D можно выразить через леггеттовскую частоту (Ω_A) чистой АВМ фазы [4], которая измерена на эксперименте:

$$g_D = \frac{2}{3 - 4a^2b^2} g_D^A = \frac{2}{3 - 4a^2b^2} \left(\frac{5}{6} \frac{\chi}{g^2} \Omega_A^2 \right), \quad (1.28)$$

где g_D^A - константа дипольного взаимодействия для чистой АВМ фазы. Следуя работам [27, 28], рассмотрим 2 координатные системы: орбитальную $(\widehat{x}, \widehat{y}, \widehat{z})$, связанную с образцом аэрогеля и спиновую $(\widehat{\eta}, \widehat{\xi}, \widehat{\zeta})$. Направим \mathbf{H} вдоль оси $\widehat{\zeta}$, а ось \widehat{z} - вдоль нитей аэрогеля. Тогда $\widehat{\mathbf{I}} \perp \widehat{z}$, а анизотропия аэрогеля ориентирует $\widehat{\mathbf{m}} \parallel \widehat{\mathbf{z}}$ [15]. В изотропном двумерном состоянии ЛИМ вектора $\widehat{\mathbf{I}}$ и $\widehat{\mathbf{n}}$ ориентированы хаотически, но лежат в плоскости $\widehat{x}\widehat{y}$. При этом $\langle \widehat{l}_y^2 \rangle = \langle \widehat{l}_x^2 \rangle = \langle \widehat{n}_y^2 \rangle = \langle \widehat{n}_x^2 \rangle = \frac{1}{2}$. Пусть угол λ , определяет ориентацию вектора $\widehat{\mathbf{I}}$ и соответствующего ему $\widehat{\mathbf{n}}$ в некоторой точке пространства: $\widehat{l}_y = -\widehat{n}_x = \cos \lambda$ и $\widehat{l}_x = \widehat{n}_y = \sin \lambda$. Для двумерного состояния ЛИМ, которое одноосно анизотропно в плоскости $\widehat{x}\widehat{y}$, мы можем выбрать ось \widehat{y} вдоль направления, для которого значение $\langle \widehat{l}_y^2 \rangle$ максимально. Соответственно, $1 > \langle \widehat{l}_y^2 \rangle > \frac{1}{2} > \langle \widehat{l}_x^2 \rangle$ и распределение $\widehat{l}_y = \widehat{l}_y(\lambda)$ симметрично относительно $\lambda = 0$.

Ориентация \mathbf{H} относительно осей анизотропии аэрогеля (Рис. 1.7) описывается 2 углами вращения орбитальной системы координат: углом μ (вращение вокруг \widehat{y}) и углом φ (вращение вокруг \widehat{z}). В этом случае:

$$\begin{aligned} \widehat{m}_\xi &= 0, & \widehat{m}_\eta &= -\sin \mu, & \widehat{m}_\zeta &= \cos \mu, \\ \widehat{n}_\xi &= \sin(\varphi + \lambda), & \widehat{n}_\eta &= -\cos \mu \cos(\varphi + \lambda), \\ \widehat{n}_\zeta &= -\sin \mu \cos(\varphi + \lambda). \end{aligned} \quad (1.29)$$

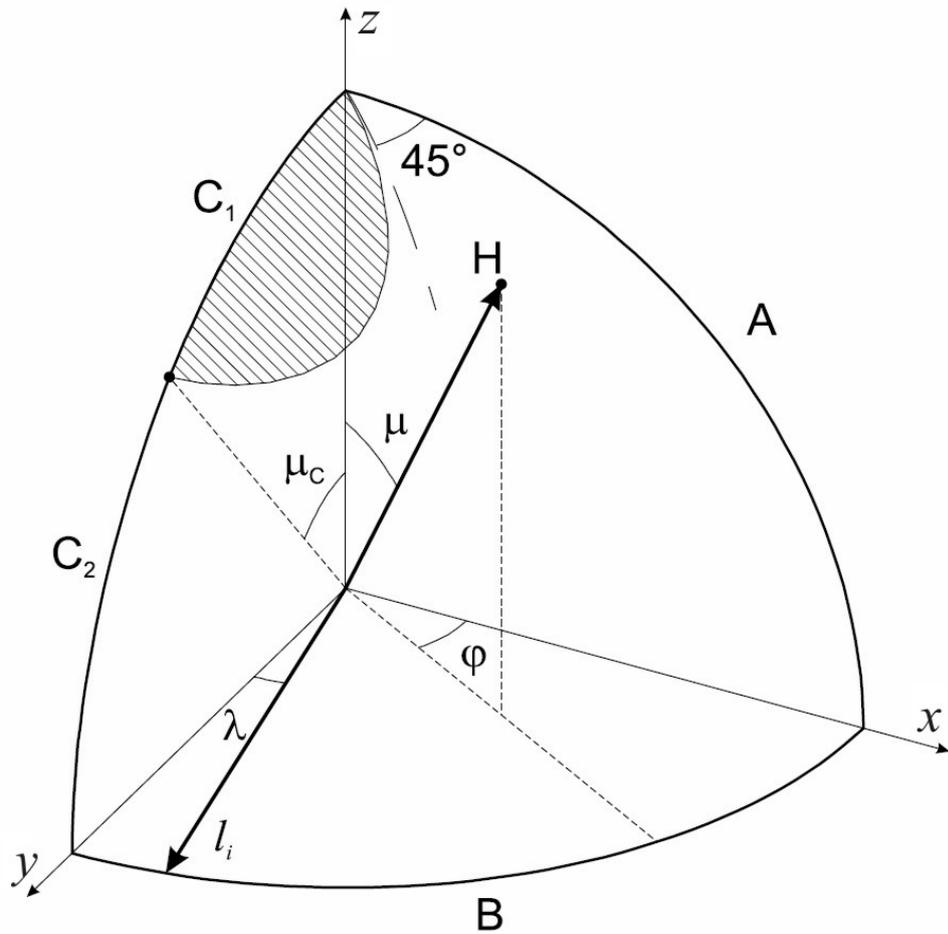


Рис. 1.7: Ориентация \mathbf{H} относительно осей анизотропии “упорядоченного” аэрогеля.

Здесь мы учли, что ориентация $\hat{\mathbf{n}}$ в конкретном месте определяется суммой углов φ и λ .

В условиях ЯМР движения вектора $\hat{\mathbf{d}}$ в спиновой системе координат удобно описывать тремя углами Эйлера (α, β, γ) , где α соответствует фазе прецессии намагниченности, а β - углу отклонения намагниченности от равновесного положения (т.е. от оси $\hat{\zeta}$). Усреднение по быстрой прецессии

приводит к следующим значениям (подробнее см. [27]):

$$\begin{aligned}
\bar{d}_\xi^2 &= \frac{1}{4} \cos^2 \Phi (1 + \cos \beta)^2 + \frac{1}{8} (1 - \cos \beta)^2, \\
\bar{d}_\eta^2 &= \frac{1}{4} \sin^2 \Phi (1 + \cos \beta)^2 + \frac{1}{8} (1 - \cos \beta)^2, \\
\bar{d}_\zeta^2 &= \frac{1}{2} \sin^2 \beta, \quad \overline{d_\xi d_\zeta} = \overline{d_\eta d_\zeta} = 0, \\
\overline{d_\xi d_\eta} &= -\frac{1}{8} \sin 2\Phi (1 + \cos \beta)^2,
\end{aligned} \tag{1.30}$$

где $\Phi = \alpha + \gamma$ является медленной переменной и определяется условием минимума дипольной энергии. Усреднённая по пространству и по быстрым движениям дипольная энергия (1.27) имеет вид:

$$\begin{aligned}
\bar{U}_D &= \frac{6}{5} g_D \left[a^2 (\bar{d}_\eta^2 \hat{m}_\eta^2 + \bar{d}_\zeta^2 \hat{m}_\zeta^2) + b^2 (\bar{d}_\xi^2 \langle \hat{n}_\xi^2 \rangle + \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}_\eta^2 \langle \hat{n}_\eta^2 \rangle + \bar{d}_\zeta^2 \langle \hat{n}_\zeta^2 \rangle + 2 \overline{d_\xi d_\eta} \langle \hat{n}_\xi \hat{n}_\eta \rangle \right],
\end{aligned} \tag{1.31}$$

где $\langle \hat{n}_\xi^2 \rangle = \sin^2 \varphi \langle \cos^2 \lambda \rangle + \cos^2 \varphi \langle \sin^2 \lambda \rangle$, $\langle \hat{n}_\eta^2 \rangle = \cos^2 \mu (\cos^2 \varphi \langle \cos^2 \lambda \rangle + \sin^2 \varphi \langle \sin^2 \lambda \rangle)$, $\langle \hat{n}_\zeta^2 \rangle = \sin^2 \mu (\cos^2 \varphi \langle \cos^2 \lambda \rangle + \sin^2 \varphi \langle \sin^2 \lambda \rangle)$ и $\langle \hat{n}_\xi \hat{n}_\eta \rangle = (2 \langle \sin^2 \lambda \rangle - 1) \cos \mu \sin \varphi \cos \varphi$. Для заданных μ и φ следует найти минимум \bar{U}_D по Φ . Результат минимизации показан на рис. 1.7, где заштрихованная область соответствует $\sin^2 \Phi = 1$, а для других ориентаций поля минимум (1.31) соответствует $\sin^2 \Phi = 0$. Граница заштрихованной области удовлетворяет следующему уравнению:

$$\begin{aligned}
&b^2 (\cos^2 \mu (\cos^2 \varphi \langle \cos^2 \lambda \rangle + \sin^2 \varphi \langle \sin^2 \lambda \rangle) - \\
&- \sin^2 \varphi \langle \cos^2 \lambda \rangle - \cos^2 \varphi \langle \sin^2 \lambda \rangle) + a^2 \sin^2 \mu = 0.
\end{aligned} \tag{1.32}$$

В частности, если $\varphi = \pi/2$, то $\sin^2 \Phi = 1$ для $\mu < \mu_c$ и $\sin^2 \Phi = 0$ для $\mu > \mu_c$, где:

$$\sin \mu_c = \frac{b^2 (1 - 2 \langle \sin^2 \lambda \rangle)}{1 - b^2 - b^2 \langle \sin^2 \lambda \rangle}. \tag{1.33}$$

Общая формула для сдвига частоты ЯМР теперь можно получить из (1.26):

$$\Delta\omega = K \left[(a^2 \widehat{m}_\eta^2 - b^2 \langle \widehat{n}_\xi^2 \rangle + b^2 \langle \widehat{n}_\eta^2 \rangle) \times (1 - 2 \sin^2 \Phi(1 + \cos \beta)) + (4 - 5a^2 \widehat{m}_\eta^2 - b^2(7 \langle \widehat{n}_\xi^2 \rangle + 5 \langle \widehat{n}_\eta^2 \rangle)) \cos \beta \right], \quad (1.34)$$

где

$$K = \frac{1}{3 - 4a^2b^2} \frac{\Omega_A^2}{2\omega}$$

и $\omega = gH$. Рассмотрим подробнее 4 частных случая: $\varphi = 0$, $0 < \mu < \pi/2$ (случай А); $\mu = \pi/2$, $0 < \varphi < \pi/2$ (В); $\varphi = \pi/2$, $0 < \mu < \mu_c$ (С₁); $\varphi = \pi/2$, $\mu_c < \mu < \pi/2$ (С₂). На Рис. 1.7 эти ориентации **Н** соответствуют дугам А, В, С₁ и С₂. Выражения для сдвига частоты непрерывного ЯМР ($\cos \beta \approx 1$) имеют вид:

$$\begin{aligned} A: \quad \Delta\omega &= K(D \sin^2 \mu + E \cos^2 \mu), \\ B: \quad \Delta\omega &= KD(1 - 2 \sin^2 \varphi), \\ C_1: \quad \Delta\omega &= KE \cos 2\mu, \\ C_2: \quad \Delta\omega &= K(E \cos^2 \mu - D), \end{aligned} \quad (1.35)$$

где $\omega = gH$, $D = b^2(1 - 2 \langle \hat{l}_x^2 \rangle)$, $E = (1 - b^2 - b^2 \langle \hat{l}_x^2 \rangle)$ и мы учли, что $\langle \sin^2 \lambda \rangle = \langle \hat{n}_y^2 \rangle = \langle \hat{l}_x^2 \rangle$. В случае изотропного состояния ЛИМ $\langle \hat{l}_x^2 \rangle = 1/2$ (то есть $D = 0$) и для $\mu = \pi/2$ (случай В) сдвиг частоты всегда равен 0, что и наблюдалось в [29]. Если же состояние ЛИМ анизотропно (и, как было выбрано выше, $\langle \hat{l}_x^2 \rangle < 1/2$), то для $\mu = \pi/2$ сдвиг частоты равен 0 при $\varphi = \pi/4$. При других значениях φ сдвиг равен 0 только для чистой полярной фазы ($b = 0$). В случае же чистой АВМ фазы или АВМ фазы с полярным искажением для $\varphi \neq \pi/4$ сдвиг частоты должен быть либо положительным (для $\varphi < \pi/4$), либо отрицательным (для $\varphi > \pi/4$).

Глава 2. Экспериментальная установка

Изучение сверхтекучего ^3He связано с большими техническими трудностями, поскольку температура сверхтекучего перехода не превышает 2,5 мК. Все экспериментальные результаты, представленные в этой работе были получены на криостате ядерного размагничивания в ИФП им. П.Л. Капицы РАН [30,31]. На рис. 2.1 показана фотография криостата.

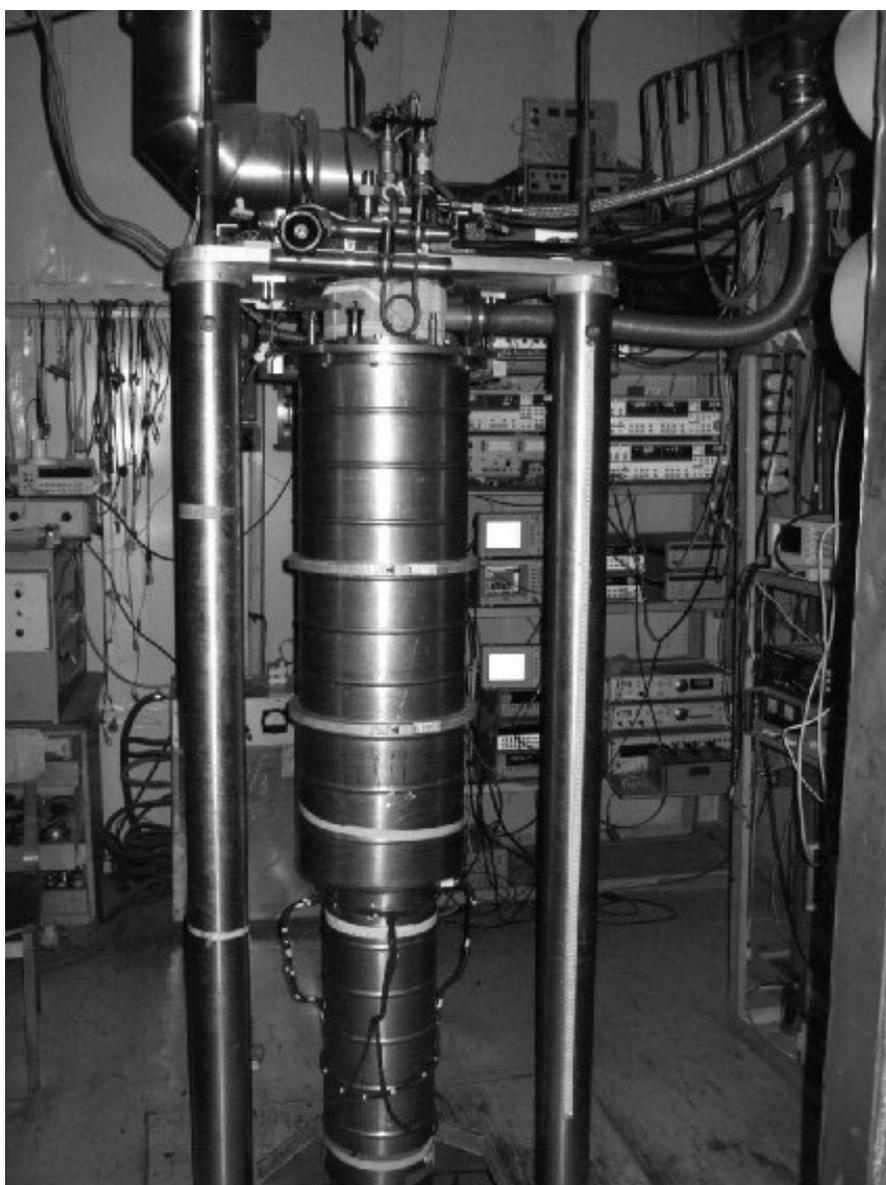


Рис. 2.1: Внешний вид криостата ядерного размагничивания.

Для изоляции от электромагнитного излучения комната, в которой находится установка, экранирована медными листами толщиной $0,5 \div 1$ мм, все коммуникации снабжены высокочастотными фильтрами. Для обеспечения виброизоляции криостата система откачки снабжена сильфонами с оттяжками, а сам криостат установлен на бетонном основании массой 800 кг, подвешенном на тросах. Расстояние от точки подвеса до центра масс составляет ~ 6 м.

