

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ имени П. Л. КАПИЦЫ

На правах рукописи

УДК 538.941

ЗМЕЕВ

Дмитрий Евгеньевич

**ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХТЕКУЧИХ ФАЗ
³НЕ В АЭРОГЕЛЕ**

Специальность 01.04.09 – Физика низких температур

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН,
д. физ.-мат. наук В. В. Дмитриев

Москва 2006

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Сверхтекучий ^3He	9
1.1. Основные понятия	9
1.2. Параметр порядка В-фазы	12
1.3. Параметр порядка А-фазы	14
1.4. Спин-орбитальное взаимодействие	16
1.5. ЯМР в $^3\text{He}-\text{В}$	19
1.5.1. Уравнения Леггетта	19
1.5.2. Уравнения Бринкмана-Смита	21
1.6. Текстуры вектора параметра порядка в $^3\text{He}-\text{В}$	22
1.7. Однородно прецессирующий домен	27
1.8. Сверхтекучий ^3He в аэрогеле	28
1.8.1. Теории сверхтекучей фазы А-типа	30
1.8.2. Измерение $\Omega_{\text{ва}}$ с помощью колебаний ОПД	33
Глава 2. Экспериментальная установка	35
2.1. Условия эксперимента	35
2.2. Образцы аэрогеля	35
2.3. Криостат ядерного размагничивания	36
2.4. Экспериментальные ячейки	38
2.5. Спектрометры ЯМР	41
2.5.1. Спектрометр для непрерывного ЯМР	42
2.5.2. Спектрометр для продольного ЯМР	45
2.5.3. Спектрометр для импульсного ЯМР	46

Глава 3. Измерение Ω_B в $^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле	48
3.1. Измерение Ω_{Ba} методом непрерывного ЯМР	50
3.2. Закономерности, связанные с леггеттовской частотой	52
3.3. Продольный резонанс в $^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле	58
Глава 4. Текстуры в $^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле	62
4.1. Условие на границе $^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле с чистым ^3He	62
4.2. $^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле с А-фазой на границе	70
Глава 5. Исследование фазы А-типа	73
5.1. Поперечный непрерывный резонанс	73
5.2. Продольный резонанс	76
5.3. Импульсный резонанс	77
5.4. Обсуждение результатов	80
Заключение	84
Литература	87

Введение

Термином «сверхтекучесть» П. Л. Капица назвал явление резкого уменьшения вязкости в жидком гелии-4 ниже температуры λ -перехода, которое он обнаружил в 1937 г. [1]. Как выяснилось позднее, это явление связано с переходом в макроскопическое квантовое состояние — бозе-эйнштейновской конденсацией части атомов ^4He ниже температуры сверхтекучего перехода. При этом все атомы бозе-конденсата находятся в одном квантовомеханическом состоянии и их можно описать одной волновой функцией. Бозе-конденсация, как известно, может происходить не только в системах бозонов, но и в фермионных физических системах, например, в электронной ферми-жидкости в металлах. Это явление связано с куперовским спариванием фермионов. В сверхтекучем гелии-3 куперовское спаривание происходит с орбитальным моментом и ядерным спином пары равными единице. Тем самым у куперовских пар, в отличие от обычных сверхпроводников, появляются внутренние степени свободы. Такое нетривиальное спаривание обуславливает сложный вид волновой функции и широкое разнообразие всевозможных свойств ^3He , возникающих в сверхтекучем состоянии. Изучение сверхтекучего ^3He связано с большими техническими трудностями, поскольку температура сверхтекучего перехода не превышает 2.5 мК. Развитие техники получения сверхнизких температур дало возможность открыть сверхтекучесть в 1972 г. (D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee [2, 3]). Со времени открытия сверхтекучести в ^3He многие его свойства были хорошо изучены и для многих явлений были созданы количественные теории [4]. Поскольку ядра ^3He имеют ненулевой ядерный момент, а бозе-конденсат описывается общей для атомов конденсата волновой функцией, сверхтекучий ^3He можно рассматривать как своеобразное магнитоупорядоченное вещество. Поэтому широкое применение для изучения сверхте-

кучих фаз ${}^3\text{He}$ получил метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В частности, этим методом были измерены многие величины, характеризующие ${}^3\text{He}$, открыты сверхтекучие спиновые токи, идентифицированы параметры порядка сверхтекучих фаз. Триплетное куперовское спаривание в сверхтекучем ${}^3\text{He}$ позволяет построить несколько параметров порядка, обладающих различной симметрией. В отсутствие магнитного поля в ${}^3\text{He}$ реализуются две сверхтекучие фазы: при высоких давлениях и температурах — А-фаза с параметром порядка АВМ (P. W. Anderson, W. F. Brinkman, P. Morel [5]), а в остальной области сверхтекучести на фазовой диаграмме — В-фаза с параметром порядка ВW (R. Balian, N. R. Werthamer [6]). В магнитном поле к ним добавляется так называемая фаза A_1 , существующая в узком температурном диапазоне между фазой нормального ${}^3\text{He}$ и А-фазой [7].

${}^3\text{He}$ при сверхнизких температурах — это самое чистое вещество. Все примеси вымерзают на стенках сосуда, когда ${}^3\text{He}$ становится сверхтекучим, и даже изотоп — ${}^4\text{He}$ — практически не растворяется в ${}^3\text{He}$. Представляет интерес изучение влияния примесей на такую чистую и сложную по своей природе систему. Однако, в то время как для сверхпроводников существует проблема избавления от примесей и прочих дефектов, внесение примесей в сверхтекучий ${}^3\text{He}$ представляет сложность. Возможность вносить примеси в сверхтекучий ${}^3\text{He}$ появилась начиная с 1995 г., когда была открыта сверхтекучесть ${}^3\text{He}$ в аэрогеле высокой пористости [8, 9]. Аэрогель представляет собой неупорядоченную сеть из тончайших нитей, состоящих из молекул SiO_2 . Поскольку диаметр нитей ($\approx 30\text{-}50\text{ \AA}$) много меньше длины когерентности куперовских пар (несколько сотен ангстрем), аэрогель играет роль примесей. Однако применять теорию Абрикосова и Горькова влияния примесей на сверхпроводимость в сплавах [10] к сверхтекучему ${}^3\text{He}$ в аэрогеле нельзя, поскольку расстояние между нитями в

аэрогеле такого же порядка как и длина когерентности. В соответствии с общими представлениями, аэрогель понижает температуру сверхтекучего перехода и плотность сверхтекучей компоненты [8, 9]. Кроме этого влияния примеси могут, в принципе, стабилизировать состояния с другим параметром порядка, которые не реализуются в чистом ^3He . Также 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 фаза А-типа, а в остальной области фазовой диаграммы — фаза В-типа. Установлено, что симметрия параметра порядка в фазе В-типа не меняется по сравнению с В-фазой чистого ^3He [11, 12]. Однако количественные характеристики ^3He –В могут изменяться при внесении примесей. В частности, до данной работы не было систематических измерений леггеттовской частоты в ^3He –В в аэрогеле — величина, определяемая диполь–дипольным взаимодействием ядерных магнитных моментов в куперовской паре. Было известно, что пространственное распределение параметра порядка (текстура) в ^3He –В в аэрогеле сильно отличается от текстуры в чистом ^3He –В, но детально это различие изучено не было. Что касается фазы А-типа, то в настоящее время не известен даже вид её параметра порядка.

В диссертационной работе проводились исследования сверхтекучих фаз ^3He в аэрогеле методами ЯМР, целью которых были измерение леггеттовской частоты в ^3He –В в аэрогеле в широком диапазоне температур и давлений, изучение текстуры параметра порядка в ^3He –В в аэрогеле, а также исследование фазы А-типа.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В **первой** главе приводится краткий обзор базовых представлений о сверхтекучем ^3He . Рассматриваются параметры порядка, вид дипольной энергии, вводятся основные уравнения спиновой динамики. Дается поня-

тие о текстурах вектора параметра порядка, излагаются методы измерения леггеттовской частоты в чистом ${}^3\text{He}-\text{V}$, приводится фазовая диаграмма ${}^3\text{He}$ в аэрогеле. Также излагаются две основные теории фазы А-типа.

Во **второй** главе описана экспериментальная установка. Дается понятие об аэрогеле и особенности работы с ним. Кратко описан цикл ядерного размагничивания, описываются использованные в работе экспериментальные ячейки. Приводятся схемы применявшихся спектрометров ЯМР и описываются принципы их работы.

В **третьей** главе описывается измерение леггеттовской частоты в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле методом непрерывного поперечного ЯМР, приводятся некоторые обнаруженные закономерности, связанные с зависимостью леггеттовской частоты в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле от давления и температуры. Описывается измерение леггеттовской частоты методом продольного резонанса.