2.1. Условия экспериментов

Эксперименты проводились методами непрерывного поперечного или импульсного ЯМР в магнитных полях от 72 до 425 Э (частоты ЯМР от 0.232 до 1.39 МГц), при давлениях в ячейке с ^3He от 0 до 29.3 бар и температурах от 0.8 до 2.6 мК. Направление магнитного поля можно было менять в ходе экспериментов: отклонять от вертикальной оси z , а также поворачивать в плоскости xy на угол до 40° . Экспериментальные камеры (их было использовано три) были аналогичны камерам, описанным в [13, 29], и имели от 3 до 4 экспериментальных ячеек с разными образцами “упорядоченного” аэрогеля.

2.2. Образцы аэрогеля

В экспериментах, описанных в диссертации использовались образцы с эффективной плотностью от 9 до 31 мг/см³). Результаты экспериментов в образцах разной плотности отличались только количественно (на 1-3% отличались температурой перехода в сверхтекучее состояние и в низкотемпературную фазу). Все образцы были изготовлены в ФЭИ им. Лейпунского по технологии, описанной в работе [14]. По направлению вдоль нитей образцы легко вырезались скальпелем, а в направлении

поперек нитей использовался высокоскоростной режущий диск. Основная часть измерений сделана на четырех образцах: А, В, С и D. На остальных образцах результаты качественно не отличались.

Для исследования микроструктуры аэрогеля использовался электронный сканирующий микроскоп Hitachi S-800. В микроскоп была добавлена связь с компьютером через GPIB, что дало возможность получать цифровые фотографии высокого разрешения. Использовался детектор отраженных электронов и невысокие значения ускоряющего напряжения ($\sim 3\text{кВ}$), что позволило исследовать образцы без предварительного напыления на них слоя металла. Проведенные исследования микроструктуры аэрогеля с помощью электронного сканирующего микроскопа дали оценку сверху толщины нитей ~ 10 нм и расстояния между нитями 70-80 нм. Кроме этого, В.В. Волковым (ИК им. А.В. Шубникова РАН) были проведены эксперименты по рассеянию рентгеновских лучей в “упорядоченном” аэрогеле, из которых следует, что диаметр нитей в образцах А, В и С составляет 10 ± 1 нм, а в образце D равен ~ 6 нм.

Образцы, использовавшиеся в экспериментах главы 3, не были специально сжаты. Образец А (плотность 31 г/см^3) являлся основным, именно для него построена подробная фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He и получены все основные результаты. Образец В был дополнительным. Его плотность была заметно меньше, чем у образца А. Образцы А и В имели цилиндрическую форму диаметром ~ 4.5 мм и высоту ~ 2.6 мм и ~ 3.4 мм соответственно.

Образец, использовавшийся в экспериментах главы 4 (образец С), был специально дополнительно сжаты в направлении, перпендикулярном нитям аэрогеля на $\sim 10\%$. Образец имел форму параллелепипеда со сторонами $3 \times 3 \times 4$ мм, плотность $\sim 30 \text{ г/см}^3$.

Для экспериментов главы 5 был использован образец (D), дополнительно сжатый поперек нитей на $\sim 5\%$. Образец D имел размеры $4.0 \times 4.1 \times 2.9$ мм и плотность ~ 9 г/см³.

Более подробно образцы будут описаны в соответствующих главах.

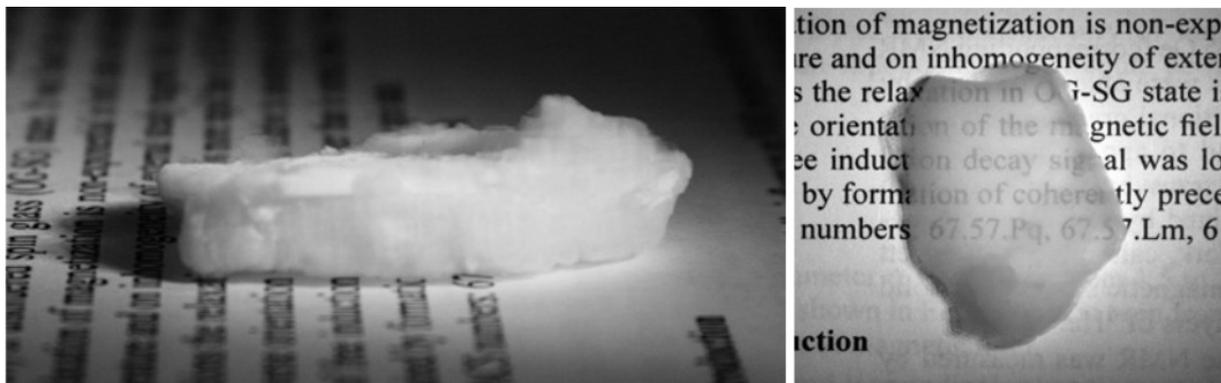


Рис. 2.2: Внешний вид “упорядоченного” аэрогеля в направлении вдоль (справа) и поперек (слева) нитей.

2.3. Рефрижератор растворения

В качестве ступени предварительного охлаждения служит криостат растворения ^3He в ^4He . Он построен по классической схеме [32]. ^3He 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 80 мкмоль/с). Затем ^3He поступает в систему очистки, состоящей из двух автономных ловушек — азотной и гелиевой. Для большей надежности работы криостата линия возврата ^3He в криостат и дроссели продублированы. По линии возврата ^3He снова попадает в криостат растворения, где предварительно охлаждается в гелиевой ванне (на рис. 2.3 показана низкотемпературная часть криостата растворения, которая находится в вакуумной рубашке (на рис. 2.3 рубашка снята)). После

этого ${}^3\text{He}$ по капилляру через спеченый из медного порошка теплообменник поступает в градусную камеру ($T \sim 1 \text{ мК}$), которая уже находится в вакуумной рубашке. Там ${}^3\text{He}$ конденсируется и далее проходит через дроссель с импедансом $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, витой теплообменник, расположенный в камере испарения, дополнительный дроссель с импедансом $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, витой теплообменник типа "двойная спираль" и ступенчатые теплообменники. Далее ${}^3\text{He}$ попадает в камеру растворения, где, растворяясь в ${}^4\text{He}$, поглощает тепло. ${}^3\text{He}$ из раствора под действием осмотического давления диффундирует через теплообменники к камере испарения, из которой откачивается насосами, завершая цикл циркуляции.

2.4. Ступень ядерного размагничивания

Криостат ядерного размагничивания состоит из трех основных частей: ядерной ступени, экспериментального фланца и хладопровода с тепловым ключом [31]. Ядерная ступень состоит из связки медных пластин, между которыми проложены тефлоновые прокладки толщиной 5 мкм. Это сделано для того, чтобы уменьшить разогрев, из-за возникающих при размагничивании токов Фуко. 33 пластины из безкислородной меди толщиной 1 мм вместе составляют цилиндрическую секцию диаметром 38 мм. Каждая пластина состоит из главной части длиной 240 мм и узкой части длиной 60 мм. Узкие части пластин сварены диффузионной сваркой к основанию экспериментального фланца. Наконец, для получения жесткой структуры пластины закреплены вместе с помощью двух тефлоновых болтов диаметром 2.5 мм. Суммарные массы меди и тефлона в ступени составляют 2.35 кг и 3 г соответственно, а фактор заполнения ступени — приблизительно 98%. На рис. 2.4 приведена фотография криостата со снятой экспериментальной ячейкой.

Четыре керамические стойки, на которых подвешена ступень, закреплены в четырех медных кронштейнах экспериментального фланца из бескислородной меди. Хладопровод между фланцем и холодным концом сверхпроводящего теплового ключа (см рис. 2.4) сделан из медной фольги шириной 5 мм и толщиной 0.8 мм и состоит из двух лент, приваренных к одному из кронштейнов. В верхней части фланца расположен теплообменник экспериментальной ячейки из спеченого серебряного порошка

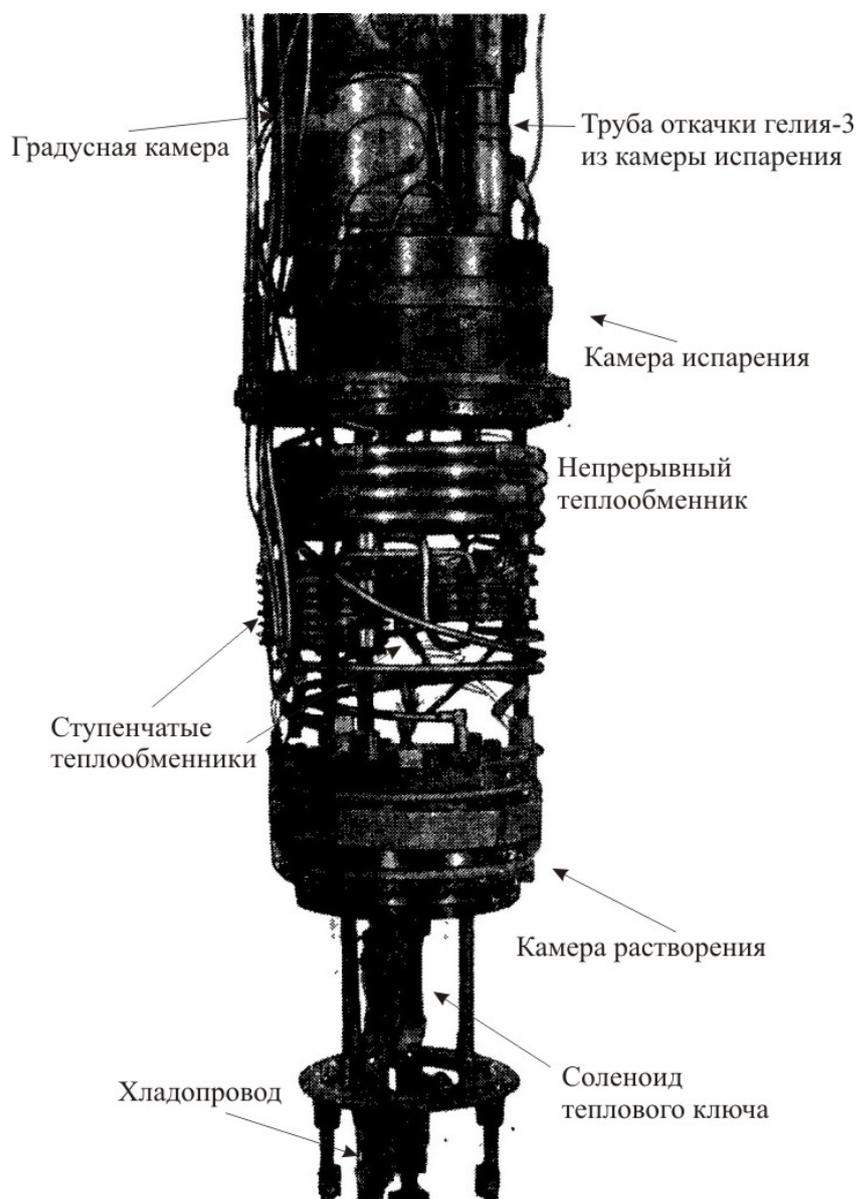


Рис. 2.3: Криостат растворения ^3He в ^4He .

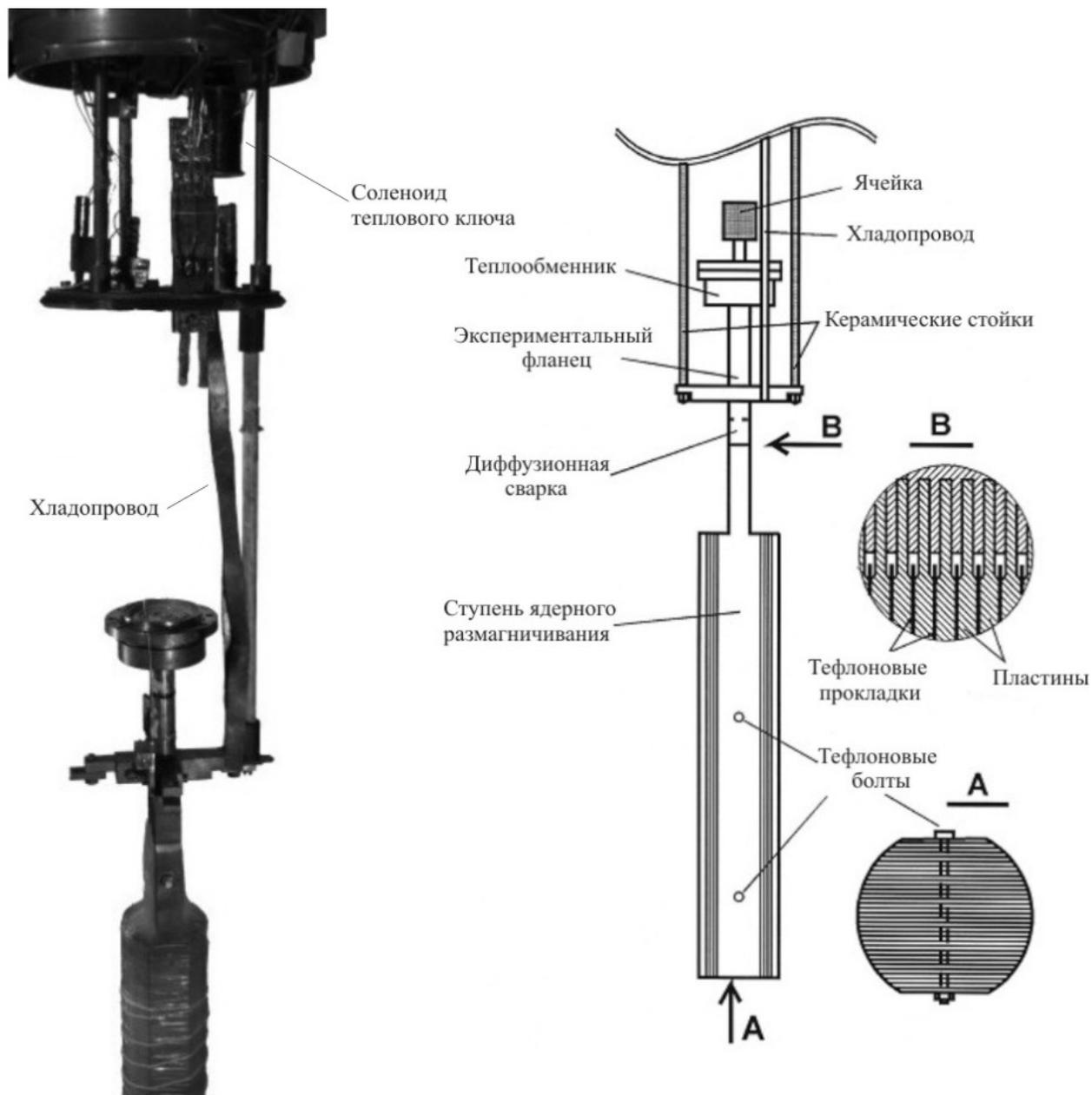


Рис. 2.4: Криостат ядерного размагничивания.

с размером зерен ~ 100 нм и общей площадью ~ 40 м². Такая большая площадь необходима из-за теплового сопротивления Капицы на границе между ступенью и жидким ^3He .

Для получения сверхнизких температур, необходимых для исследований, ступень ядерного размагничивания охлаждается криостатом растворения ^3He в ^4He в магнитном поле соленоида размагничивания до температур 14 – 16 мК. После намагничивания ступени на это требуется 1-2

суток. При этом среднее значение поля в области ступени ядерного размагничивания составляет 6 Тл при токе в соленоиде 150 А (используется источник тока Bruker B-CCS300). Затем ступень термически изолируется от рефрижератора растворения с помощью сверхпроводящего теплового ключа. Он находится внутри соленоида теплового ключа и представляет собой две свинцовые пластины, припаянные к камере растворения и к медному хладопроводу, идущему к ступени ядерного размагничивания. Если пренебречь неадиабатическими эффектами, то температура ступени при размагничивании прямо пропорциональна магнитному полю. Таким образом, уменьшая ток соленоида размагничивания, можно достичь температур, существенно меньших, чем стартовая температура ступени. Размагничивание проводится медленно ($\sim 6-7$ часов), чтобы уменьшить разогрев из-за токов Фуко. В зависимости от величины паразитных теплопритоков (обычно они составляют несколько нВт) и типа эксперимента один цикл размагничивания даёт возможность проводить исследования при температурах ~ 1 мК от 2 до 10 суток.

2.5. Спектрометры ЯМР

Рассеянное поле основного соленоида размагничивания в области экспериментальной ячейки компенсируют специальные катушки, включенные последовательно с ним. Вертикальное магнитное поле, необходимое для ЯМР экспериментов, создается отдельным седловидным соленоидом с однородностью поля $\sim 10^{-5}$ в области ~ 1 см. Чтобы иметь возможность отклонять магнитное поле имеется еще один седловидный соленоид, намотанный так, чтобы создавать горизонтальное магнитное поле. Его однородность была несколько хуже ($\sim 10^{-4}$). Для компенсации остаточных градиентов магнитного поля используются дополнительные

градиентные катушки. Ток в этих катушках подбирается таким образом, чтобы линия ЯМР в нормальной фазе ^3He была наиболее узкой. Токи через ЯМР-соленоиды создаются источниками тока с внешним управлением от компьютера. Прохождение линии непрерывного ЯМР осуществляется путём развертки поля при фиксированной частоте радиочастотной накачки.

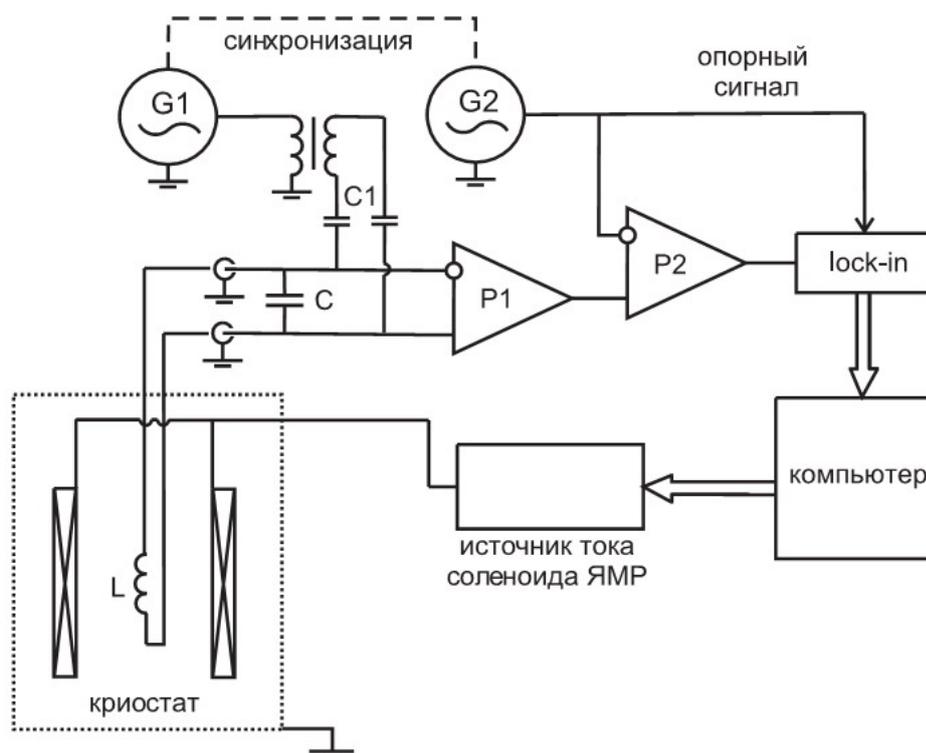


Рис. 2.5: Спектрометр для непрерывного ЯМР.

Для непрерывного поперечного ЯМР используется схема спектрометра, представленная на рис. 2.5. Генератор сигналов $G1$ (Hewlett Packard 33120A) соединяется через трансформатор (отвязывающий схему от земли) и разделительные конденсаторы $C1$ ёмкостью около 1 пФ (обеспечивающие работу генератора в режиме источника тока) с резонансным LC-контуром. Роль индуктивности L в этом контуре играет поперечная седловидная катушка ЯМР, охватывающая экспериментальную ячейку. Путём подбора конденсатора C контур настраивается на резонансную

частоту, соответствующую ларморовской частоте ${}^3\text{He}$ в данном магнитном поле. Генератор G1 создаёт на катушке напряжение синусоидальной формы с фиксированной частотой, равной резонансной частоте контура. Радиочастотное поле, создаваемое поперечной катушкой ЯМР, отклоняет намагниченность в образце на небольшой угол (обычно несколько десятых градуса), при этом типичная амплитуда радиочастотного поля составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ эрстеда. Прецессируя, магнитный момент образца наводит дополнительное напряжение в катушке. Напряжение на контуре усиливается дифференциальным предусилителем P1 (Stanford Research Systems SR560) и подаётся на один из входов такого же предусилителя P2. На другой вход этого предусилителя подаётся напряжение с генератора G2 (HP 33120A) той же частоты, что и генератор G1. Во время настройки генератора G2 поле ЯМР-соленоида 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 ${}^3\text{He}$, компенсируется на выходе P2. Сигнал с предусилителя P2 подаётся на фазочувствительный синхронный усилитель “lock-in” (Stanford Research Systems SR844 RF), 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 радиочастотным полем в катушке соответственно).

В схеме спектрометра для импульсного ЯМР (рис. 2.6) генератор G1 (Tektronix AFG3102; Rigol DG4062) по команде с компьютера (триггер 1) подаёт на поперечные катушки РЧ импульс резонансной частоты, отклоняющий намагниченность на угол $0 - 180^\circ$ (обычно используются импульсы длительностью 10-100 периодов и амплитудой до 10В). Для

защиты от перегрузки, на время подачи импульса входы дифференциального предусилителя P1 (SR560) отсоединяются при помощи встроенного в него реле, управляемого от компьютера (триггер 2). После отклонения РЧ импульсом сигнал от образца ^3He с резонансного контура усиливается предусилителем P1 и подается на узкополосный резонансный усилитель RA. Этот усилитель смешивает сигнал с P1 и опорный сигнал с генератора G2 (Stanford Research Systems DS345), частота которого смещена на 31 кГц относительно ларморовской. Усиленный смешанный сигнал записывается по команде с компьютера (триггер 3) цифровым осциллографом (Tektronix TDS1012), с которого сигнал индукции передаётся на компьютер через интерфейс GPIB.

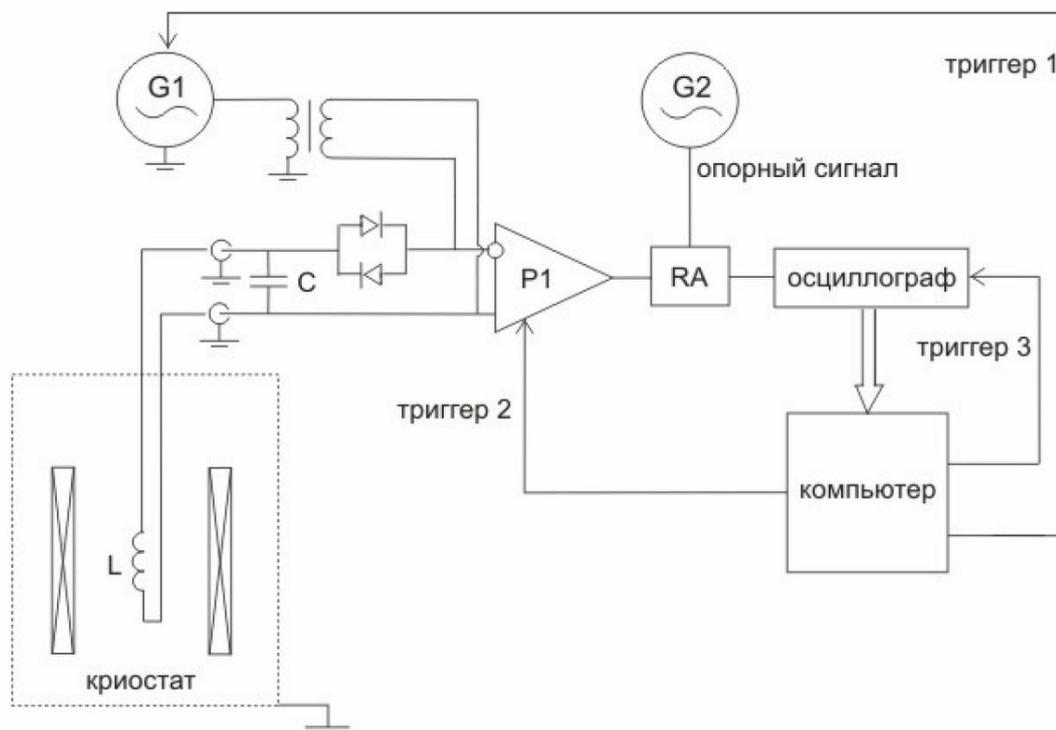


Рис. 2.6: Спектрометр для импульсного ЯМР.

Зависимость частоты сигнала свободной индукции (ССИ) после отклонения намагниченности РЧ импульсом вычисляется следующим образом. В сигнале ССИ (рис. 2.7), записанном в память компьютера выде-

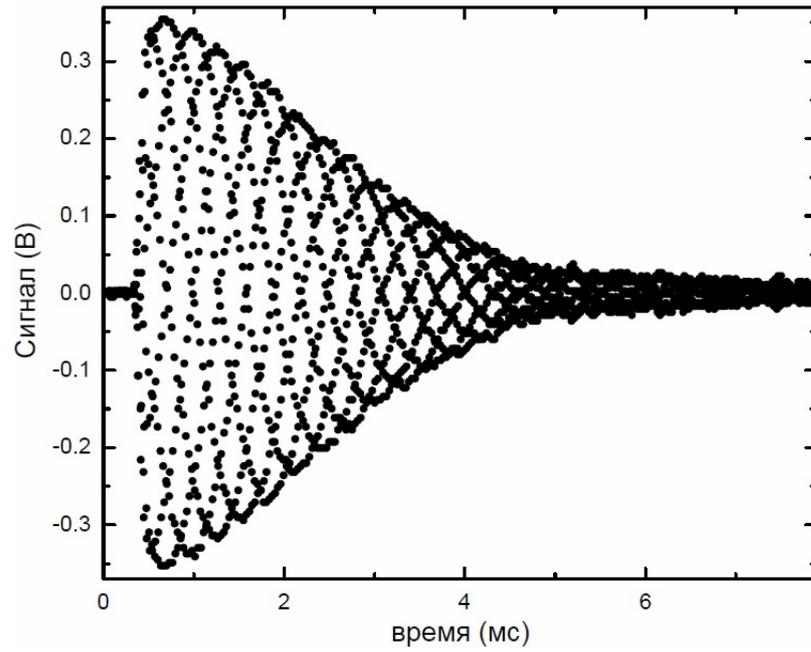


Рис. 2.7: Пример сигнала ССИ, записанного на осциллограф. Частота ЯМР 341.5кГц, $\beta = 90^\circ$, $T = 0.78T_{ca}$.

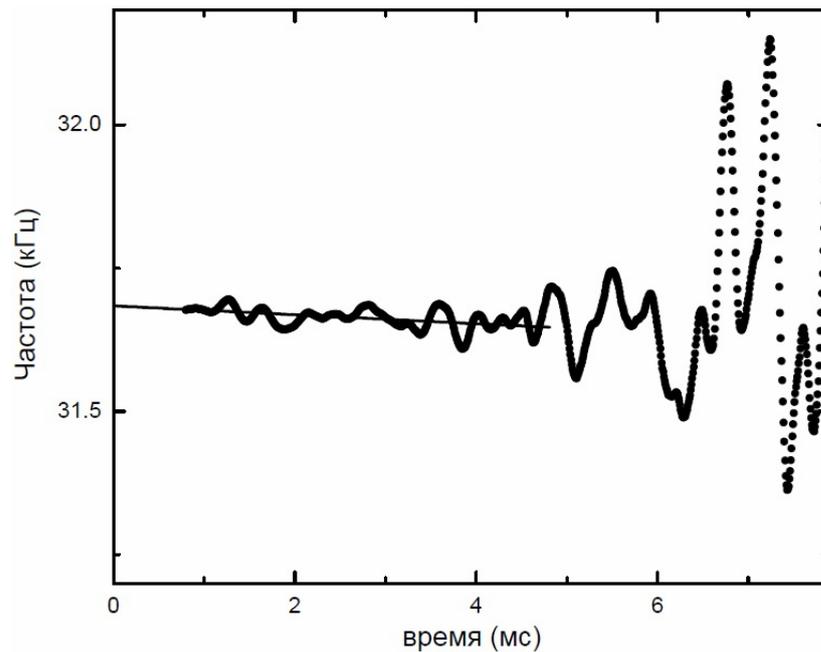


Рис. 2.8: Обработка сигнала ССИ с рис. 2.7.

ляется короткий отрезок, который подгоняется синусоидой с постоянной амплитудой и частотой. Моменту времени в середине отрезка сигнала ставятся в соответствие точки на зависимостях частоты f и амплитуды A

сигнала от времени. Далее выделяется следующий отрезок, смещенный на несколько точек относительно предыдущего. В результате такой подгонки получаются зависимости частоты и амплитуды сигнала от времени, которые экстраполируются к моменту времени, соответствующему концу подачи возбуждающего РЧ-импульса (рис. 2.8).

2.6. Экспериментальная камера

Экспериментальная камера крепится к верхней части ступени ядерного размагничивания с помощью индиевого уплотнения (рис. 2.9). В верхней части фланца ступени расположен теплообменник (7) экспериментальной ячейки, обеспечивающий тепловой контакт между ступенью и жидким ^3He . Теплообменник изготовлен из спеченого серебряного порошка с размером зерен ~ 100 нм общей площадью 40 м^2 . Такая большая площадь необходима из-за теплового сопротивления Капицы на границе между ступенью и жидким гелием. Экспериментальный объем заполняется ^3He через капилляр (6), припаянный к медному фланцу. В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы “Stycast 1266”, в которой находится кварцевый резонатор “вилка” (quartz tuning fork) (4), служащий термометром [33,34]. Под действием внешней накачки, он совершает колебания, затухающие, главным образом, из-за вязкости ^3He , которая сильно меняется с температурой. С помощью генератора DS345 и lock-in усилителя SR830 снимается частотная характеристика “вилки”. Резонанс наблюдается на частотах около 31,8 кГц, а его ширина в интересующей нас области температур меняется от 140 до 800 Гц. “Вилка” калибруется по измерениям максимального сдвига частоты ЯМР в сигнале от объемного ^3He -В. В экспериментальной камере также находится нагреватель из манганиновой проволоки (5),

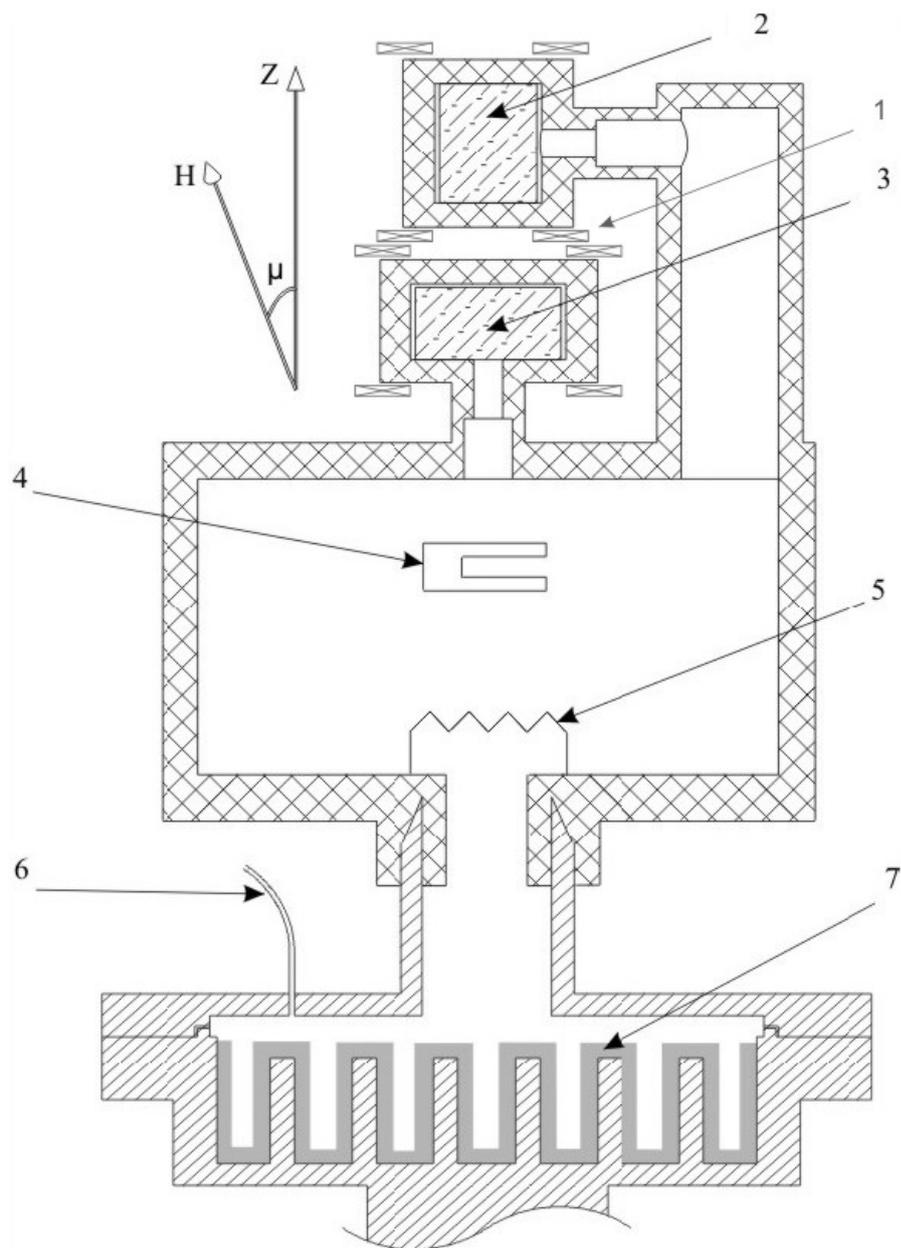


Рис. 2.9: Упрощенная схема экспериментальной камеры. Стрелками показаны: 1 - поперечные двухсекционные катушки ЯМР, 2,3 - образцы аэрогеля внутри экспериментальных ячеек, 4 - кварцевый резонатор, служащий термометром, 5 - нагреватель, 6 - капилляр, 7 - теплообменник. Подробные пояснения — в тексте.