В **четвертой** главе речь идет о текстурах параметра порядка в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле. На основе экспериментов по непрерывному ЯМР выдвигается предположение, что на границе ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле с ${}^3\text{He}$ без примесей вектор параметра порядка ориентируется иначе, чем на границе между чистым ${}^3\text{He}-\text{V}$ и твердой стенкой сосуда. Приводятся результаты численного моделирования текстуры с учетом нового граничного условия, которые подтверждают выдвинутое предположение.

В **пятой** главе описываются эксперименты с фазой А-типа. Приводятся доказательства того, что в этой фазе могут существовать два различных спиновых состояния, описываются свойства этих состояний, измеренные несколькими методами. Приводится сравнение результатов измерений с существующими теориями фазы А-типа.

В **заключении** перечисляются и обсуждаются основные результаты, вошедшие в диссертацию, а также предлагаются возможные дальнейшие эксперименты и возможные применения полученных сведений в новых ис-

следованиях сверхтекучего ^3He .

Результаты, составившие основу диссертации, докладывались на семинарах ИФП, а также на следующих научных конференциях и симпозиумах:

- 24th International Conference on Low Temperature Physics, August 2005, Orlando, FL, USA
- International Symposium on Ultralow Temperature Physics, August 2005, Gainesville, FL, USA
- Symposium on Quantum Phenomena at Low Temperatures, April 2006, Lammi, Finland
- International Symposium on Quantum Fluids and Solids, August 2006, Kyoto, Japan
- XXXIV Собрание по физике низких температур, сентябрь 2006, Краснодарский край

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [13–15].

Глава 1

Сверхтекучий ^3He

В этой главе приводятся сведения, которые будут важны для изложения материала диссертации. В части, касающейся ^3He без примесей, эти сведения в основном взяты из [4].

1.1. Основные понятия

На рис. 1.1 приведена фазовая диаграмма чистого ^3He в области сверхнизких температур и слабых магнитных полей. Отметим лишь важные для дальнейшего изложения её черты. Фазовый переход из нормальной фермижидкости в А или В-фазу является фазовым переходом второго рода, а переход из А в В-фазу — первого рода (при этом при переходе $A \rightarrow B$ обычно наблюдается заметное переохлаждение А-фазы из-за того, что критиче-

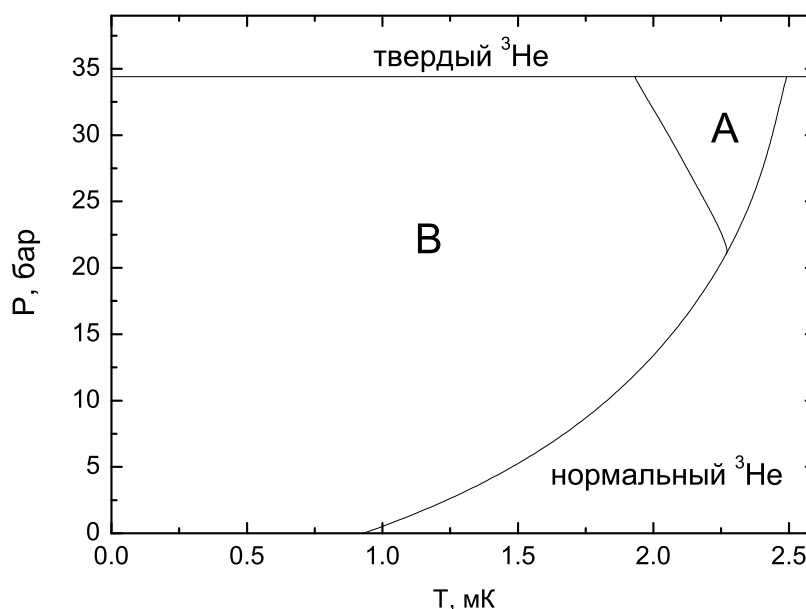


Рис. 1.1. Фазовая диаграмма ^3He в слабых магнитных полях.

ский радиус зародыша В-фазы очень велик, при переходе же $B \rightarrow A$ перегрева В-фазы не наблюдается, т. к. для А-фазы энергия взаимодействия с твердой стенкой сосуда ниже и это облегчает её формирование). Во внешнем магнитном поле А-фаза становится стабильной вплоть до давления насыщенных паров, образуя при давлениях ниже поликритического (21.2 бар) узкую по температурной шкале прослойку между В-фазой и нормальным ${}^3\text{He}$, ширина которой пропорциональна H^2 (А и В-фазы в магнитном поле иногда называют A_2 и B_2 - фазами [4]). Кроме того, между А-фазой и нормальным ${}^3\text{He}$ появляется еще более узкая прослойка фазы A_1 с шириной, пропорциональной величине магнитного поля.

Сверхтекучесть ${}^3\text{He}$ связана с куперовским спариванием атомов ${}^3\text{He}$ в состоянии с орбитальным моментом $L = 1$ и спином $S = 1$. Спиновые состояния пары частиц со спинами $1/2$ строятся из состояний одной частицы, являющихся собственными функциями операторов квадрата спина и проекции спина на ось квантования:

$$a_\lambda = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle \text{ и } b_\lambda = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle$$

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

$$S_z = \begin{cases} 1, & a_{1\alpha}a_{2\beta} = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ 0, & a_{1\alpha}b_{2\beta} + b_{1\alpha}a_{2\beta} = |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ -1, & b_{1\alpha}b_{2\beta} = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases}$$

Полная волновая функция пары представляет собой линейную комбинацию этих состояний:

$$\Psi = \psi_1(\mathbf{k}) |\uparrow\uparrow\rangle + \psi_2(\mathbf{k}) (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + \psi_3(\mathbf{k}) |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{k}) & \psi_2(\mathbf{k}) \\ \psi_2(\mathbf{k}) & \psi_3(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

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

Равенство (1.1) можно записать в несколько другом виде, 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:

$$\Psi = i(\mathbf{d}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}) \sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) & d_z(\mathbf{k}) \\ d_z(\mathbf{k}) & d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Введенный здесь комплексный вектор в спиновом пространстве $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ называют векторным представлением параметра порядка:

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

Вектор $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ обладает следующими свойствами:

1. В отсутствие магнитного поля \mathbf{d} является реальным вектором в спиновом пространстве, т.е. три его компоненты действительны с точностью до обычного фазового множителя: $\mathbf{d} \parallel \mathbf{d}^*$. Поэтому \mathbf{d} может быть ассоциирован с некоторым направлением в спиновом пространстве.
2. $|\mathbf{d}|^2$ представляет собой распределение плотности куперовских пар в импульсном пространстве:

$$|\mathbf{d}(\mathbf{k})|^2 = \frac{1}{2} \text{Tr} (\Psi^\dagger(\mathbf{k}) \Psi(\mathbf{k}))$$

3. $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ выделяет направление, на которое куперовские пары в данной точке Ферми-сферы обладают нулевой проекцией спина:

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) \cdot \hat{\mathbf{S}} \Psi(\mathbf{k}) = 0 \quad (1.3)$$

Для состояний с $L = 1$ зависимость \mathbf{d} от \mathbf{k} описывается комбинацией сферических гармоник $Y_{1M}(\vartheta, \varphi)$, которые, в свою очередь, линейно выражаются через компоненты вектора \mathbf{k} . Поэтому можно записать:

$$d_\mu(\mathbf{k}) = \mathcal{A}_{\mu j} k_j \quad (1.4)$$

Введенная таким образом комплексная матрица $\mathcal{A}_{\mu j}$ размера 3×3 является еще одним представлением параметра порядка ${}^3\text{He}$. Здесь и далее латинские индексы относятся к орбитальным (импульсным) степеням свободы, а греческие — к спиновым.