с помощью которого можно изменять температуру в экспериментальных ячейках: мощности 1 – 50 нВт достаточно, чтобы нагревателем можно было относительно быстро перегреть гелий относительно ступени и так же быстро охладить его, выключив нагреватель. Возможность перегреть

гелий относительно ступени обеспечивается скачком Капицы. Такая процедура гораздо проще и быстрее, чем намагничивание и размагничивание ступени, так как в последнем случае меняется рассеянное поле солеоида размагничивания, что усложняет эксперименты по ЯМР. Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется с экспериментальными ячейками (2,3) специальными каналами (использовалось одновременно до четырех ячеек) (рис. 2.10). Ячейки так же изготовлены из эпоксидной смолы “Stycast 1266”. Образцы аэрогеля в ячейках имеют форму цилиндра или параллелепипеда с характерными размерами 3-5 мм. Между стенками ячейки и поверхностью аэрогеля имеется зазор $\sim 0,1$ мм. Это сделано для того, чтобы не возникло деформации аэрогеля при охлаждении ячейки от комнатной температуры из-за разности коэффициентов теплового расширения эпоксидной смолы и аэрогеля. Двухсекционные катушки ЯМР (1) размерами ~ 10 мм наматываются из медной проволоки $\varnothing 0.05-0.06$ мм по 40-60 витков в каждой секции. Добротность катушек в условиях эксперимента составляет ~ 100 . Катушки не касаются ячеек, смонтированы на тонких стайкастовых палочках и тепловым образом соединены с криостатом растворения (рис. 2.10). Это необходимо для того, чтобы избежать разогрева ячейки джоулевыми потерями в катушке.

Эксперименты в аэрогеле проводятся в присутствии небольшого количества ^4He . Это связано с тем, что в случае чистого ^3He на сигнал ядерного магнитного резонанса заметное влияние оказывает парамагнитный твердый ^3He . Он покрывает поверхность нитей аэрогеля двумя твердыми монослоями и имеет большую магнитную восприимчивость при сверхнизких температурах. В этом случае в районе сверхтекучего перехода сигнал ЯМР от твердых монослоев в несколько раз превышает сигнал от жидкого ^3He , восприимчивость которого при $T \lesssim 0.1$ К не зависит от температуры, что затрудняет интерпретацию экспериментов. При добавлении

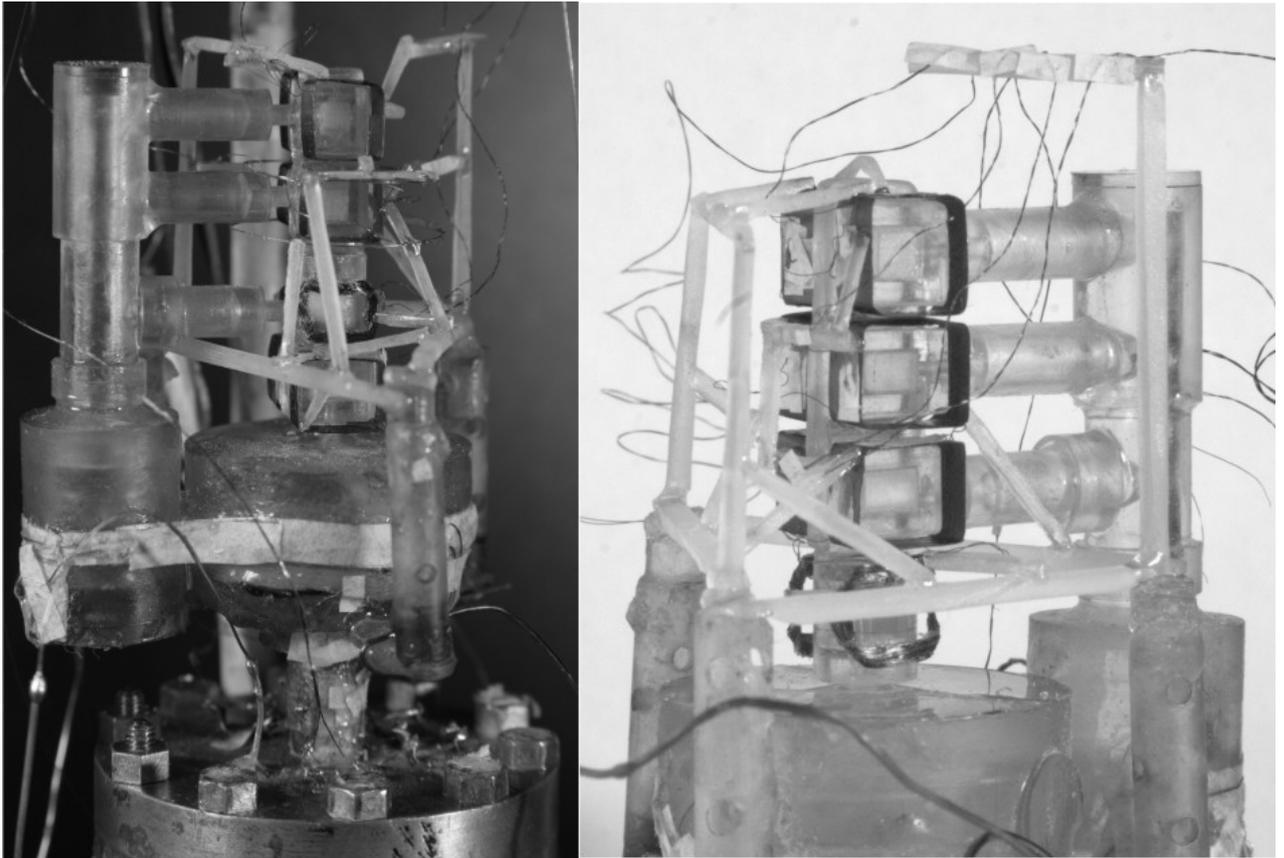


Рис. 2.10: Фотографии экспериментальных ячеек, использовавшихся в главах 4 (слева) и 5 (справа).

же ^4He твердый ^3He замещается немагнитным ^4He , имеющим бóльшую энергию адсорбции, и сигнал ЯМР полностью определяется жидким ^3He .

Глава 3. Фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в “упорядоченном” аэрогеле

В описанных в данной главе экспериментах нити образцов аэрогеля были ориентированы вдоль вертикальной оси z , внешнее магнитное поле \mathbf{H} могло отклоняться от вертикали на угол μ ($0 \leq \mu \leq 90^\circ$). Двухсекционные ЯМР-катушки, окружающие ячейки с образцами, были направлены поперек оси z (мы выбираем это направление в качестве оси x).

3.1. Измерение спиновой диффузии

Анизотропия аэрогеля может влиять на свойства нормального ^3He , в частности, на коэффициент спиновой диффузии. Если аэрогель изотропен, то коэффициент диффузии определяется следующим выражением:

$$D_a(0) = \frac{1}{3}v_f(1 + F_0^a)\lambda, \quad (3.1)$$

где v_f – скорость Ферми, F_0^a – параметр Ландау ферми-жидкости, λ – длина свободного пробега квазичастиц. В области высоких температур $\lambda \propto 1/T^2$, а при достаточно низких температурах длина пробега квазичастиц уже определяется рассеянием на нитях аэрогеля и температурная зависимость $D_a = D_a(T)$ выходит на постоянные значения [35, 36]. В анизотропном аэрогеле эффективные длины пробега квазичастиц для различных направлений относительно оси анизотропии аэрогеля в пределе низких температур должны отличаться. Ожидалось, что в “упорядоченном” аэрогеле измерения спиновой диффузии подтвердят наличие сильной анизотропии. Измерения спиновой диффузии нормального жидкого ^3He были проведены в диапазоне температур от 3 мК до 50 мК в двух образцах “упорядоченного” аэрогеля (А и В) при различных направлениях

градиента магнитного поля, а именно: вдоль и поперек оси анизотропии аэрогеля [37]. Эксперименты проводились методом спинового эха в магнитном поле 346 Э (частота ЯМР равна 1.12 МГц) с разными величинами градиента поля (0.3-1.5 Э/см) при давлении 2.4 бар. Кривые затухания спинового эха были получены стандартным двухимпульсным методом: измерялась амплитуда эха после подачи отклоняющего “ $\pi/2$ ”-импульса и переворачивающего “ π ”-импульса, между которыми была задержка τ .

Выражение для амплитуды спинового эха I , полученное из общих уравнений Блоха-Торри [38], имеет вид:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2} - A\tau^3\right), \quad A = \frac{2}{3}\gamma^2 D^{lm} G^l G^m, \quad (3.2)$$

где G^l – градиент магнитного поля, а D^{lm} – тензор спиновой диффузии, имеющий для нашего случая различающиеся компоненты D_{\parallel} и D_{\perp} . Для оценки T_2 были проведены измерения в однородном магнитном поле. Было обнаружено, что членом с T_2 в (3.2) можно пренебречь. Например, при $T = 5$ мК, $T_2 \approx 50$ мс, в то время как характерное время затухания спинового эха при $G=0.68$ Э/см и при этой температуре составляла ~ 6 мс. Из наклона кривых на рис. 3.1 можно определить значение коэффициента спиновой диффузии в аэрогеле (D_{\perp}) (из аналогичных кривых для другой ориентации градиента поля можно найти D_{\parallel}). Отметим, что $\sim 20\%$ объема ячейки не содержит аэрогеля. Сигнал эха от ^3He в этой части затухает быстрее, чем от ^3He в аэрогеле. Однако, при малых τ сигнал от объемного ^3He приводил к отклонению кривой затухания эха от теоретической зависимости (3.2) (пунктирная линия на рис. 3.1).

Измеренная температурная зависимость D_{\perp} и D_{\parallel} представлена на рис. 3.2. Значения коэффициентов диффузии в нулевой температуре были получены аппроксимацией выражения

$$D_a^{-1}(T) = D_b^{-1}(T) + D_a^{-1}(0), \quad (3.3)$$

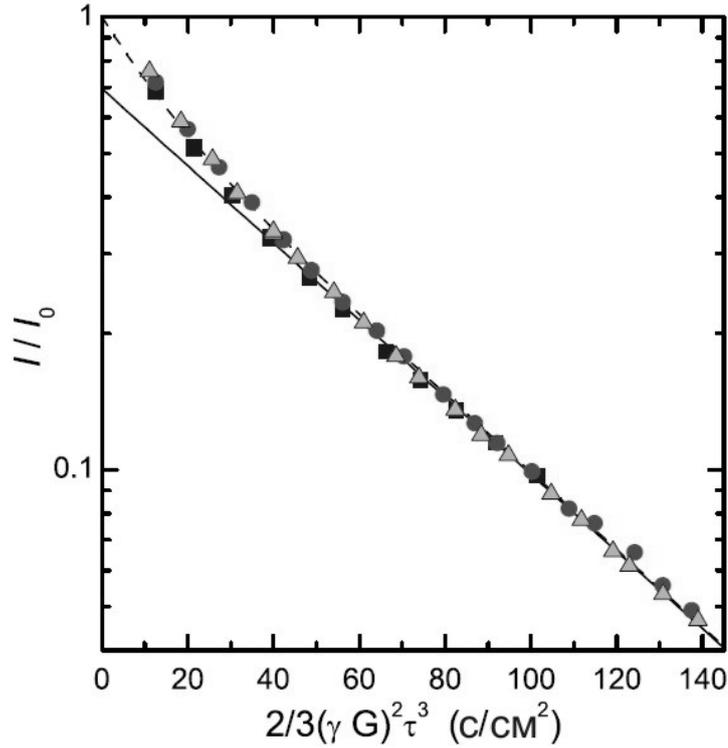


Рис. 3.1: Затухание амплитуды спинового эха. $T=3\text{mK}$. Данные получены для разных градиентов магнитного поля (\blacksquare – 0.33, \bullet – 0.54, \blacktriangle – 0.71 Э/см) поперек нитей аэрогеля. Сплошная линия является аппроксимацией (3.2), из которой определяется значение коэффициента спиновой диффузии в аэрогеле (D_{\perp}). Пунктирная линия показывает аппроксимацию суммой двух сигналов с разным коэффициентом диффузии: объемного ^3He (20% объема ячейки) и ^3He в аэрогеле (80% объема ячейки).

где $D_b \propto T^{-2}$ - значение коэффициента спиновой диффузии в объемном ^3He , $D_a = D_{\perp}(T)$ или $D_a = D_{\parallel}(T)$ (в зависимости от ориентации градиента поля). Видно, что в низких температурах величины $D_{\perp}(T)$ и $D_{\parallel}(T)$ значительно меньше, чем D_b .

В образце А длины пробега в направлениях вдоль и поперек нитей (λ_{\parallel} и λ_{\perp}) при $T=0$ оказались равными 850 нм и 450 нм соответственно, в то время как в образце В – 1600 нм и 1100 нм. В результате была подтверждена высокая степень анизотропии нового типа аэрогеля.

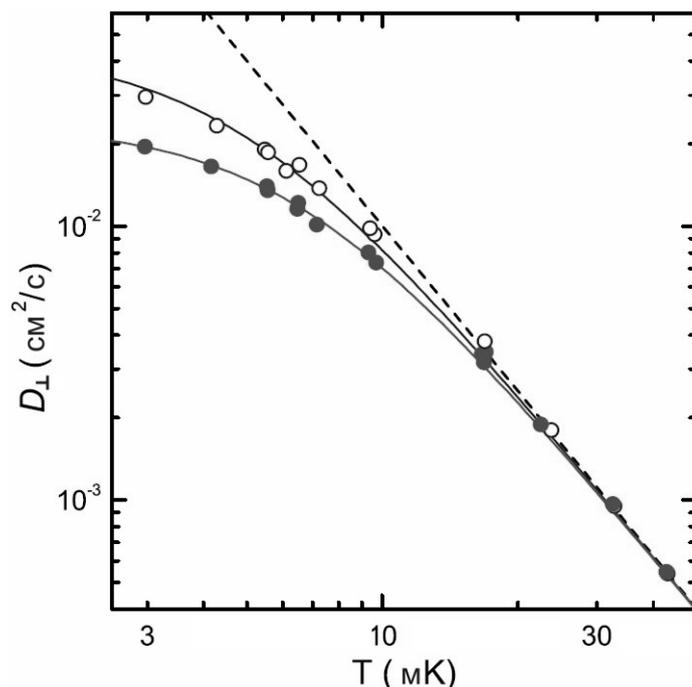


Рис. 3.2: Температурная зависимость коэффициента диффузии в двух направлениях градиента магнитного поля (○ – параллельно нитям аэрогеля, ● – поперек нитям аэрогеля). Сплошные линии — аппроксимации (3.3). Пунктирная линия соответствует коэффициенту диффузии для объемного ^3He [39].

3.2. Сверхтекучий переход

При охлаждении из нормальной фазы мы наблюдали сверхтекучий переход в обоих образцах при всех давлениях (0-29.3 бар). Переход был хорошо виден в экспериментах по непрерывному ЯМР при ориентации поля вдоль нитей аэрогеля ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$, $\mu=0$): при температуре сверхтекучего перехода T_{ca} возникал положительный сдвиг резонансной частоты относительно ларморовского значения. Температура перехода была меньше, чем в объемном ^3He , при этом разница температур $T_c - T_{ca}$ была примерно в 2 раза больше в случае более плотного образца А, чем для менее плотного образца В. Зависимость подавления температуры сверхтекучего перехода от давления представлена на рис. 3.3. На этом рисунке изме-

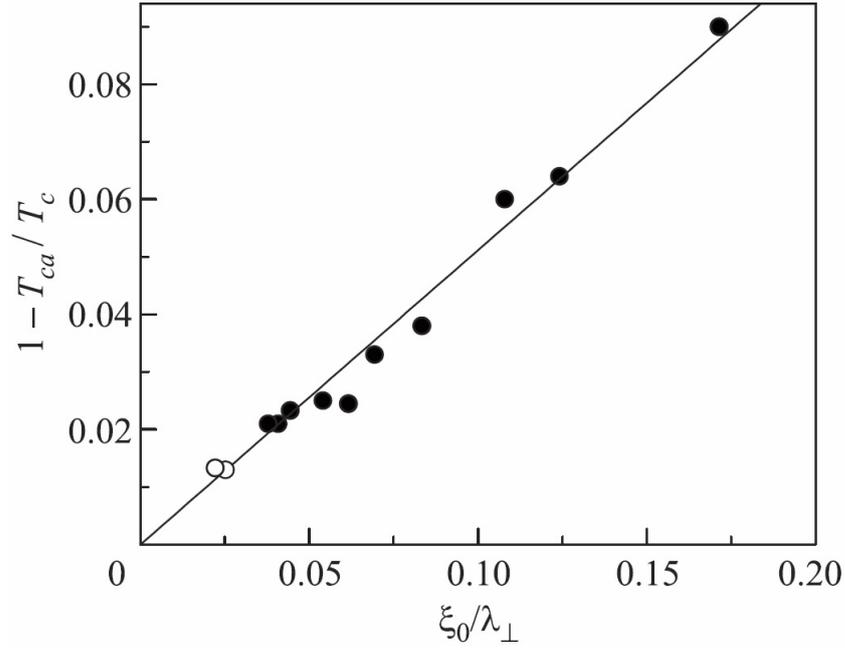


Рис. 3.3: Подавление T_{ca} в “упорядоченном” аэрогеле от ξ_0/λ_{\perp} . \circ – менее плотный образец В, \bullet – более плотный образец А. Сплошная линия – аппроксимация функцией $y = kx$, $k=0.51$.