1.2. Параметр порядка В-фазы

Выбор конкретного вида $d_\mu(\mathbf{k})$ определяет параметр порядка данной фазы и, в конечном счёте, её свойства. Свойства изотропной (в отсутствие магнитного поля) В-фазы могут быть описаны с помощью параметра порядка Бальяна-Вертхамера (BW, [6]):

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) \propto \mathbf{k} \quad \text{и} \quad \mathcal{A}_{\mu j} \propto \delta_{\mu j} \quad (1.5)$$

Тогда видим:

$$\begin{aligned} \Psi &\propto \begin{pmatrix} -k_x + ik_y & k_z \\ k_z & k_x + ik_y \end{pmatrix} = \\ &= (-k_x + ik_y) |\uparrow\uparrow\rangle + k_z (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + (k_x + ik_y) |\downarrow\downarrow\rangle \end{aligned} \quad (1.6)$$

Таким образом, В-фаза представляет собой линейную комбинацию трех равновероятных состояний $|S_z = 1, m = -1\rangle$, $|S_z = 0, m = 0\rangle$ и $|S_z = -1, m = 1\rangle$ (m — проекция \mathbf{L} пары на ось квантования). В слабых

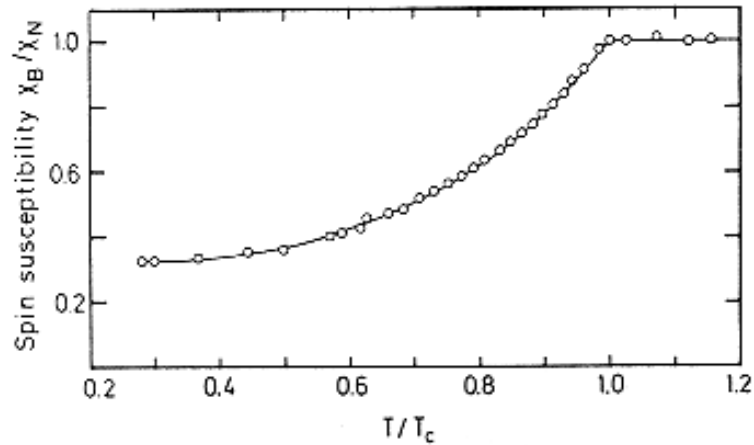


Рис. 1.2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости ${}^3\text{He-B}$ при давлении 20 бар [16]. $\chi_N = 8 \cdot 10^{-8}$ СГС — магнитная восприимчивость в нормальной фазе.

магнитных полях (несколько сотен эрстед), о которых пойдёт речь в диссертации, искажения в параметр порядка, вносимые полем, незначительны. Пары с нулевой проекцией спина $S_z = 0$ не дают вклад в магнитную восприимчивость, поэтому с понижением температуры (увеличением количества сверхтекучей компоненты) магнитная восприимчивость χ в В-фазе падает (рис. 1.2).

Для В-фазы в каждой точке пространства имеется бесконечный набор векторов $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, соответствующих разным направлениям \mathbf{k} . При этом вся совокупность векторов \mathbf{d} данной точки может рассматриваться как твердый волчок, т.к. изменение их взаимной ориентации привело бы к изменению микроскопической природы сверхтекучей фазы и потребовало бы энергии порядка энергии конденсации.

В выражении (1.5) вектор \mathbf{d} зависит от компонент вектора \mathbf{k} в некоторой фиксированной системе координат. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия спиновое и координатное пространства могут быть повернуты относительно друг друга на произвольный угол. Учитывая это, запи-

шем выражение параметра порядка (1.5) в более общей форме:

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \Delta e^{i\phi} \widehat{\mathcal{R}}\mathbf{k} \quad \text{и} \quad \mathcal{A}_{\mu j} = \Delta e^{i\phi} \mathcal{R}_{\mu j} \quad (1.7)$$

где скаляр $\Delta = \Delta(P, T)$ имеет смысл энергетической щели в спектре возбуждений, $e^{i\phi}$ — фазовый множитель, $\widehat{\mathcal{R}}$ — оператор поворота спинового пространства относительно орбитального. Его матрица $\mathcal{R}_{\mu j}$, несущая информацию о спиновой части параметра порядка, может быть параметризована разными способами. Наиболее наглядной является параметризация с помощью угла поворота θ и единичного вектора в направлении оси поворота \mathbf{n} : $\widehat{\mathcal{R}} = \widehat{\mathcal{R}}(\mathbf{n}, \theta)$, где

$$\mathcal{R}(\mathbf{n}, \theta)_{\mu j} = (1 - \cos \theta) n_{\mu} n_j + \delta_{\mu j} \cos \theta - e_{\mu j k} n_k \sin \theta \quad (1.8)$$

При такой параметризации значения \mathbf{n} и θ полностью определяют параметр порядка в конечном макроскопическом объёме, тогда как для задания параметра порядка с помощью набора векторов $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ в каждой точке требуется бесконечное их число.

1.3. Параметр порядка А-фазы

В отличие от В-фазы, А-фаза имеет анизотропный параметр порядка, так называемый параметр порядка Андерсона-Бринкмана-Мореля (АВМ, [5]):

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \Delta_0 \widehat{\mathbf{d}}(\widehat{\mathbf{k}} \cdot \widehat{\mathbf{m}} + i\widehat{\mathbf{k}} \cdot \widehat{\mathbf{n}}), \quad (1.9)$$

здесь $\widehat{\mathbf{d}}$ задаёт направление в спиновом пространстве, а $\widehat{\mathbf{m}}$ и $\widehat{\mathbf{n}}$ — взаимно ортогональные направления в орбитальном пространстве. В этом случае матрица параметра порядка имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mu j} = \Delta_0 \widehat{d}_{\mu}(\widehat{m}_j + i\widehat{n}_j),$$

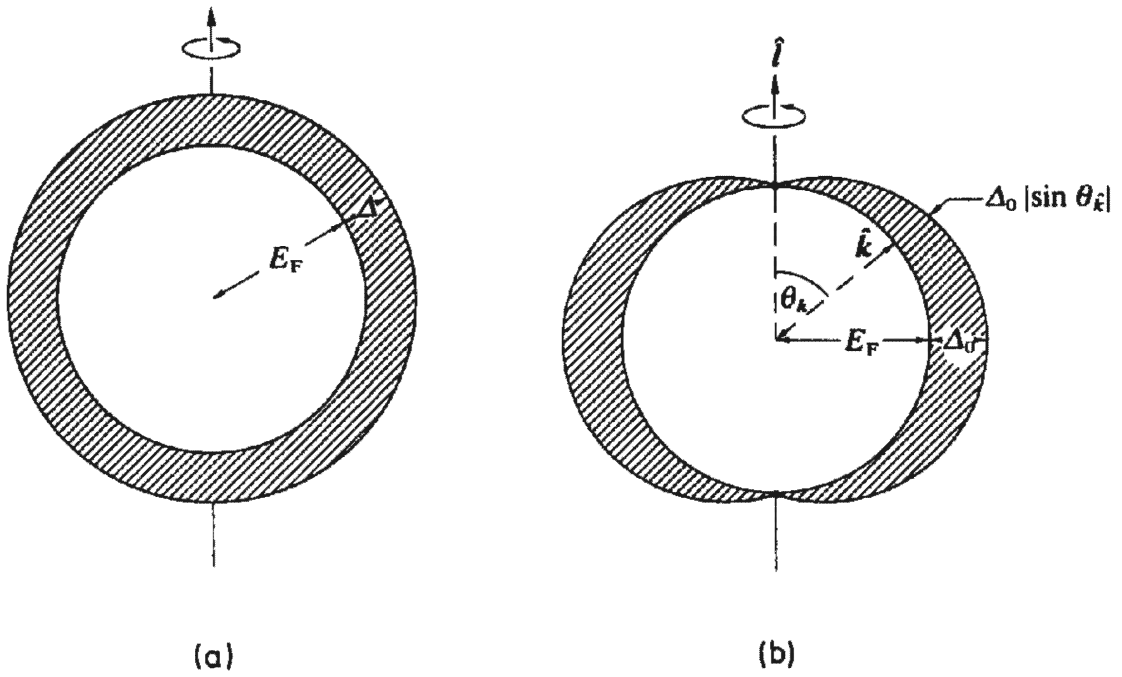


Рис. 1.3. Схематический вид энергетической щели (заштрихованные области). В состоянии ВВ щель изотропна (а). В состоянии АВМ (б) щель обращается в ноль в двух точках на оси \hat{I} . Величина щели изображена не в масштабе с энергией Ферми E_F [4].

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 $\hat{\mathbf{I}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ совпадает с направлением среднего момента импульса пары. Наличие такого выделенного направления обуславливает анизотропный вид энергетической щели с двумя нулями в направлении $\hat{\mathbf{I}}$ (рис. 1.3), поэтому другое название А-фазы — аксиальная фаза.

Волновая функция конденсата для А-фазы запишется в следующем виде:

$$\Psi \propto \begin{pmatrix} -k_x + ik_y & 0 \\ 0 & k_x + ik_y \end{pmatrix} = (-k_x + ik_y) |\uparrow\uparrow\rangle + (k_x + ik_y) |\downarrow\downarrow\rangle \quad (1.10)$$

Если спин \mathbf{S} куперовской пары направлен вдоль оси z , то вектор $\hat{\mathbf{d}}$ согласно (1.3) лежит в плоскости xy . В состоянии АВМ, как видно из (1.10),

отсутствуют пары с проекцией спина $S_z = 0$, поэтому магнитная восприимчивость в этой фазе, в отличие от В-фазы, не меняется с температурой, она остаётся такой же, как и в нормальном состоянии. А-фаза относится к классу фаз, в которых атомы в куперовских парах имеют одинаковые значения проекции спина. Такой класс фаз получил название “*equal spin pairing*” (ESP).