нение давления выражено через параметр ξ_0/λ_{\perp} , где $\xi_0 = \hbar v_f/2\pi kT_c$ — зависящая от давления длина когерентности.

3.3. Фазовая диаграмма

На рис. 3.4 представлена полученная на основании экспериментальных данных для образца А фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в “упорядоченном” аэрогеле. Кружки соответствуют переходу ^3He из нормальной фазы в высокотемпературную сверхтекучую фазу. Эта фаза соответствует классу Equal Spin Pairing (ESP) фаз, так как магнитная восприимчивость в этой фазе оставалась той же, что и в нормальной фазе, и не зависела от температуры. Мы обозначили эту фазу как ESP1. Треугольные символы соответствуют началу перехода первого рода в низкотемпературную фазу, названную LT (low temperature). В LT фазе магнитная

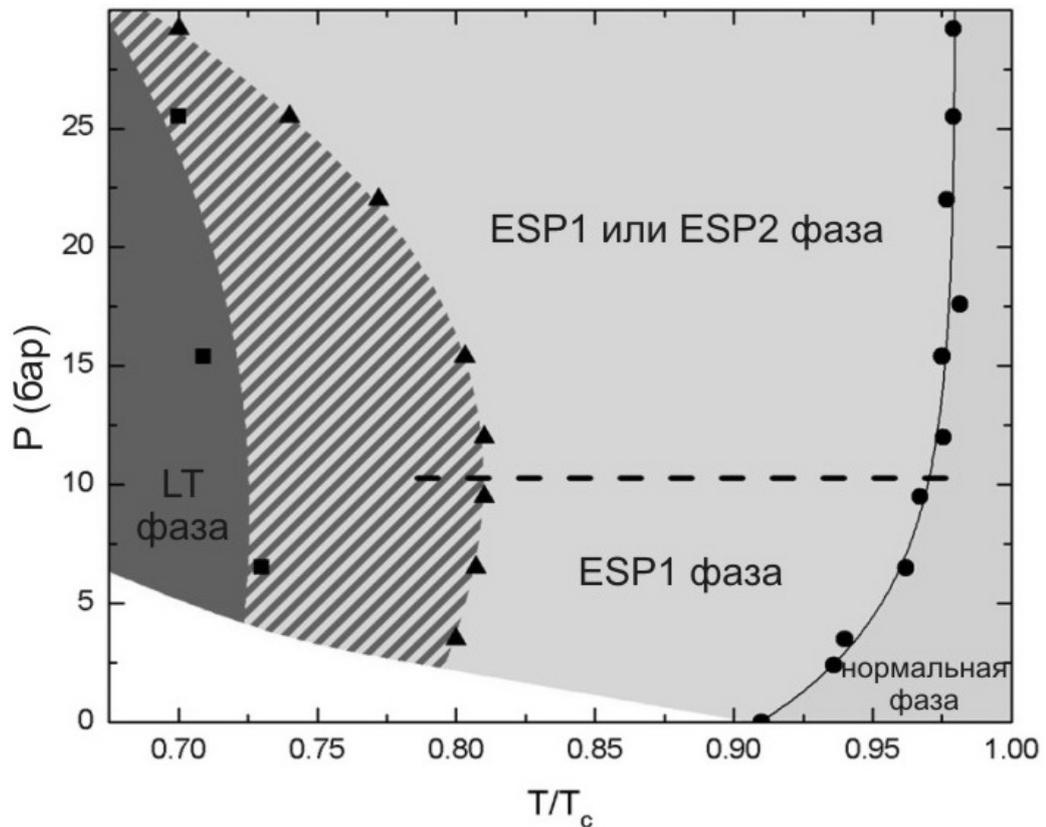


Рис. 3.4: Фазовая диаграмма жидкого ^3He в “упорядоченном” аэрогеле полученная при охлаждении из нормальной фазы. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He .

восприимчивость оказалась меньше, чем в нормальной фазе. Заштрихованная область соответствует сосуществованию ESP1 и LT фаз. Такая особенность может объясняться захватом межфазной границы локальными неоднородностями аэрогеля. Квадратные символы соответствуют завершению перехода в LT фазу. При отогреве обратный переход первого рода из LT в ESP фазу хорошо виден только при давлении $P \geq 12$ бар и начинается в более высоких температурах ($\sim 0.85T/T_c$).

Было обнаружено, что свойства ЯМР в высоких давлениях ($P \geq 12$ бар) и в низких давлениях ($P \leq 12$ бар) различаются. Пример температурной зависимости “эффективного” сдвига частоты непрерывного ЯМР ($2\omega\Delta\omega$) для высоких давлений представлена на рис. 3.5. При охлаждении

из нормальной фазы наблюдается переход в ESP1 фазу с положительным сдвигом частоты ЯМР (черные кружки). При температуре порядка $0.7T_c$ начинается переход первого рода в LT фазу (серые кружки). Сдвиг частоты ЯМР в этой фазе больше, и при дальнейшем охлаждении наблюдаются сразу два пика на линии ЯМР - от LT и ESP1 фаз, с разным значением $\Delta\omega$. После полного перехода, при отогреве на линии ЯМР наблюдается только пик LT фазы, пока не начинается обратный переход ($\sim 0.85T/T_c$). Однако, получившаяся таким образом ESP фаза (открытые треугольники Δ), которую мы назвали ESP2 фазой, отличается от ESP1 фазы. В ESP2 фазе сдвиг частоты ЯМР и ширина линии больше, чем в ESP1 вплоть до T_{ca} .

В низких же давлениях ESP2 фазы не наблюдается. На рис. 3.6 представлена температурная зависимость $2\omega\Delta\omega$ при давлении $P=6.5$ бар. При охлаждении наблюдается сначала сверхтекучая ESP1 фаза (открытые кружки), а затем, начиная с $T \sim 0.8T_c$, начинается переход в LT фазу (сплошные кружки). Этот переход завершается при $T \sim 0.73T_c$. При отогреве, при $T \sim 0.9T_c$, происходит плавный переход в ESP фазу. Выше этой температуры величины сдвига частоты ЯМР и ширины линии те же, что и в ESP1 фазе. Примеры линий поглощения при разных температурах приведены на рис.3.7. В промежуточных давлениях ($9 \text{ бар} < P < 12 \text{ бар}$) наблюдалось смешанное поведение.

3.4. Низкотемпературная фаза

В высоких давлениях переход из ESP фазы в LT фазу сопровождается резким уменьшением магнитной восприимчивости, которая, как и в объемной В фазе, продолжает падать при дальнейшем охлаждении. При $H \parallel z$ сдвиг частоты ЯМР в LT фазе в несколько раз больше, чем в ESP

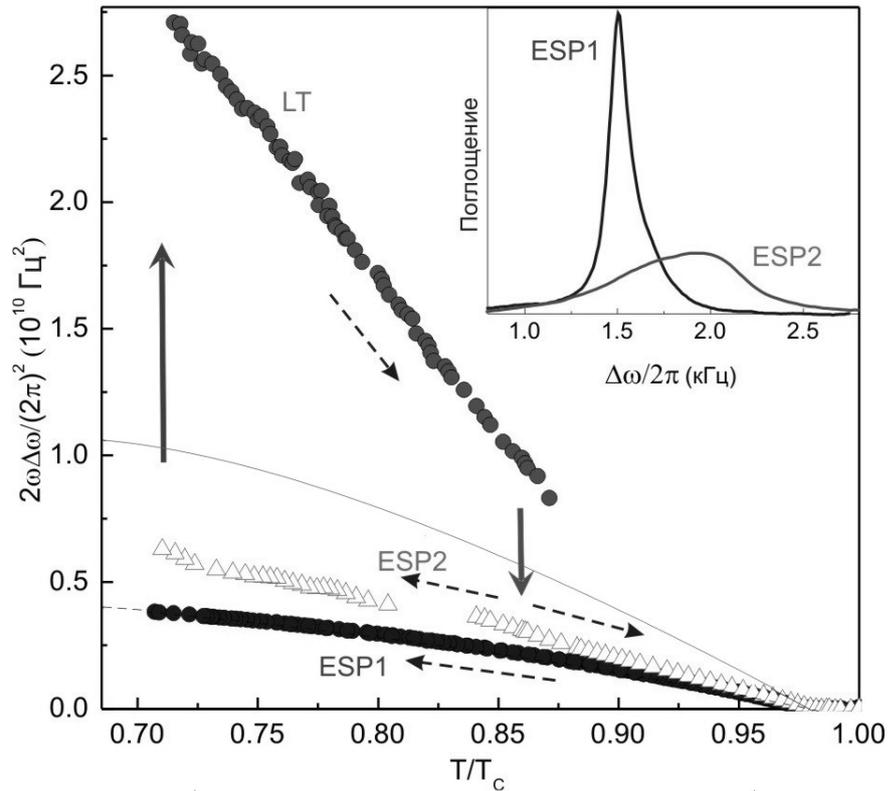


Рис. 3.5: Температурная зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР для ^3He в “упорядоченном” аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля при давлении 29.3 бар. Частота ЯМР равна 1.12 МГц. Сплошные стрелки соответствуют фазовым переходам между LT и ESP фазами, штриховые стрелки указывают направление изменения температуры соответствующих измерений. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He . $T_{ca} \approx 0.98T_c$. На врезке линии ЯМР для ESP1 и ESP2 фаз, снятые при одних и тех же условиях ($T = 0.79T_c$).

фазе, и близок к максимально возможному значению сдвига частоты в объемной В фазе (1.20) [40, 41] (отношение сдвига частоты в LT фазе к максимально возможному сдвигу частоты в объемной В фазе при одинаковых нормированных $(T/T_c, T/T_{ca})$ температурах при $P=29$ бар равно ~ 0.9). Соответственно, мы предположили, что в высоких давлениях параметр порядка LT фазы близок к параметру порядка объемного ^3He -В. В низких давлениях LT фаза, видимо, заметно отличается от ^3He -В, так как вышеупомянутое отношение сдвигов частот падает до ~ 0.4 при $P=3.5$

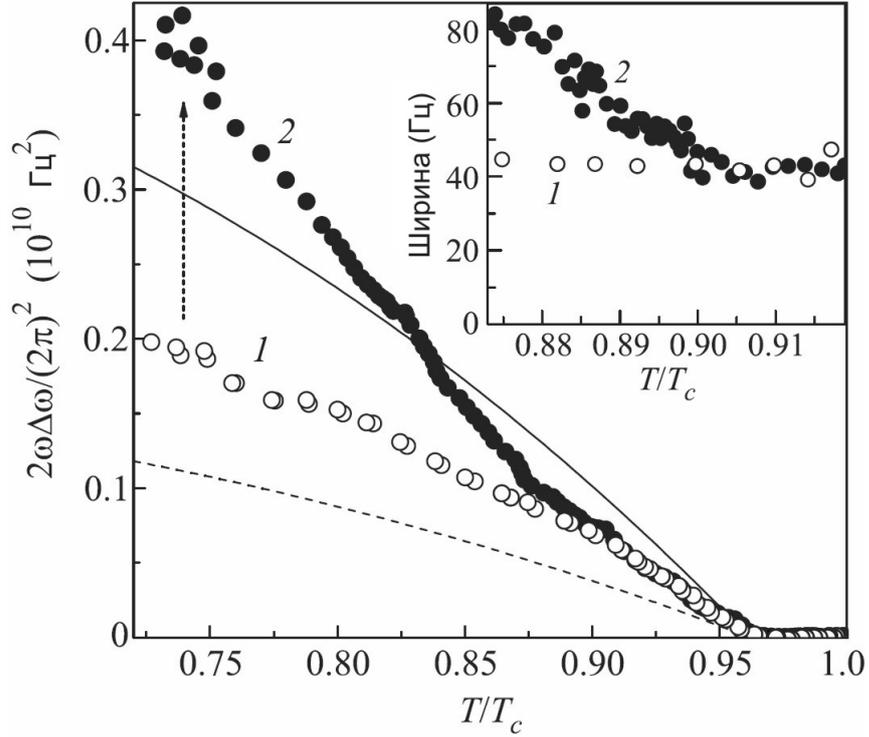


Рис. 3.6: Температурная зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР для ${}^3\text{He}$ в “упорядоченном” аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля ($P=6.5$ бар, $\mu = 0$, $T_{ca} = 0.962T_c$, $H = 346$ Э) 1 - ESP1 фаза, 2 - LT фаза. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ${}^3\text{He}$ (T_c). На врезке представлены соответствующие ширины линий.

бар. При этом величина магнитной восприимчивости при переходе из ESP фазы в LT фазу уже почти не изменяется.

Свойства LT фазы можно объяснить, если предположить, что параметр порядка LT фазы соответствует параметру порядка BW объемного ${}^3\text{He}$ -В с полярным искажением:

$$\mathbf{A} = \mathbf{R}(\mathbf{n}, \Theta) \begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_1 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

где $\mathbf{R}(\mathbf{n}, \Theta)$ матрица параметра порядка чистой В фазы (1.11) (параметр порядка BW) и $a_1^2 + 2b_1^2 = 1$. Однако мы считаем, что для точной идентификации LT фазы требуются дальнейшие исследования.

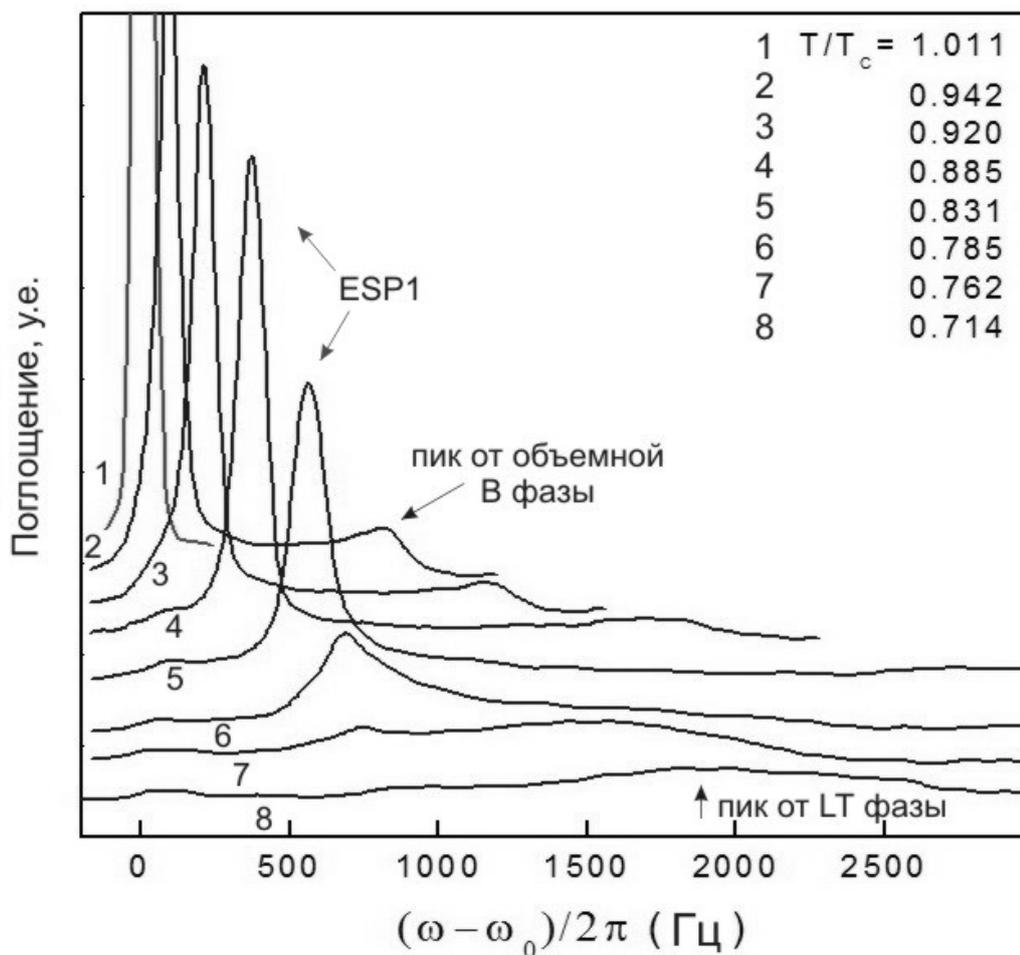


Рис. 3.7: Линии поглощения непрерывного ЯМР для ^3He в “упорядоченном” аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля при разных значениях температуры (снятых на охлаждении). ($P=6.5$ бар, $\mu = 0$, $T_{ca} = 0.962T_c$, $H = 346$ Э) Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He (T_c). На кривых 1-5 справа виден пик от объемной В фазы ^3He . (“Объемный ^3He ” занимает $\sim 20\%$ от объема ячейки.)