1.4. Спин-орбитальное взаимодействие

Относительно слабое (в сравнении с зеемановской энергией и энергией конденсации) спин-орбитальное взаимодействие, т. е. диполь-дипольное взаимодействие ядерных магнитных моментов в куперовской паре, F_D играет важнейшую роль в спиновой динамике сверхтекучего ^3He . Эта энергия частично снимает вырождение основного состояния ^3He и устанавливает равновесные спин-орбитальные конфигурации, соответствующие минимуму F_D . При отклонении спиновых степеней свободы от равновесной конфигурации F_D проявляется в виде дополнительного вращательного момента, действующего на намагниченность и отражающегося на спектре частот ЯМР. Характер спектра ЯМР существенно зависит от равновесной спин-орбитальной конфигурации, вблизи которой находится спиновая система в данной моде.

Для сверхтекучего ^3He –В дипольная энергия в общем виде есть:

$$F_D = \frac{2}{15} \chi \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 \left(\text{Tr} \hat{\mathcal{R}} - \frac{1}{2} \right)^2 \quad (1.11)$$

где g — гиромагнитное отношение, $\Omega_B = \Omega_B(T, P)$ — леггеттовская частота, характеризующая силу диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов ядер ^3He . На рис. 1.4 показаны зависимости Ω_B от температуры при нескольких давлениях, а на рис. 1.2 — зависимость магнитной восприимчи-

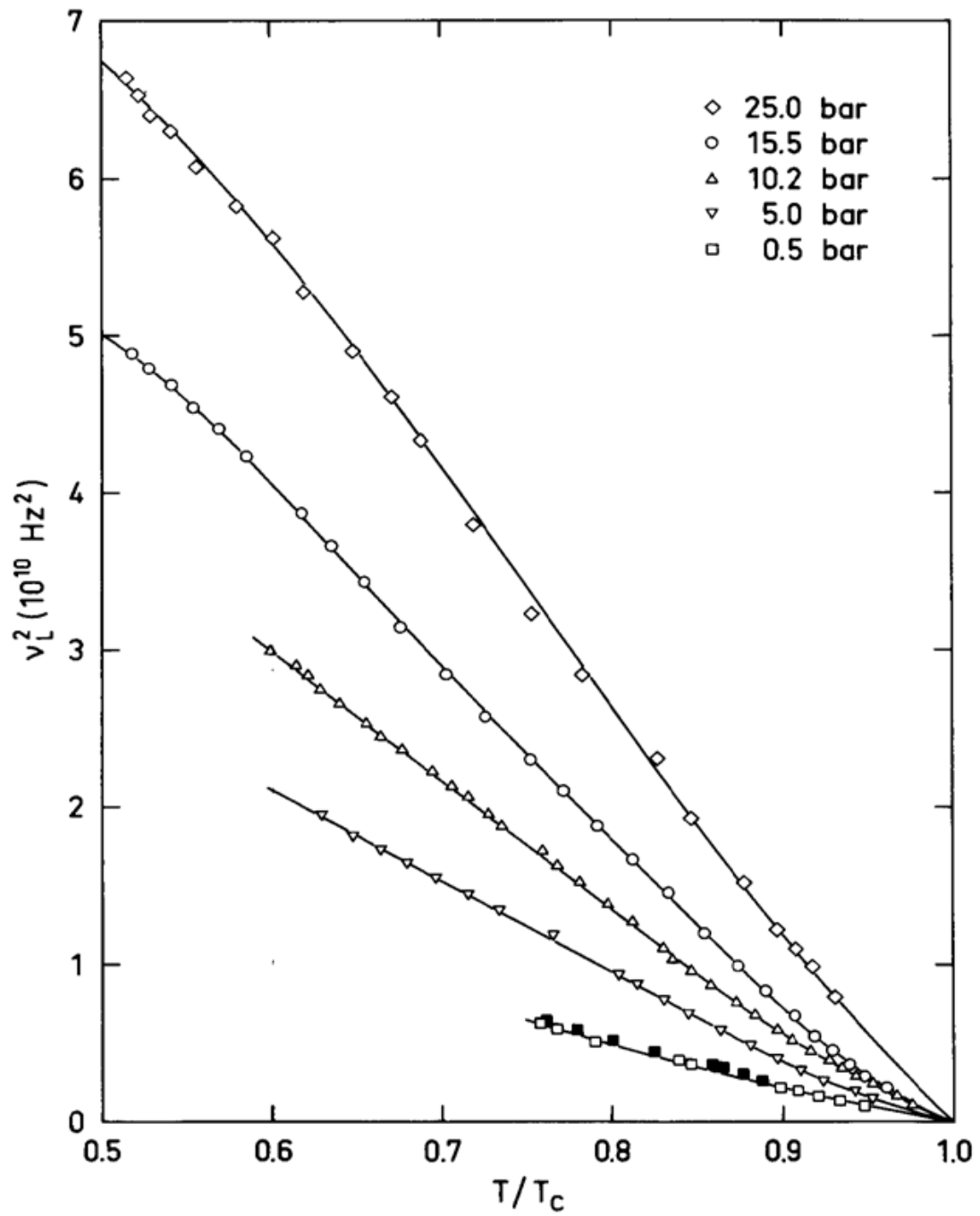


Рис. 1.4. Температурная зависимость леггеттовской частоты в $^3\text{He-B}$ [17], $\nu_L = \Omega_B/2\pi$. Температуры сверхтекучего перехода $T_c = T_c(P)$ соответствуют давлениям, при которых были измерены зависимости.

ности χ ^3He –В от температуры. В параметризации $\widehat{\mathcal{R}} = \widehat{\mathcal{R}}(\mathbf{n}, \theta)$ дипольная энергия оказывается равной

$$F_D = \frac{8}{15} \chi \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 \left(\cos \theta + \frac{1}{4} \right)^2 \quad (1.12)$$

и имеет минимум при

$$\theta_0 = \arccos\left(-\frac{1}{4}\right) \approx 104^\circ \quad (1.13)$$

Таким образом, минимизация F_D сводит все возможные повороты $\widehat{\mathcal{R}}$ в (1.7) к поворотам на угол θ_0 , оставляя ось поворота произвольной. Тем самым, спин-орбитальное взаимодействие снимает вырождение параметра порядка по углу поворота θ .

Дипольная энергия в А-фазе равна

$$F_D^A = -\frac{\chi_A \Omega_A^2}{2g^2} \left(\widehat{\mathbf{d}} \cdot \widehat{\mathbf{I}} \right)^2, \quad (1.14)$$

здесь χ_A — магнитная восприимчивость ^3He –А (она не зависит от температуры и равна магнитной восприимчивости в нормальной фазе χ_N), а Ω_A — леггеттовская частота в ^3He –А. Дипольная энергия, таким образом, ориентирует вектор $\widehat{\mathbf{I}}$ параллельно вектору $\widehat{\mathbf{d}}$. С учётом того, что $\widehat{\mathbf{d}}$ перпендикулярен направлению спина, в магнитном поле дипольная энергия минимальна, если $\widehat{\mathbf{I}}$ находится в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля.

Сравнение дипольной энергии и градиентной энергии (она не даёт параметру порядка меняться слишком быстро по объёму) позволяет вычислить так называемую дипольную длину ξ_D . Её значение несильно отличается для обеих фаз и равняется $\sim 10^{-3}$ см.

1.5. ЯМР в ${}^3\text{He}-\text{В}$

1.5.1. Уравнения Леггетта

Основой для интерпретации ЯМР-экспериментов в ${}^3\text{He}$ является феноменологическая теория, развитая Леггеттом [18]. В ней спиновая динамика сверхтекучего ${}^3\text{He}$ описывается системой взаимосвязанных уравнений движения полного спина \mathbf{S} и параметра порядка $\mathbf{d}(\mathbf{k})$. В теории Леггетта \mathbf{S} и $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ являются единственными динамическими переменными, поскольку характерные частоты их движения много меньше обратного времени релаксации квазичастиц τ^{-1} и частоты Δ/\hbar , определяемой энергией конденсации. При этом все остальные степени свободы успевают достичь равновесного положения, зависящего от положения \mathbf{S} и $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, за времена много меньшие масштаба времен изменения \mathbf{S} и $\mathbf{d}(\mathbf{k})$. Напомним также, что весь ансамбль векторов $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, отвечающих различным \mathbf{k} , считается движущимся как единое целое (см. с. 13).

Уравнения движения выводятся из гамильтониана

$$\mathcal{H} = \frac{g^2 S^2}{2\chi} - g\mathbf{S}\mathbf{H} + F_D, \quad (1.15)$$

включающего дипольную энергию F_D , зеемановскую энергию $-g\mathbf{S}\mathbf{H}$ и феноменологическую энергию взаимодействия спина с молекулярным полем $\frac{g^2 S^2}{2\chi}$. Получающиеся из него уравнения полностью описывают пространственно однородную спиновую динамику сверхтекучего ${}^3\text{He}$ без учета диссипации:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{S}} = g\mathbf{S} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D \\ \dot{\mathbf{d}}(\mathbf{k}) = \mathbf{d}(\mathbf{k}) \times g(\mathbf{H} - g/\chi\mathbf{S}) \end{cases} \quad (1.16)$$

где \mathbf{R}_D — дипольный вращательный момент, равный

$$\mathbf{R}_D = - \left\langle \mathbf{d}(\mathbf{k}) \times \frac{\delta F_D}{\delta \mathbf{d}(\mathbf{k})} \right\rangle_{\mathbf{k}} + \text{компл. сопр.} = - \int \frac{d\Omega}{4\pi} \left(\mathbf{d}(\mathbf{k}) \times \frac{\delta F_D}{\delta \mathbf{d}(\mathbf{k})} + \text{к. с.} \right)$$

В случае параметризации (1.12)

$$\mathbf{R}_D = \frac{4}{15} \frac{\chi \Omega_B^2}{g^2} \mathbf{n} \sin \theta (1 + 4 \cos \theta) \quad (1.17)$$

Эти уравнения существенно отличаются от уравнений Блоха, описывающих движение намагниченности в нормальном ^3He . Одним из таких отличий является наличие не только поперечной, но и продольной мод ЯМР. Формально уравнения Леггетта совпадают с уравнениями антиферромагнитного резонанса ($\mathbf{d}(\mathbf{k})$ является аналогом ферромагнитного вектора \mathbf{m}). Еще одной аналогией с магнитоупорядоченными средами является то, что в сверхтекучем ^3He , подобно ферромагнетикам, имеется энергия, фиксирующая величину полного спина S (или намагниченность $M = gS$). Только в ^3He это не обменное взаимодействие, а спин-орбитальное. Существующая в А и В-фазах мода продольного резонанса является прямым следствием этого факта: в продольном ЯМР величина S колеблется около равновесного значения $\chi H_0/g$, а дипольный момент служит «возвращающей силой».

Для моды поперечного ЯМР, когда поле радиочастотной накачки \mathbf{H}_{rf} перпендикулярно постоянному полю \mathbf{H}_0 , первое из уравнений Леггетта описывает прецессию \mathbf{S} вокруг направления магнитного поля \mathbf{H}_0 (дипольный момент \mathbf{R}_D порождает сдвиг частоты прецессии от ларморовского значения $\omega_L = gH_0$). Второе уравнение описывает движение вектора $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, являющееся комбинацией вращения вокруг \mathbf{H}_0 вместе с \mathbf{S} и прецессии вокруг \mathbf{S} . При этом частота прецессии \mathbf{d} вокруг мгновенного направления \mathbf{S} определяется величиной S .

Еще одним отличием сверхтекучего ^3He от систем, описываемых уравнениями Блоха, и появляющимся вследствие фиксирующего действия F_D на величину S , является отсутствие эффекта насыщения намагниченности при увеличении амплитуды радиочастотного поля H_{rf} в поперечном ЯМР. При росте величины H_{rf} в сверхтекучем ^3He происходит лишь уменьше-

ние угла между поперечной компонентой \mathbf{S} и направлением \mathbf{H}_{rf} (во вращающейся системе координат), но уменьшения модуля намагниченности не происходит.

1.5.2. Уравнения Бринкмана-Смита

Система уравнений Леггетта (1.16) является бесконечной системой, поскольку в неё входят уравнения эволюции $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ для произвольных \mathbf{k} . Практически удобнее вместо этой бесконечной системы уравнений на $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ ввести два уравнения на угол поворота спинового пространства относительно орбитального θ и орт направления поворота \mathbf{n} (1.8), полностью определяющие параметр порядка $\mathbf{d}(\mathbf{k})$:

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \mathbf{k} \cos \theta + \mathbf{n}(\mathbf{k}\mathbf{n})(1 - \cos \theta) + \sin \theta[\mathbf{n} \times \mathbf{k}]$$

Тогда в системе уравнений Леггетта вместо уравнения на $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ войдут уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{n}} &= g/2 \left\{ \mathbf{n} \times (\mathbf{H} - g/\chi\mathbf{S}) + \text{ctg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times (\mathbf{H} - g/\chi\mathbf{S})] \right\} \\ \dot{\theta} &= g\mathbf{n} (g/\chi\mathbf{S} - \mathbf{H}) \end{aligned}$$

Система уравнений Леггетта без учёта затухания примет вид:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{S}} = g\mathbf{S} \times \mathbf{H} + \frac{4}{15}\chi/g^2\Omega_{\text{B}}^2\mathbf{n} \sin \theta(1 + 4 \cos \theta) \\ \dot{\mathbf{n}} = g/2 \left\{ \mathbf{n} \times (\mathbf{H} - g/\chi\mathbf{S}) + \text{ctg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times (\mathbf{H} - g/\chi\mathbf{S})] \right\} \\ \dot{\theta} = g\mathbf{n} (g/\chi\mathbf{S} - \mathbf{H}) \end{cases} \quad (1.18)$$

Система имеет два решения, соответствующие модам однородных малых колебаний спина и вектора \mathbf{n} возле положения равновесия с частотами:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_{\text{L}}^2 + \Omega_{\text{B}}^2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_{\text{L}}^2 + \Omega_{\text{B}}^2)^2 - 4\omega_{\text{L}}^2\Omega_{\text{B}}^2 \cos^2 \varphi}, \quad (1.19)$$

где $\omega_L = gH$ — ларморовская частота, Ω_B — леггеттовская частота в В-фазе, φ — угол между \mathbf{H} и \mathbf{n} . При условии $\omega_L \gg \Omega_B$, которое хорошо выполняется в большинстве наших экспериментов, выражения (1.19) принимают значения

$$\omega_+ = \omega_L + \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L} \sin^2 \varphi, \quad (1.20)$$

$$\omega_- = \Omega_B \cos \varphi. \quad (1.21)$$

Мода с частотой ω_+ — поперечная, а мода с частотой ω_- — продольная, в том смысле что в первой осциллирующая малая добавка намагниченности перпендикулярна \mathbf{H} , а во второй — параллельна. В нормальном ^3He есть только поперечная мода на ларморовской частоте ω_L , поэтому говорят о сдвиге частоты поперечного резонанса в сверхтекучем ^3He относительно ларморовской частоты $\Delta\omega$:

$$\Delta\omega = \omega_+ - \omega_L. \quad (1.22)$$

В $^3\text{He-A}$ также имеются моды поперечного и продольного ЯМР. Причём если $\hat{\mathbf{l}} \perp \mathbf{H}$ и $\hat{\mathbf{l}} \parallel \hat{\mathbf{d}}$, то:

$$\omega_{\perp}^A = \sqrt{\omega_L^2 + \Omega_A^2}, \quad \omega_{\parallel}^A = \Omega_A. \quad (1.23)$$

1.6. Текстуры вектора параметра порядка в $^3\text{He-B}$

В условиях линейного ЯМР угол θ фиксирован спин-орбитальным взаимодействием (1.13), а ориентация вектора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ в пространстве определяется совокупностью различных факторов (магнитное поле, твёрдая граница, массовый поток, и т.д.). Пространственное распределение $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ по объёму образца называется текстурой \mathbf{n} .