3.5. Высокотемпературные фазы

Для параметра порядка ESP фазы возможны три варианта. ESP фаза может соответствовать А фазе, то есть иметь параметр порядка АВМ; может соответствовать АВМ с полярным искажением, либо соответствовать чистой полярной фазе. Напомним, что параметр порядка АВМ фазы

с полярным искажением имеет вид:

$$A_{jk} = \Delta e^{i\phi} \hat{d}_j (a \hat{m}_k + ib \hat{n}_k) ,$$

где $a^2 + b^2 = 1$. Значения $a = b$ (чистая АВМ фаза) и $a = 1, b = 0$ (чистая полярная фаза) являются предельными случаями АВМ фазы с полярным искажением.

Сдвиг частоты ЯМР от ларморовского значения ($\Delta\omega$) для случая АВМ фазы с полярным искажением в изотропном двумерном состоянии ЛИМ можно легко получить из (1.34, 1.35), учитывая, что в данном случае $\langle l_x^2 \rangle = 1/2$ и, соответственно, $D = 0$:

$$2\omega\Delta\omega = C \left(\cos\beta - \frac{5\cos\beta - 1}{4} \sin^2\mu \right) , \quad (3.5)$$

$$C = K\omega(2 - 3b^2) = 2\Omega_A^2 \left(\frac{2 - 3b^2}{3 - 4a^2b^2} \right) ,$$

где ω — частота ЯМР, Ω_A — леггеттовская частота для параметра порядка “чистой” АВМ фазы, β — угол отклонения намагниченности от равновесного направления, μ — угол наклона постоянного магнитного поля, отсчитываемый от направления нитей образца аэрогеля, a и b — коэффициенты параметра порядка (1.25). В случае непрерывного ЯМР, когда намагниченность прецессирует вблизи положения равновесия (угол β мал), получаем

$$2\omega\Delta\omega = C \cos^2\mu . \quad (3.6)$$

Легко видеть, что в случае чистой полярной фазы $C = 4/3\Omega_A^2$, что в 8/3 раза больше, чем для случая чистой АВМ фазы ($C = 1/2\Omega_A^2$). Теоретически вычисленные свойства ЯМР качественно оказались в хорошем согласии с экспериментом. Например, сдвиг частоты в направлении, перпендикулярном нитям ($\mu = 90^\circ$) оказался близок к нулю в условиях непрерывного ЯМР, в то время как в направлении вдоль нитей ($\mu = 0$)

сдвиг частоты был максимален, как и следует из формулы (3.6). Соответствуют теории также и зависимости частоты непрерывного ЯМР от угла наклона внешнего магнитного поля (рис. 3.8) и зависимость частоты от угла отклонения намагниченность в импульсном ЯМР (рис. 3.9).

Для того, чтобы сравнивать абсолютные значения сдвигов частоты ЯМР с теорией, мы не можем брать экспериментально измеренные значения Ω_A в объемном ^3He , так как температура сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле не равна температуре сверхтекучего перехода в объемном ^3He . В первом приближении можно, однако, принять, что энергетическая щель и, соответственно, Ω_A подавляется пропорционально подавлению T_c . Тогда данные для Ω_A в объемном $^3\text{He-A}$ [42, 43] можно пересчитать в соответствии с относительным подавлением температуры сверхтекучего перехода (T_{ca}/T_c), как следует из модели однородного изотропного рассеяния (Homogeneous Isotropic Scattering Model, HISM) [44]. В этом предположении абсолютные значения сдвигов частоты ЯМР в низких давлениях

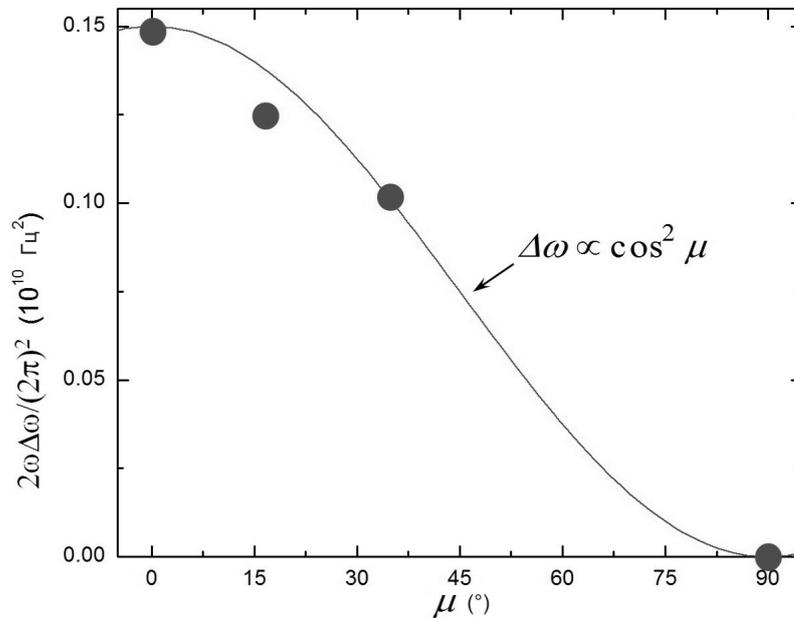


Рис. 3.8: Зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от угла наклона μ . $P=12$ бар, $T = 0.84T_c$, $H=106$ Э, $T_{ca} = 0.988T_c$.

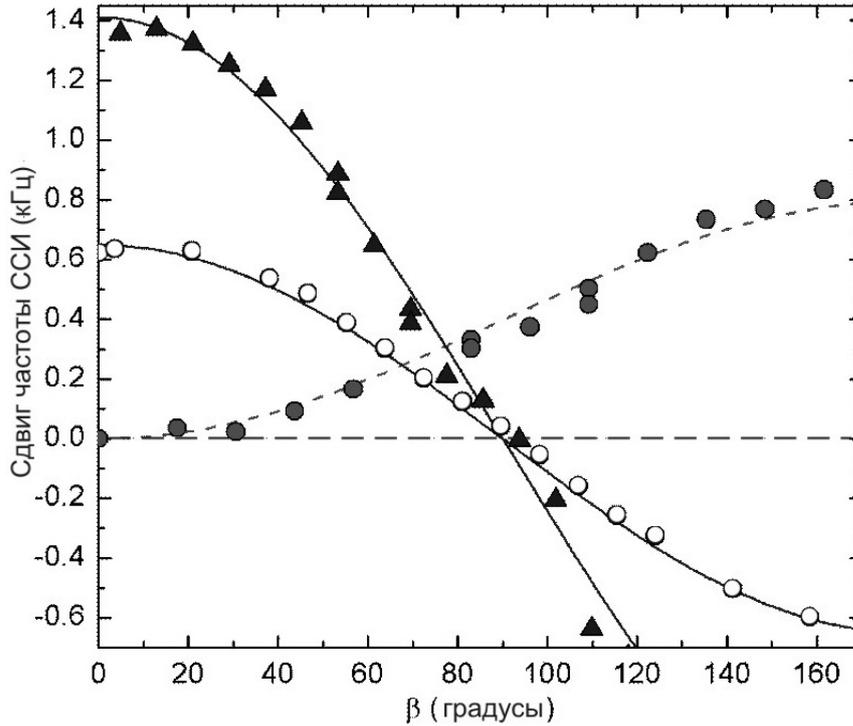


Рис. 3.9: Зависимость сдвига частоты сигнала свободной индукции (ССИ) от ларморовской от угла отклонения намагниченности β при $\mu = 0$ (\circ - ESP1: $p=9.5$ бар, $T=0.85T_c$, $\omega/2\pi=1.12$ МГц; \blacktriangle - ESP2: $p=29.3$ бар, $T=0.84T_c$, $\omega/2\pi=1.12$ МГц) и $\mu = 90^\circ$ (\bullet - ESP1: $p=12$ бар, $T=0.87T_c$, $\omega/2\pi=0.343$ МГц). Сплошными линиями показаны аппроксимации теоретическими зависимостями (3.5): $\Delta\omega \propto \cos \beta$ и $\Delta\omega \propto (1 - \cos \beta)$.

оказались значительно больше, чем ожидалось для чистой АВМ фазы, то есть полярное искажение действительно велико. Из этих значений можно получить оценки для величины полярного искажения: когда $\mu=0$ и $\beta=0$, то $C = 2\omega\Delta\omega$ и можно найти a и b . Также были получены ожидаемые зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР для чистой полярной фазы (сплошные линии) и чистой АВМ фазы в двумерном состоянии ЛИМ (пунктирные линии) на рисунках 3.5, 3.6 и 3.11. Реально получаемые значения сдвига лежат между двумя приведенными величинами и соответствуют двумерному состоянию ЛИМ с полярным искажением. Видно, что при давлении 29.3 бар ESP1 фаза близка к чистой АВМ фазе в дву-

мерном состоянии ЛИМ, тогда как при $P=6.5$ бар присутствует сильное полярное искажение.

3.6. Полярная фаза

Для оценки полярного искажения введем коэффициент $B = C/\Omega_A^2$, который в пределе $T \rightarrow T_{ca}$ обозначен как B_0 . Полученная из экспериментальных данных зависимость B_0 от давления представлена на рис. 3.10 и 3.11. В низких давлениях $B_0 \approx 1.07$, что дает значения коэффициентов параметра порядка искаженной АВМ фазы $a^2 = 0.73$ и $b^2 = 0.27$. Это соответствует сильному полярному искажению. Однако, нельзя исключать, что в некоторой области температур вблизи T_{ca} в низких давлениях в сверхтекучем ^3He реализуется и чистая полярная фаза. Дело в том, что величина подавления Ω_A в действительности может быть больше, как это происходит, например, в кремниевом аэрогеле и как следует из модели неоднородного изотропного рассеяния (Inhomogeneous Isotropic Scattering Model, IISM) [44–46] (см. рис. 3.12). Например, при $T_{ca} = 0.9 T_c$ леггеттовская частота подавляется на $\sim 20\%$, что неплохо согласуется с моделью “неоднородного рассеяния” [45, 47], разработанной для описания ^3He в изотропном кремниевом аэрогеле. Для “упорядоченного” аэрогеля теоретической модели подавления энергетической щели и Ω_A пока нет. Мы можем только предполагать, что подавление Ω_A здесь или пропорционально подавлению T_c или больше. Например, для данных при $P < 12$ бар дополнительного подавления Ω_A на $\sim 10 - 15\%$ достаточно, чтобы получить $B_0=4/3$.

Таким образом, полученные в ходе экспериментов абсолютные значения величины сдвига частоты ЯМР, а также зависимости сдвига от ориентации магнитного поля и от угла отклонения намагниченности поз-

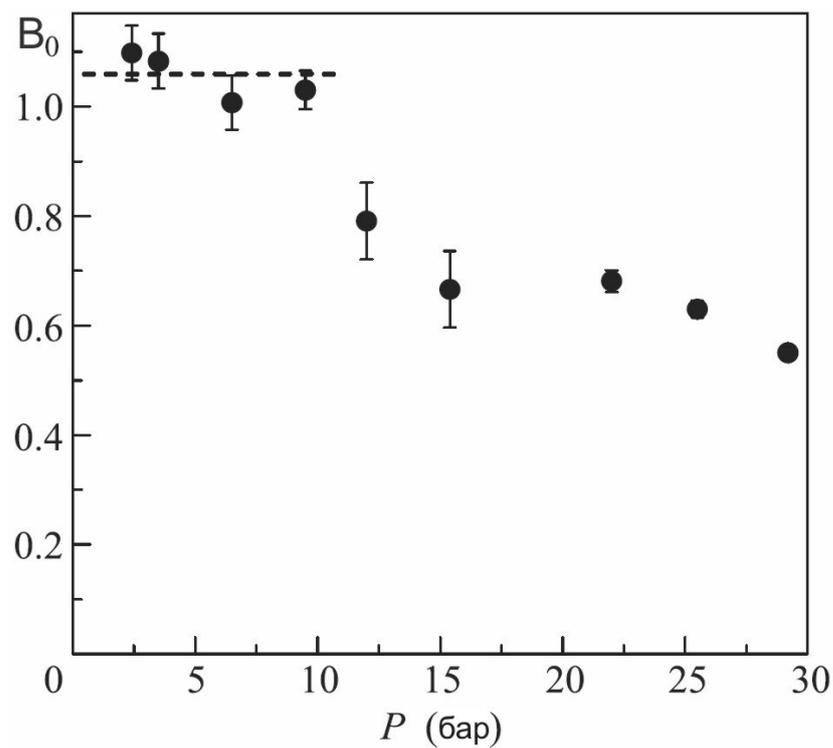


Рис. 3.10: Зависимость B_0 от давления.

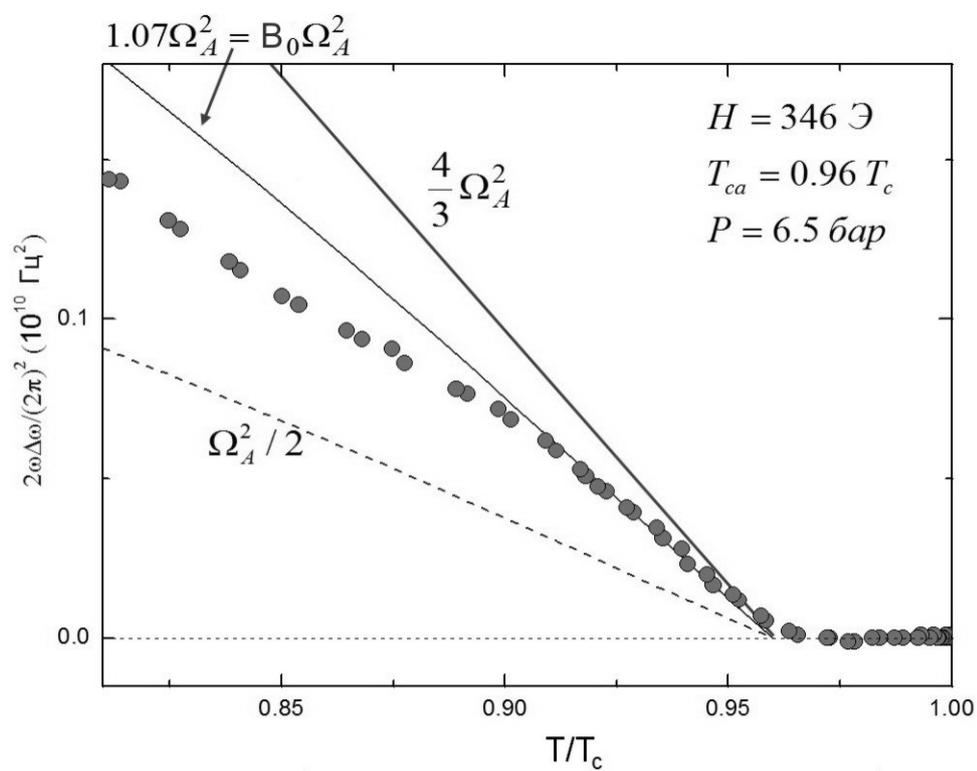


Рис. 3.11: Оценка подавления Ω_A из полученных данных температурной зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР.

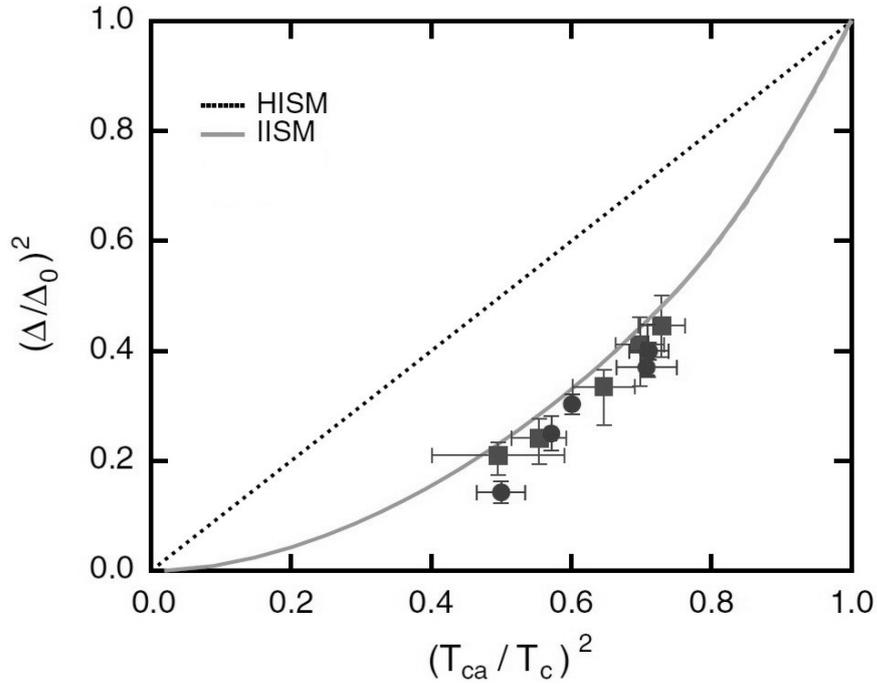


Рис. 3.12: Подавление энергетической щели (и, соответственно, Ω_A) в зависимости от подавления T_c в кремниевых аэрогелях. Символы – экспериментальные данные. Сплошная линия – модель “IISM”, пунктирная линия – модель “HISM” [45].