В магнитном поле главные вклады в свободную энергию текстуры \mathbf{n} вносят энергия анизотропии В–фазы в магнитном поле

$$F_{DH} = -a \int (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 d^3\mathbf{r}, \quad (1.24)$$

и энергия ориентации твёрдой поверхностью

$$F_{SH} = -d \int_S (\mathbf{H} \cdot \widehat{\mathcal{R}} \cdot \hat{\mathbf{s}})^2 d^2\mathbf{r} = -d \int_S H^2 (\mathbf{L} \cdot \hat{\mathbf{s}})^2 d^2\mathbf{r}, \quad (1.25)$$

где $\hat{\mathbf{s}}$ — единичный вектор нормали к поверхности образца, а \mathbf{L} — вектор орбитального момента импульса, появляющегося в магнитном поле

$$\mathbf{L} = \widehat{\mathcal{R}}^{-1}(\mathbf{n}, \theta_0) \cdot \frac{\mathbf{H}}{H}.$$

Кроме этого, градиентная энергия ограничивает пространственные вариации вектора параметра порядка. Эта энергия может быть записана в форме [19]

$$\begin{aligned} F_G = & \int \left(\lambda_{G1} \frac{\partial \mathcal{R}_{\mu i}}{\partial r_i} \frac{\partial \mathcal{R}_{\mu j}}{\partial r_j} + \lambda_{G2} \frac{\partial \mathcal{R}_{\mu j}}{\partial r_i} \frac{\partial \mathcal{R}_{\mu j}}{\partial r_i} \right) d^3\mathbf{r} + \\ & + \lambda_{SG} \int_S \hat{s}_j \mathcal{R}_{\mu j} \frac{\partial \mathcal{R}_{\mu i}}{\partial r_i} d^2\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Тогда равновесная текстура определяется минимизацией общей ориентирующей свободной энергии

$$F_{\text{tot}} = F_{DH} + F_{SH} + F_G. \quad (1.27)$$

Коэффициенты $a > 0$, $d > 0$, λ_{G1} , λ_{G2} , и λ_{SG} известны для ${}^3\text{He}$ –В, они зависят от температуры и давления. Если пренебречь ферми-жидкостными поправками, то вид градиентной энергии упростится: $\lambda_{G1} = 2\lambda_{G2}$ и $\lambda_{SG} = 4\lambda_{G2}$ [19]. В этом случае градиентная энергия зависит лишь от одного параметра $\lambda_G \equiv \lambda_{G2} > 0$.

Тогда текстура определяется двумя линейными масштабами: поверхностной длиной d/a и магнитной длиной залечивания ξ_H . Магнитная длина залечивания, определяемая сравнением энергий (1.24) и (1.26) равна

$$\xi_H = \sqrt{65\lambda_G/(8aH^2)} \approx \frac{40\sqrt{(1-T/T_c)}}{H [\text{Э}]} \text{ см.} \quad (1.28)$$

При наличии стенки и магнитного поля, направленного вдоль стенки, вектор \mathbf{n} ведёт себя так: вблизи стенки он отклонён от направления поля на некоторый угол, а на расстоянии $\sim \xi_H$ от стенки выстраивается параллельно магнитному полю.

Рассмотрим равновесную текстуру вектора \mathbf{n} в цилиндрической ячейке с магнитным полем, направленным вдоль оси ячейки. В магнитных полях $\gtrsim 100$ Э, которые используются в обсуждаемых в работе экспериментах, граничным условием является перпендикулярность вектора \mathbf{L} к стенке. При этом \mathbf{n} оказывается повернутым на угол $\varphi = \arcsin(\frac{2}{\sqrt{5}}) \approx 63^\circ$ к боковой стенке. На оси ячейки оба вектора \mathbf{L} и \mathbf{n} располагаются вдоль магнитного поля. Пример такой текстуры показан на рис. 1.5. Она носит название “flare-out” («раструб»).

Зная текстуру \mathbf{n} , можно с помощью ЯМР измерить леггеттовскую частоту Ω_B , используя формулу (1.20). В терминах угла ψ между направлением поля \mathbf{H} и вектором \mathbf{L} эта формула приобретает вид:

$$\Delta\omega = \frac{2}{5} \frac{\Omega_B^2}{\omega_L} (1 - \cos \psi), \quad (1.29)$$

Линия ЯМР в данном случае выглядит как показано на рис. 1.6. Не смещённый от ларморовской частоты сигнал соответствует оси ячейки, где угол φ равен нулю, а максимальный сдвиг частоты наблюдается от пристеночной области ячейки с углом отклонения \mathbf{n} от направления магнитного поля

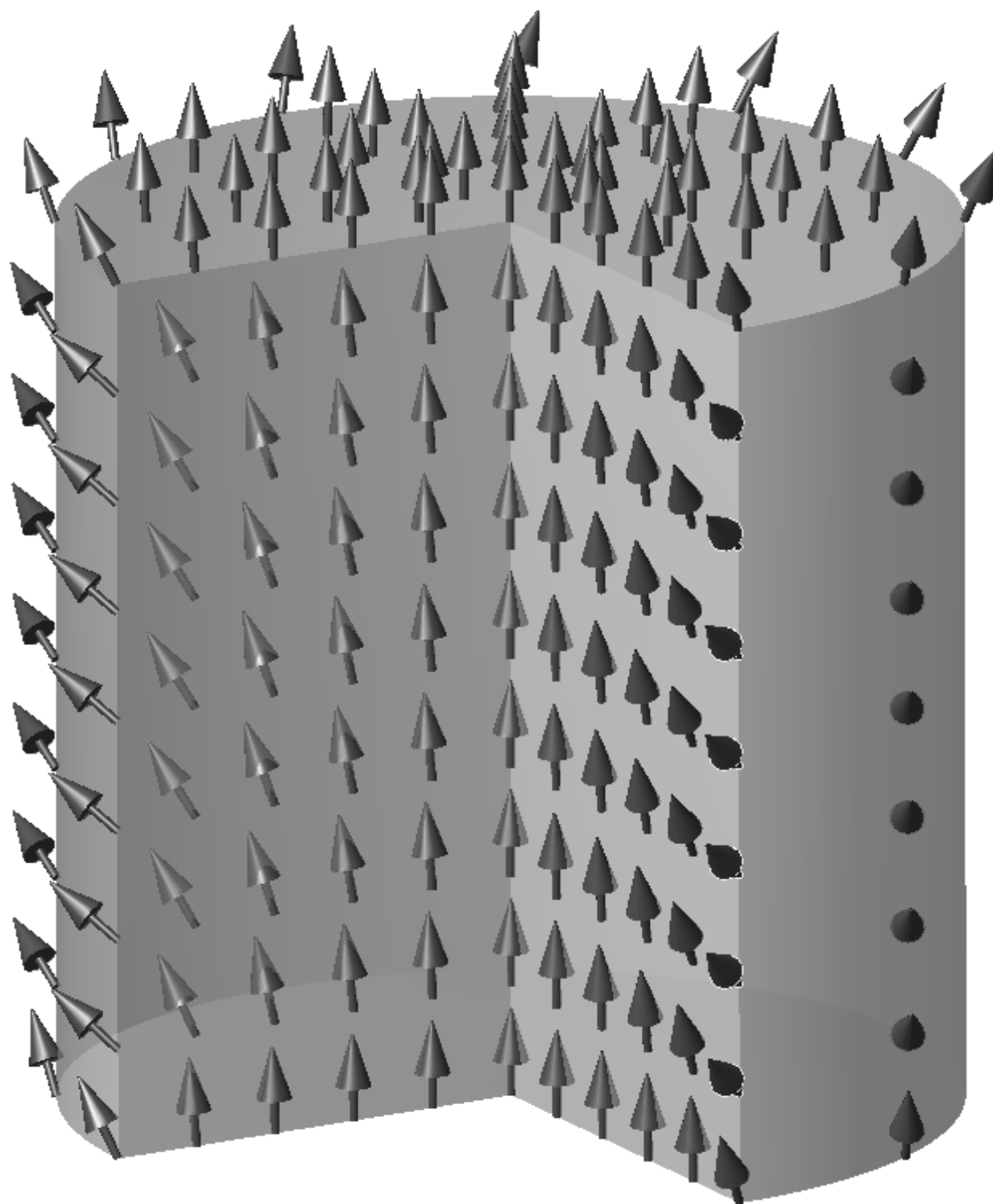


Рис. 1.5. Равновесная текстура вектора \mathbf{n} в цилиндрической ячейке с магнитным полем, направленным вдоль оси ячейки.

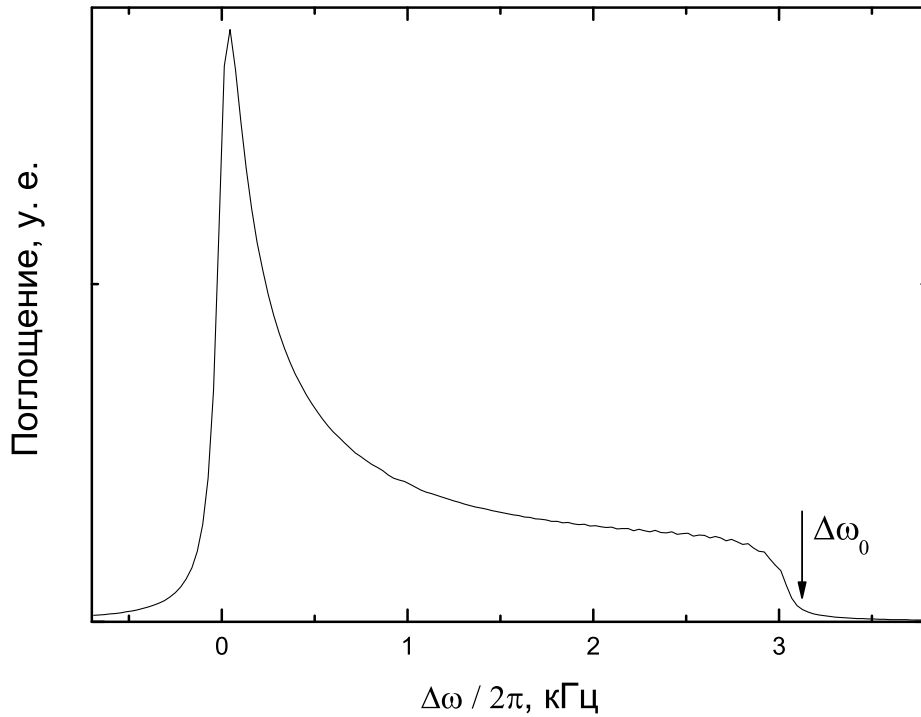


Рис. 1.6. Сигнал ЯМР от ячейки с $^3\text{He}-\text{В}$ с текстурой, изображённой на рис. 1.5 (численное моделирование). $\Delta\omega_0$ — максимальный сдвиг частоты для текстуры “flare-out”.

равным $\varphi \approx 63^\circ$ (при этом $\psi = 90^\circ$). Максимальный сдвиг равен

$$\Delta\omega_0 = \frac{2\Omega_{\text{В}}^2}{5\omega_{\text{L}}} . \quad (1.30)$$

Измеряя этот максимальный сдвиг, можно определить леггеттовскую частоту. В работе [17] леггеттовская частота была измерена таким способом в широком диапазоне температур и давлений. Результаты этих измерений часто используются для термометрии в ЯМР экспериментах с $^3\text{He}-\text{В}$.

Ещё один способ измерения леггеттовской частоты — возбуждение продольной моды колебаний (1.21). Но этот способ связан с определёнными экспериментальными трудностями, поскольку сигнал от этой моды гораздо слабее сигнала поперечного ЯМР. Кроме того, частота этой моды не зависит от величины магнитного поля, поэтому для измерений приходится изменять частоту РЧ накачки либо температуру образца при постоянной

частоте накачки. Интерпретация результатов, полученных таким образом, затруднена ещё и тем обстоятельством, что резонансная частота продольного ЯМР равна леггеттовской только если $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$.

1.7. Однородно прецессирующий домен

Описание ещё одного способа измерения леггеттовской частоты потребует рассмотреть однородно прецессирующий домен (ОПД). Такое название получила структура из двух магнитных доменов, заполняющих ячейку с ${}^3\text{He}-\text{V}$. В одном из доменов намагниченность отклонена на угол $\beta \gtrsim \theta_0 \approx 104^\circ$ и однородно и когерентно по объёму домена прецессирует вокруг направления \mathbf{H} , а в другом намагниченность не отличается от равновесной [20–22]. Такая структура оказывается устойчивой из-за возможности протекания сверхтекучих спиновых токов в ${}^3\text{He}-\text{V}$, которые стремятся сфазировать прецессию намагниченности. Благодаря наличию дипольного сдвига частоты, зависящего от угла отклонения намагниченности при $\beta > \theta_0$, намагниченность отклоняется так, что частота прецессии становится одинаковой по объёму домена несмотря на возможную неоднородность магнитного поля (при этом типичный разброс углов отклонения намагниченности в эксперименте не превышает 0.1°). ОПД можно получить как в экспериментах по импульсному ЯМР, так и в экспериментах по непрерывному ЯМР. Причём в последнем случае ОПД можно поддерживать бесконечно долго, поскольку магнитная диссипация компенсируется непрерывной радиочастотной накачкой (при этом обычно достаточно амплитуды РЧ-поля около 0.01 Э). Важно отметить, что при образовании ОПД текстура вектора \mathbf{n} разрушается: вектор \mathbf{n} однородно прецессирует с той же частотой, что и намагниченность, и отклонён на 90° , а θ становится равным углу отклонения намагниченности. В ОПД могут возникать несколько мод неоднород-

ных и однородных по пространству колебаний, частота одной из этих мод непосредственно зависит от леггеттовской частоты и может быть использована для её измерения. Этот метод измерения леггеттовской частоты обсуждается в конце следующего раздела.

1.8. Сверхтекучий ^3He в аэрогеле

В широком смысле термин «аэрогель» используется для обозначения дисперсных систем, состоящих из микропористых твёрдых веществ и газов. В наших экспериментах использовался аэрогель, представляющий собой сеть из хаотично соединённых между собой нитей. Эти нити состоят из связанных между собой частиц, состоящих из атомов SiO_2 . Диаметр частиц равен $D \simeq 30\text{-}50\text{ \AA}$. На рис. 1.7 представлен пример такого аэрогеля. Аэрогель получают путём желатинирования оксида кремния из раствора, и последующего удаления растворителя.

Мы использовали аэрогель с пористостью 98.2 % (плотностью 1.8 %),

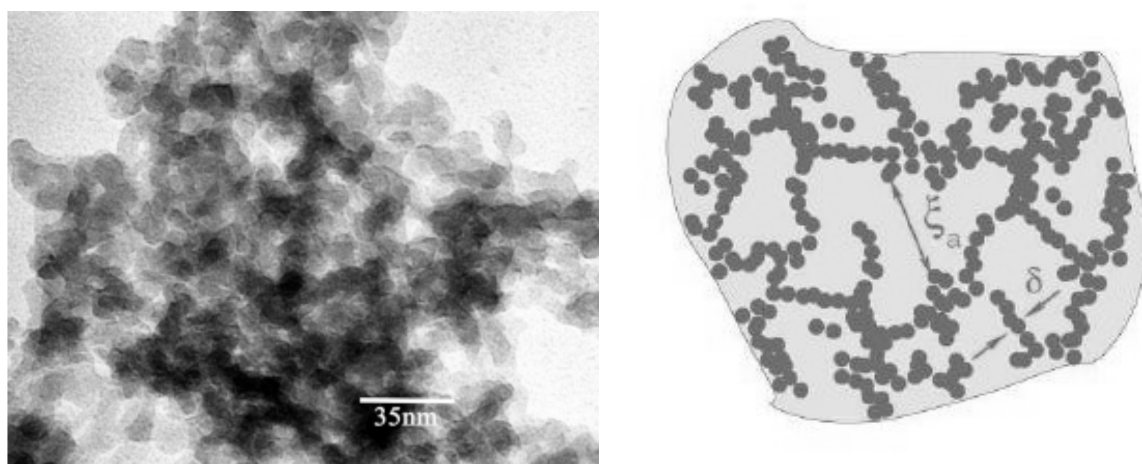


Рис. 1.7. Аэрогель. Фотография, сделанная электронным микроскопом (слева) и схематический рисунок из [23] (справа), $\delta \sim 30 - 50\text{ \AA}$ — характерный диаметр нитей аэрогеля, $\xi_a \simeq 500\text{ \AA}$ — среднее расстояние между нитями в аэрогеле.

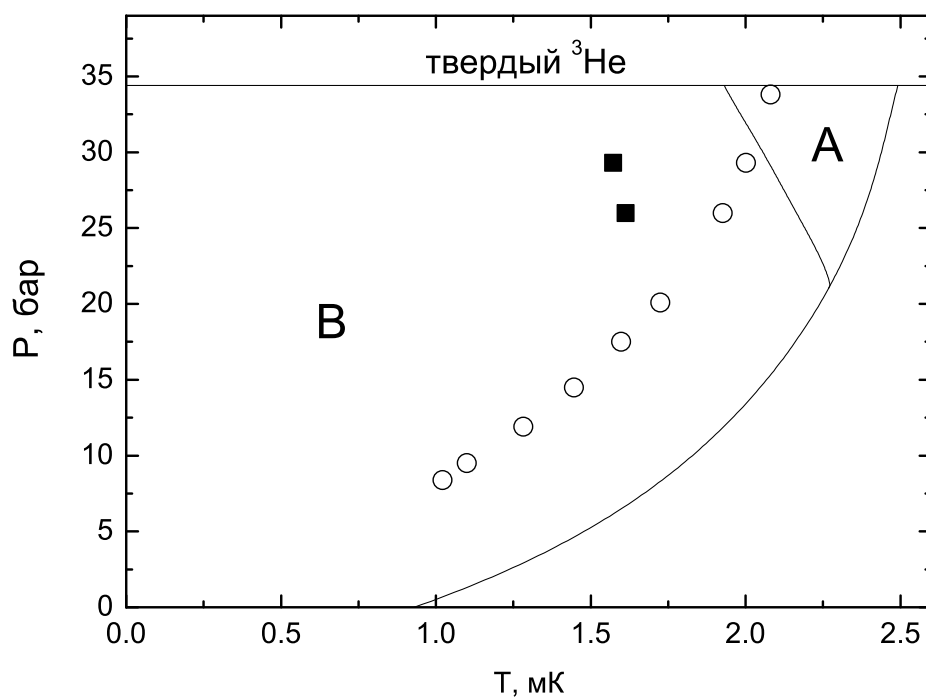


Рис. 1.8. Фазовая диаграмма чистого ^3He и ^3He в аэрогеле в слабых магнитных полях. ○ — T_{ca} , температура сверхтекучего перехода в ^3He в аэрогеле. ■ — $T_{A \rightarrow B}$, температура перехода из фазы А-типа в фазу В-типа в ^3He в аэрогеле при охлаждении. Для сравнения приведены линии фазовых переходов в чистом ^3He .