воляют сделать вывод, что параметр порядка ESP фаз соответствует параметру порядка АВМ с полярным искажением, причем величина этого искажения зависит от температуры и давления, а пространственное распределение параметра порядка соответствует двумерному состоянию ЛИМ. В данных исследованиях оказалось невозможно отличить полярную фазу от искаженной АВМ, так как качественно их свойства ЯМР схожи. Точную же количественную оценку нельзя получить, так как неизвестно значение Ω_A в “упорядоченном” аэрогеле. Однако мы показали, что полярное искажение возрастает при понижении давления и повышении температуры, а также получили оценку снизу для величины этого искажения.

Глава 4. Эксперименты в сжатом аэрогеле

В данной главе описаны результаты экспериментов с дополнительно сжатыми образцами “упорядоченного” аэрогеля. Если аэрогель одноосно сжать в направлении перпендикулярно нитям, то следует ожидать появления дополнительной оси анизотропии и двумерное состояние ЛИМ должно стать анизотропным. При этом свойства ЯМР должны измениться. Для чистой полярной фазы сдвиг частоты ЯМР при $\mu = 90^\circ$ всегда равен нулю, а для АВМ (или АВМ с полярным искажением) в двумерном состоянии ЛИМ — только когда состояние ЛИМ изотропно. Если же оно анизотропно, то сдвиг ЯМР в поперечном направлении может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно оси сжатия.

На Рис. 4.1 показаны результаты измерений величины сдвига частоты непрерывного ЯМР в ESP1 фазе от температуры для двух направлений магнитного поля: вдоль нитей (открытые кружки, $\mathbf{H} \parallel z$) и поперек нитей (черные кружки, $\mathbf{H} \parallel x$). Образец аэрогеля был сжат в направлении оси x . Температура перехода ${}^3\text{He}$ в данном образце аэрогеля равна $\sim 0.97 T_c$, что видно по появлению сдвига частоты в случае $\mathbf{H} \parallel z$. Видно также, что при другом направлении поля сдвиг появляется при более низкой температуре ($\sim 0.92 T_c$), и что этот сдвиг положителен. Из (1.35) следует, что при $T < 0.92 T_c$ реализуется АВМ фаза с полярным искажением, и что при поперечном сжатии образца вектора $\hat{\mathbf{I}}$ стремятся ориентироваться в направлении перпендикулярном направлению сжатия (в данном случае вдоль оси \hat{y}), т.е. $\langle l_x^2 \rangle < 1/2$. Что касается области температур $0.92 T_c < T < T_c$, то здесь все не так просто. Если в (1.35) использовать значения Ω_A^2 для объемного ${}^3\text{He}$ и разумные значения для дополнительного (по сравнению с линейным по T_{ca}/T_c) подавления Ω_A^2 ,

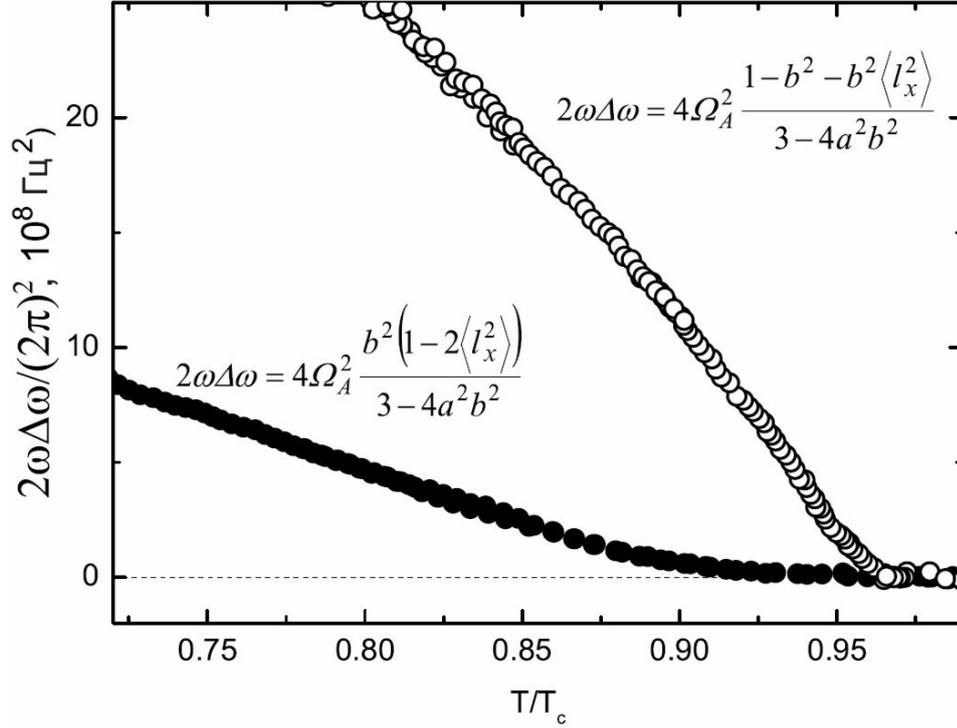


Рис. 4.1: Сдвиг частоты в непрерывном ЯМР от температуры, нормированной на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He . Приведены данные для разных направлений магнитного поля (см. текст). $P = 14$ бар. $T_{ca} \approx 0.97 T_c$.

то из данных рис. 4.1 можно вплоть до $T \sim 0.92 T_c$ определить температурные зависимости b^2 и $\langle l_x^2 \rangle$. Результаты такой обработки данных представлены на рис. 4.2. Видно, что для всех выбранных значений давления Ω_A^2 при повышении температуры $\langle l_x^2 \rangle$ растет и стремится к $1/2$, а значение b^2 падает, но не экстраполируется в 0 при $T < 0.97 T_c$. Тот факт, что $\langle l_x^2 \rangle$ меняется с температурой оказался неожиданным, и это не позволяет утверждать, что при $T > 0.92 T_c$ реализуется чистая полярная фаза: видно, что скорее всего, при $T < 0.92 T_c$ величина $\langle l_x^2 \rangle$ становится близкой к $1/2$, и это приводит к отсутствию сдвига частоты ЯМР для $\mathbf{H} \parallel x$. Отметим здесь, что в низких давлениях ($P < 9$ бар) были получены похожие зависимости, с той разницей, что для коэффициента подавления Ω_A^2 равному 0.8 значение b^2 уже экстраполируется в 0 при температуре

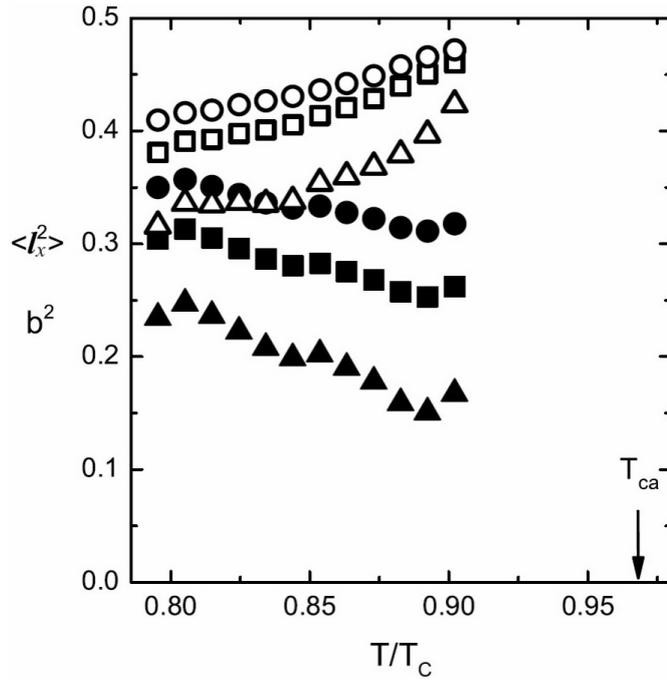


Рис. 4.2: Рассчитанные из данных Рис. 4.1 значения $\langle l_x^2 \rangle$ (открытые символы) и b^2 (сплошные символы) для разных значений коэффициента подавления Ω_A^2 . Значения коэффициента подавления: \circ, \bullet - 1 (нет подавления); \square, \blacksquare - 0.9; $\triangle, \blacktriangle$ - 0.8. $P = 14$ бар.

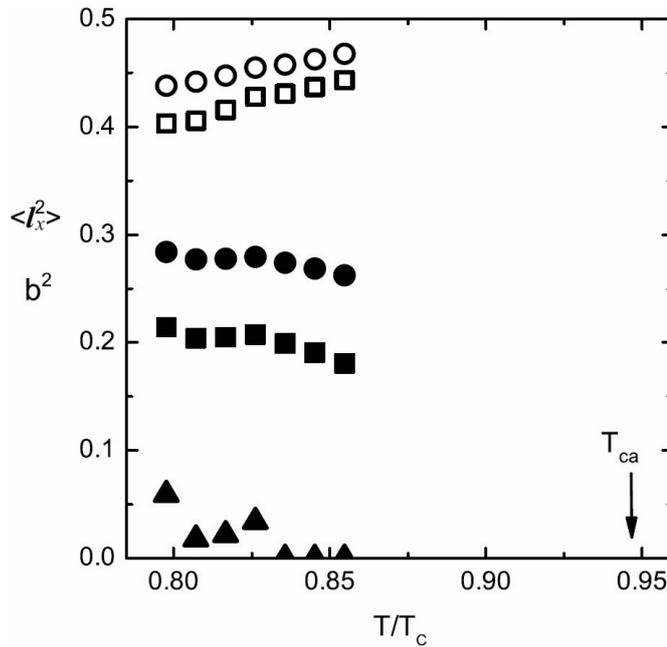


Рис. 4.3: Рассчитанные значения $\langle l_x^2 \rangle$ (открытые символы) и b^2 (сплошные символы) для разных значений коэффициента подавления Ω_A^2 . Значения коэффициента подавления: \circ, \bullet - 1 (нет подавления); \square, \blacksquare - 0.9; \blacktriangle - 0.8. $P = 6.5$ бар; $T_{ca} \approx 0.95 T_c$.

более низкой чем T_{ca} , то есть возможность существования полярной фазы в этих давлениях исключить нельзя (см. рис. 4.3).

Таким образом, в результате анализа полученных зависимостей оказалось, что в высоких давлениях чистая полярная фаза не реализуется при любых разумных оценках коэффициента подавления, а в низких давлениях существование полярной фазы возможно в предположении дополнительной величины подавления Ω_A^2 порядка 20%. Также было обнаружено, что степень анизотропии двумерного состояния ЛИМ искаженной АВМ фазы зависит от температуры.

Глава 5. Идентификация ESP2 фазы

В этой главе представлены эксперименты, с помощью которых удалось идентифицировать ESP2 фазу, о которой говорилось ранее в главе 3. Эта фаза имеет схожие с ESP1 фазой свойства ЯМР, но количественно отличается в одинаковых экспериментальных условиях. Из теории следует [15], что свободная энергия АВМ фазы с полярным искажением (как функция коэффициентов a и b) имеет только один минимум, соответствующий искаженной АВМ фазе. Это означает, что ESP1 и ESP2 фазы не должны отличаться степенью полярного искажения. Мы предположили, что разница в наблюдаемых свойствах между фазами ESP1 и ESP2 связана с разницей анизотропии двумерного состояния ЛИМ.

В экспериментах, описанных в этой главе, образец D аэрогеля (плотность 9 мг/см^3 , $T_{ca} = 0.98 T_c$ при $P=12$ бар) был также сжат в направлении оси x , но магнитное поле можно было наклонять в плоскости yz . Зависимости сдвига частоты непрерывного ЯМР от температуры в ESP1 фазе при $\mathbf{H} \parallel z$ и $\mathbf{H} \parallel y$ были аналогичны показанным на рис. 4.1, но сдвиг частоты для поперечного направления поля был не положительным, а отрицательным (в той области, где он отличался от 0) (рис. 5.1). Мы выбрали минимальную температуру, при которой еще не начинается переход в низкотемпературную фазу и измерили зависимость $\Delta\omega = \Delta\omega(\mu)$ для обеих ESP фаз. В этом случае, согласно (1.35), зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от μ должна описываться следующими формулами с переходом в критическом угле μ_c :

$$\mu < \mu_c : \quad \Delta\omega = \Delta\omega_0(1 - \sin^2 \mu) + \Delta\omega_{90} , \quad (5.1)$$

$$\mu > \mu_c : \quad \Delta\omega = \Delta\omega_0(1 - 2 \sin^2 \mu) , \quad (5.2)$$

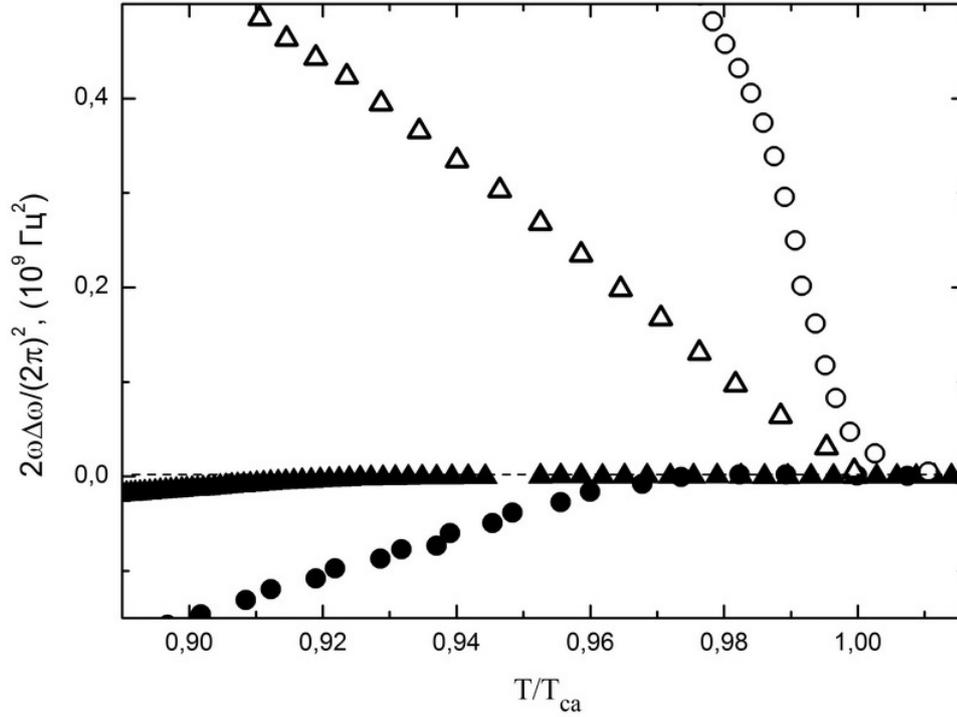


Рис. 5.1: Сдвиг частоты в непрерывном ЯМР от температуры. Приведены данные для разных направлений магнитного поля ($\circ, \bullet - \mu = 0$; $\Delta, \blacktriangle - \mu = 90^\circ$ - в этом направлении величины сдвигов умножены на 5) и давлений ($\Delta, \blacktriangle - P=2.9$ бар; $\circ, \bullet - P=12.5$ бар).

где $\Delta\omega_0 = A(1 - b^2 - b^2 \langle l_y^2 \rangle)$ и $\Delta\omega_{90} = -Ab^2(1 - 2 \langle l_y^2 \rangle)$ — значения сдвигов частоты ЯМР при $\mu = 0$ и $\mu = 90^\circ$ соответственно, которыми полностью определяется теоретическая кривая (рис. 5.2) и, в том числе, критический угол $\sin^2 \mu_c = -\Delta\omega_{90}/\Delta\omega_0$. Значение коэффициента A равно $2\Omega_A^2/\Delta\omega(3 - 4a^2b^2)$.

Полученные экспериментальные зависимости показаны на рис. 5.3, где сплошные линии проведены согласно (5.1, 5.2) (случаи C_1 и C_2) с использованием только двух параметров, а именно: экспериментально измеренных значений $\Delta\omega_{90}$ и $\Delta\omega_0$ для соответствующей фазы. Видно, что полученные зависимости хорошо описываются теорией. Анализ соотношений сдвигов частоты для ESP1 и ESP2 фаз для различных ориентаций поля показывает также, что различие между этими фазами никак не может быть связано с различием в величине полярного искажения, но лег-

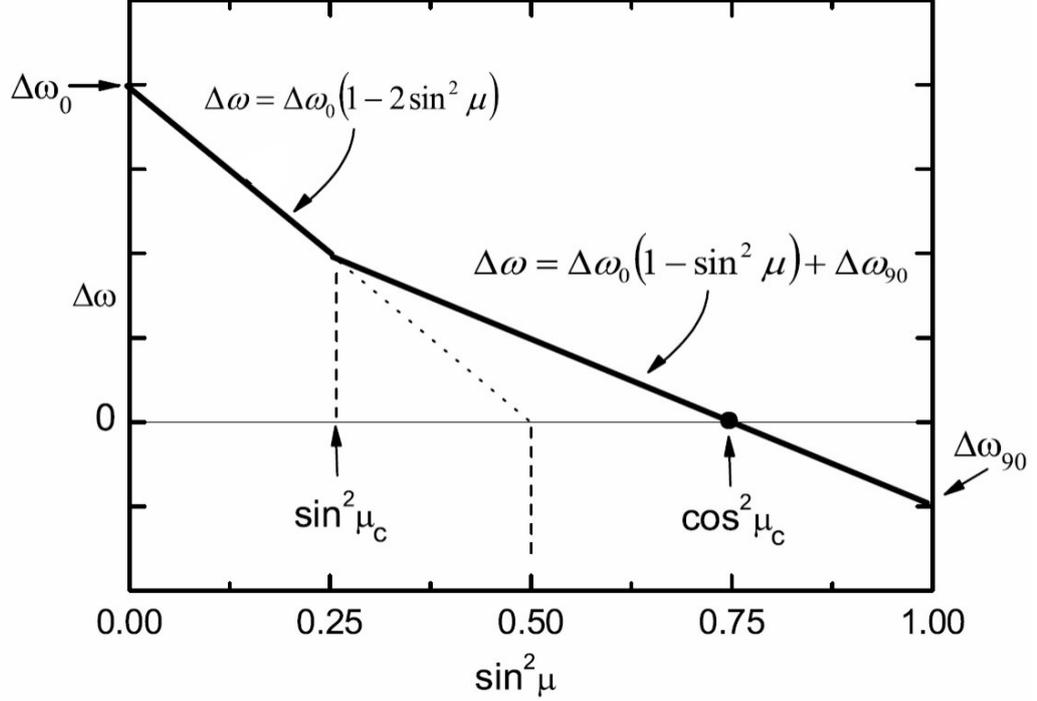


Рис. 5.2: Зависимость сдвига частоты непрерывного ЯМР от $\sin^2 \mu$ (C_1 и C_2 из (5.1, 5.2)).

ко объясняется в предположении, что в этих фазах отличаются значения $\langle l_x^2 \rangle$, то есть степени анизотропии двумерных состояний ЛИМ, причем в ESP2 фазе величина анизотропии больше. В предположении, что дополнительное подавление Ω_A^2 равно 1 из данных рис. 5.3 можно оценить значения анизотропии и величины полярного искажения. Для ESP1 фазы мы получили $b^2 \approx 0.42$ и $\langle l_x^2 \rangle \approx 0.43$, а для ESP2 фазы $b^2 \approx 0.43$ и $\langle l_x^2 \rangle \approx 0.33$. Если же выбрать подавление Ω_A^2 , равное 0.8, то все равно получаем близкие значения b^2 в ESP1 и ESP2 фазах ($b^2 \approx 0.35$ и ≈ 0.36) и разные значения $\langle l_x^2 \rangle$ ($\langle l_x^2 \rangle \approx 0.39$ и ≈ 0.24 соответственно). Вероятно, различие величин анизотропии пространственного распределения параметра порядка в ESP1 и ESP2 фазах связано с тем, что ESP2 фаза образуется при отогреве из низкотемпературной фазы. В результате перехода в ESP фазу, возможно, возникает метастабильное состояние ЛИМ с большей величиной анизотропии, чем в случае перехода в ESP фазу из

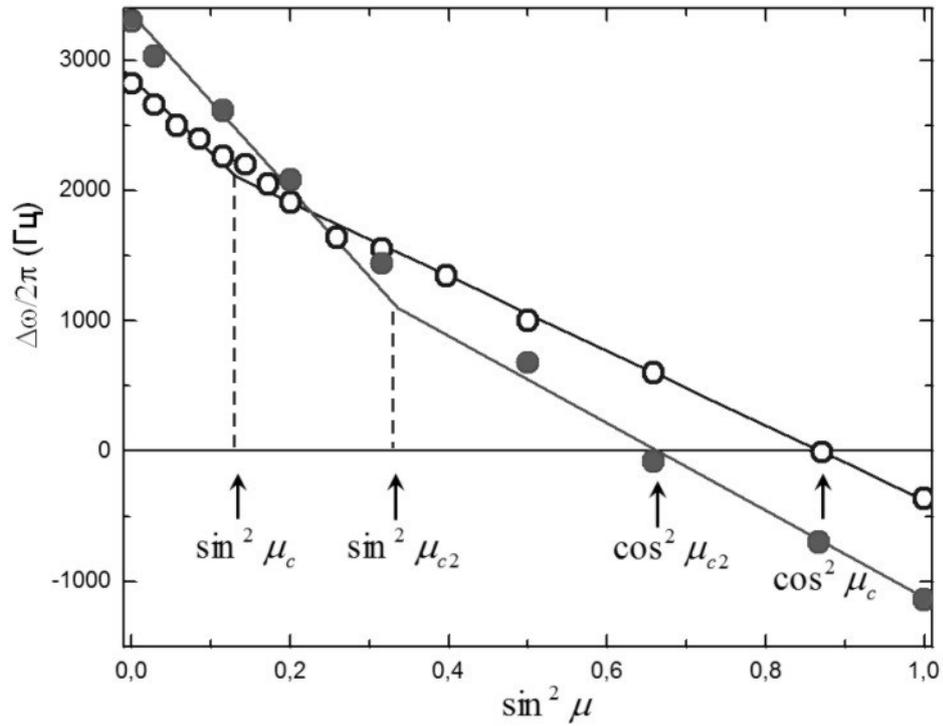


Рис. 5.3: Зависимость сдвига частоты ЯМР от $\sin^2 \mu$ в АВМ фазе с полярным искажением в «упорядоченном» аэрогеле, сжатом в направлении, перпендикулярном нитям. \circ - ESP1 ($\sin^2 \mu_c \approx 0.12$); \bullet - ESP2 ($\sin^2 \mu_{c2} \approx 0.35$). $P=12.5$ бар, $T=0.85T_c$, $\omega/2\pi=0.379$ МГц. Сплошные линии построены согласно зависимостям (5.1),(5.2) с использованием экспериментально измеренных значений $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega_{90}$.

нормальной фазы. Впрочем, вопрос как происходит этот переход, и служит ли низкотемпературная фаза ориентирующей затравкой для ESP2 фазы, остается пока нерешенным.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Исследованы сверхтекучие фазы ^3He в “упорядоченном” аэрогеле в широком диапазоне температур и давлений. Обнаружено, что в зависимости от условий и предыстории реализуются три фазы: две высокотемпературные (ESP1 и ESP2) и одна низкотемпературная (LT). Построена фазовая диаграмма сверхтекучих фаз.
2. Доказано, что параметр порядка высокотемпературных фаз соответствует параметру порядка объемного $^3\text{He-A}$ с сильным полярным искажением, зависящим от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии Ларкина-Имри-Ма. При этом отличие свойств этих фаз объясняется различной степенью анизотропии состояния ЛИМ. Степень полярного искажения зависит от температуры и давления и максимальна в низких давлениях вблизи T_{ca} . Получены косвенные указания на то, что в этой области высокотемпературные фазы, возможно, переходят в чистую полярную фазу.
3. Показано, что внесение дополнительной анизотропии аэрогеля в направлении перпендикулярно нитям влияет на двумерное состояние ЛИМ: оно становится анизотропным. Доказано, что степень этой анизотропии зависит от температуры.
4. Проведены измерения спиновой диффузии в нормальной фазе жидкого ^3He в двух образцах “упорядоченного” аэрогеля при различных направлениях градиента магнитного поля относительно оси анизотропии. Обнаружена анизотропия спиновой диффузии при $T < 20$ мК.
5. Исследована микроструктура “упорядоченного” аэрогеля.

В заключение отметим, что явления, исследованные в диссертации, могут, в принципе, наблюдаться и в сверхпроводниках с нестандартным куперовским спариванием (например, в тяжелофермионных сверхпроводниках). Что же касается дальнейших исследований ^3He в “упорядоченном” аэрогеле, то имеется еще много нерешенных проблем, и требуются дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования. В частности, следует провести измерения с целью выяснить точный вид параметра порядка ЛТ фазы. Интересно было бы изучить влияние параметров аэрогеля (диаметр нитей, расстояние между нитями, и т.д.) на сверхтекучие свойства ^3He . Также интересной задачей является исследование сверхтекучих спиновых токов. И, наконец, остается неясным, можно ли получить чистую полярную фазу в “упорядоченном” аэрогеле. В случае, если существование полярной фазы будет доказано, интересной задачей станет наблюдение в этой фазе полуквантовых вихрей, предсказанных теоретически [48].

* * *

Я выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Владимиру Владимировичу Дмитриеву за неоценимую поддержку и помощь в научной работе, внимательное руководство и редкий пример преданности своему делу.

Я благодарю всех коллег, с кем мне довелось работать в лаборатории и принимавших участие в этих и других исследованиях — Дмитрия Змеева, Дмитрия Краснихина, Алексея Юдина, Егора Ефименко, Аркадия Солдатов. Работа с ними была полезной и приятной, с их помощью я многому научился.

Также я благодарю сотрудников ФЭИ им. Лейпунского Р.Ш. Асхадуллина, П.Н. Мартынова и А.А. Осипова за предоставленные нам образцы аэрогеля.

Я благодарю В.В. Волкова за проведение рентгеноструктурного анализа наших образцов.

Я выражаю благодарность И.Н. Хлюстикову за помощь в работе на электронном микроскопе.

Я благодарю сотрудников гелиевой и механической мастерских, надежно обеспечивающих наши эксперименты.

Наконец, я благодарю всех сотрудников Института за создание дружелюбной творческой атмосферы, полезные обсуждения, необходимые замечания, советы и поддержку.

Список публикаций

- A1 R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin P.N. Martynov, A.A. Osipov, A.A. Senin, A.N. Yudin **Phase diagram of superfluid ^3He in “nematically ordered” aerogel.** // Письма в ЖЭТФ 95, 355 (2012).
- A2 R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, P.N. Martynov, L.A. Melnikovsky, A.A. Osipov, A.A. Senin, and A.N. Yudin **Measurements of spin diffusion in liquid ^3He in "ordered" aerogel.** // Journal of Physics CS400 012002 (2012).
- A3 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, A.A. Senin, G.E. Volovik, A.N. Yudin **Orbital glass and spin glass states of $^3\text{He-A}$ in aerogel.** // JETP Lett., 91, 599 (2010).
- A4 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, A.A. Senin, A.N. Yudin **Nuclear Spin Relaxation in Glass States of $^3\text{He-A}$ in Stretched Aerogel.** // J. Low Temp. Phys., 162, 226-232 (2011).
- A5 V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, A.A. Senin and A.N. Yudin **NMR properties of $^3\text{He-A}$ in biaxially anisotropic aerogel.** // J. Phys. CS 400, 012007 (2012).

Литература

1. D.D. Osheroff, J.W. Gully, L.C. Richardson, D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1972).
2. P.W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
3. R. Balian, N.R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
4. D. Vollhardt, P. Woölfle. *The Superfluid Phases of Helium Three.*— London: Tailor & Francis (1990).
5. С.С. Рожков, *УФН* **148** 2 pp.325-346 (1986).
6. В.П. Минеев, *УФН* **139** 2 pp.303-332 (1983).
7. J.V. Porto and J.M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4667 (1995).
8. D.T. Sprague, T.M. Haard, J.B. Kycia, M.R. Rand, Y. Lee, P.J. Hamot and W.P. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 661 (1995).
9. B.I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina, D.D. Osheroff, L.W. Hrubesh and J.F. Poso, *Phys. Ref. Lett.* **85**, 2148 (2000).
10. В.В.Дмитриев, В.В.Завьялов, Д.Е.Змеев, И.В.Косарев, Н.Малдерс, *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 371 (2002) [*JETP Lett.* **76**, 321 (2002)].
11. T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina, A. Matsubara, Y. Sasaki, M. Kubota, O. Ishikawa, T. Mizusaki, Yu.M. Bunkov, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 244 (2007) [*JETP Lett.* **86**, 216 (2007)].
12. G.E. Volovik, *J. of Low Temp. Phys.* **150**, 453 (2008).
13. V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders, A.A. Senin, G.E. Volovik, A.N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 669 (2010) [*JETP Lett.*, **91**, 599 (2010)].
14. R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yudintsev, A.A. Simakov, A.Yu. Chaban, E.A. Matchula and A.A. Osipov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **98**, 072012 (2008).

15. K. Aoyama and R. Ikeda, *Phys. Rev. B*, **73**, 060504 (2006).
16. В.И. Марченко, *ЖЭТФ* **93**, 141 (1987).
17. A.J. Leggett, *Phys. Mod. Ref.*, **47**, 331 (1975).
18. G. Gervais, K. Yawata, N. Mulders, W.P. Halperin, *Phys. Rev. B*, **66**, 054528 (2002).
19. E. Nazaretski, N. Mulders, J.M. Pargia, *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 470 (2004).
20. V.V. Dmitriev, N. Mulders, V.V. Zavjalov, D.E. Zmeev, *AIP Conf. Proc.*, **850**, 225 (2006).
21. Д.Е. Змеев, Исследования сверхтекучих фаз ^3He в аэрогеле. Кандидатская диссертация. – ИФП РАН (2006).
22. J. Pollanen, K.R. Shirer, S. Blinsein, J.P. Davis, H. Choi, T.M. Lippman, L.B. Lurio, and W.P. Halperin, *J. Non-Crystallin Solids* **354**, 4668 (2008).
23. J.I.A. Li, J. Pollanen, A.M. Zimmerman, C.A. Collett, W.J. Gannon, W.P. Halperin, *Nature Physics* **9**, 775 (2013).
24. I.A. Fomin, E.V. Surovtsev, *Письма в ЖЭТФ*, **97**, 742 (2013) [*JETP Lett.* **97**, 644 (2013)]
25. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, E.E. Efimenko, P.N. Martynov, A.A. Osipov, A.N. Yudin, *направлена в Письма в ЖЭТФ* (2014)
26. I.A. Fomin, *J. of Low Temp. Phys.* **31**, 3/4 509 (1978).
27. G.A. Baramidze, G.A. Kharadze, *J. of Low Temp. Phys.* **162**, 1 (2011).
28. G.A. Baramidze, G.A. Kharadze, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 718 (2013).
29. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, P.N. Martynov, A.A. Osipov, A.A. Senin, A.N. Yudin, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 355 (2012) [*JETP Lett.* **95**, 326 (2012)].

30. А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев и др., *ПТЭ* **3**, 185 (1985).
31. V.V. Dmitriev, I.V. Kosarev, D.V. Ponarin, R. Scheibel, *J. of Low Temp. Phys.* **113**, 5/6 945 (1998).
32. О.В. Лоунасмаа. Принципы и методы получения температур ниже 1К.– Москва: Мир, (1977).
33. D.O. Clubb, O.V.L. Buu, R.M. Bowley, R. Nyman, J.R. Owers-Bradley, *J. of Low Temp. Phys.* **136**, 1 pp.1-13 (2004).
34. R. Blaauwgeers, M. Blazkova, M. Clovecko, V. Eltsov, R. de Graaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Schmoranzler, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R. Solntsev and D. Zmeev, *J. of Low Temp. Phys.* **146**, 537 (2007).
35. D. Candela and D. Calechofsky, *J. of Low Temp. Phys.* **113**, 351 (1998).
36. J.A. Sauls, Yu.M. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin and P. Sharma, *Phys. Rev. B*, **72**, 02457 (2005).
37. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, P.N. Martynov, L.A. Melnikovsky, A.A. Osipov, A.A. Senin, and A.N. Yudin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **400**, 012002 (2012)
38. A. Abragam. The principles of nuclear magnetism. – Oxford: Oxford University Press, pp.59-62 (1994).
39. A.S. Sachrajda, D.F. Brewer and W.S. Truscott, *J. of Low Temp. Phys.* **56**, 617 (1983).
40. P.J. Hakonen, M. Krusius, M.M. Salomaa, R.H. Salmelin, J.T. Simola, A.D. Gongadze, G.E. Vachnadze, G.A. Kharadze, *J. of Low Temp. Phys.* **76**, 3/4 225 (1989).
41. M.M. Salomaa, G.E. Volovik, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 533 (1987).

42. A.I. Ahonen, M. Krusius, and M.A. Paalanen, *J. of Low Temp. Phys.* **25**, 421 (1976).
43. M.R. Rand, H.H. Hensley, J.B. Kycia, T.M. Haard, Y. Lee, P.J. Hamot, W.P. Halperin, *Physica B* **194-196**, 805 (1994).
44. E.V. Thuneberg, S.K. Yip, M. Fogelstrom, J.A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2861 (1998).
45. W.P. Halperin, H. Choi, J.P. Davis, J. Pollanen, *J. of Phys. Soc. of Japan* **77**, 111002 (2008).
46. E.V. Thuneberg, M. Fogelstrom, S.K. Yip, and J.A. Sauls, *Czech. J. Phys.* **46**, 113 (1996).
47. B. Hanninen, E.V. Thuneberg, *Phys. Rev. B* **67**, 214507 (2003).
48. V.P. Mineev, *Φ HT* **39**, 10 (2013).