т. е. в наших образцах 1.8 % пространства было занято собственно нитями, а остальные 98.2 % были заполнены гелием. Такой аэрогель имеет плотность 37 мг/см^3 , а характерное среднее расстояние между нитями в нём $\xi_a \simeq 500 \text{ \AA}$.

На рис. 1.8 приведена фазовая диаграмма ^3He в аэрогеле с пористостью 98.2 %, полученная в наших экспериментах. Она с хорошей точностью воспроизводит фазовые диаграммы, полученные другими исследователями для образцов аэрогеля той же плотности [24, 25]. Как и следовало ожидать, температура сверхтекучего перехода в ^3He в аэрогеле T_{ca} уменьшается по сравнению с T_c . В слабых магнитных полях в ^3He в аэрогеле наблюдается две сверхтекучих фазы, как и в чистом ^3He (т. е. ^3He без при-

месей, далее ${}^3\text{He}$ без аэрогеля будет называться чистым). Их по аналогии с чистым ${}^3\text{He}$ назвали фазами А-типа и В-типа (или А-подобная и В-подобная фазы, в оригинале по-английски the A-like and the B-like phases). На рис. 1.8 показаны температуры $T_{\text{АВ}}$ фазового перехода из фазы А-типа в фазу В-типа при охлаждении. При нагреве из фазы В-типа фаза А-типа наблюдается только в очень узком диапазоне температур вблизи $T_{\text{св}}$. То есть в большом диапазоне температур фаза А-типа переохлаждена. В этом состоит одно из существенных отличий с фазовой диаграммой чистого ${}^3\text{He}$, где А-фаза является равновесной в широком диапазоне температур.

В работе [11] исследовалась магнитная восприимчивость, а в работе [12] исследовались свойства ЯМР фазы В-типа. Результаты этих исследований не оставляют сомнений, что фаза В-типа имеет тот же параметр порядка (1.7), что и В-фаза чистого ${}^3\text{He}$. Поэтому везде в дальнейшем фаза В-типа будет называться В-фазой ${}^3\text{He}$ в аэрогеле или просто В-фазой.

Вид параметра порядка в фазе А-типа на настоящий момент не установлен. Известно, что в этой фазе магнитная восприимчивость не зависит от температуры [11]. Это означает, что она относится к классу фаз, в которых квазичастицы в куперовской паре имеют одинаковые значения проекции спина (ESP), т. е. в этой фазе отсутствуют пары вида $|\uparrow\downarrow\rangle$ и $|\downarrow\uparrow\rangle$. Существует две теории [26, 27] и [28, 29], которые в некоторой степени могут объяснять свойства фазы А-типа.

1.8.1. Теории сверхтекучей фазы А-типа

В работах [26, 27] Г. Е. Воловик для объяснения свойств фазы А-типа предлагает теорию «сверхтекучего стекла» с параметром порядка А-фазы. Влияние примесей на параметр порядка в его теории сводится к эффекту Ларкина–Имри–Ма (А. И. Ларкин [30], Y. Imry, S. Ma [31]). Этот эф-

фект заключается в том, что даже слабое поле случайных неоднородностей может разрушить дальний порядок векторного параметра порядка с непрерывной симметрией. Параметр порядка А-фазы содержит два таких вектора: орбитальный вектор $\hat{\mathbf{l}}$ и спиновый вектор $\hat{\mathbf{d}}$. Поле неоднородностей (нити аэрогеля) непосредственно взаимодействует только с вектором $\hat{\mathbf{l}}$, который должен испытывать разупорядочение из-за эффекта Ларкина-Имри-Ма. Поскольку нити покрыты немагнитным ^4He (см. раздел 2.2), они не действуют напрямую на спиновый вектор $\hat{\mathbf{d}}$. Однако благодаря спин-орбитальному взаимодействию (1.14), беспорядок может также переноситься и на вектор $\hat{\mathbf{d}}$. Одним из параметров теории является характерная длина Имри-Ма L_0 , на которой ориентация вектора $\hat{\mathbf{l}}$ остаётся однородной. Она определяет размер доменов с однородной ориентацией $\hat{\mathbf{l}}$, на которые разобьётся объём ^3He -А под действием неоднородностей. Оценка даёт

$$L_0 \sim \xi_a \frac{\xi_0^2}{D^2} \gg \xi_a, \quad (1.31)$$

где ξ_a — среднее расстояние между нитями аэрогеля (около 500 \AA в нашем случае), ξ_0 — длина когерентности сверхтекучего ^3He ($200\text{--}800 \text{ \AA}$ в зависимости от давления), D — размер нитей аэрогеля ($30\text{--}50 \text{ \AA}$). В пределе слабого беспорядка, когда L_0 много больше дипольной длины ξ_D , ориентация $\hat{\mathbf{l}}$ и $\hat{\mathbf{d}}$ определяется в основном дипольным взаимодействием и свойства фазы А-типа мало отличаются от свойств А-фазы чистого ^3He . В случае же сильного беспорядка

$$L_0 \ll \xi_D \quad (1.32)$$

спин-орбитальное взаимодействие становится несущественным, т. е. векторы $\hat{\mathbf{l}}$ и $\hat{\mathbf{d}}$ ориентируются независимо друг от друга. В пределе $L_0^2/\xi_D^2 \rightarrow 0$ сдвиг частоты поперечного ЯМР и частота продольного резонанса (1.23) обращаются в ноль. Отличие малого параметра $L_0^2/\xi_D^2 \ll 1$ от нуля в теории Г. Е. Воловика определяет частоты продольного и поперечного резонансов.

В работе [28] И. А. Фомин формулирует критерий устойчивости сверхтекучих фаз ${}^3\text{He}$ к разупорядочивающему действию нитей аэрогеля, при выполнении которого добавка к свободной энергии в присутствии примесей в первом приближении равна нулю. Параметр порядка В-фазы удовлетворяет этому критерию, а параметр порядка А-фазы — нет. В качестве возможного параметра порядка фазы А-типа автор рассматривает параметр порядка фазы “robust”, который удовлетворяет критерию устойчивости. Свободная энергия сверхтекучего ${}^3\text{He}$ с таким параметром порядка согласно оценке немного больше, чем в ${}^3\text{He}$ -А, но с добавлением примесей свободная энергия ${}^3\text{He}$ -А увеличивается за счёт сильных неоднородностей параметра порядка. Поэтому в ${}^3\text{He}$ в аэрогеле фаза “robust” может оказаться энергетически выгоднее А-фазы в состоянии Ларкина-Имри-Ма. Параметр порядка $\mathcal{A}_{\mu j}^R$ фазы “robust” определяется соотношением [28]

$$\mathcal{A}_{\mu j}^R = \Delta e^{i\Phi} \left[\hat{d}_\mu (\hat{m}_j + i\hat{n}_j) + \hat{e}_\mu \hat{l}_j \right]. \quad (1.33)$$

Здесь $\hat{\mathbf{l}}$, $\hat{\mathbf{m}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ — ортогональная тройка векторов в орбитальном (импульсном) пространстве. Как обычно, латинские индексы относятся к орбитальным степеням свободы, а греческие — к спиновым. Пара ортогональных спиновых векторов $\hat{\mathbf{d}}$ и $\hat{\mathbf{e}}$ дополняется до тройки вектором $\hat{\mathbf{f}} = \hat{\mathbf{d}} \times \hat{\mathbf{e}}$. Для этого параметра порядка выводится вид дипольного взаимодействия и соотношения, описывающие свойства ЯМР.

В главе 5 описаны предсказываемые обеими теориями свойства ЯМР и проводится интерпретация наших экспериментальных результатов в рамках этих теорий.

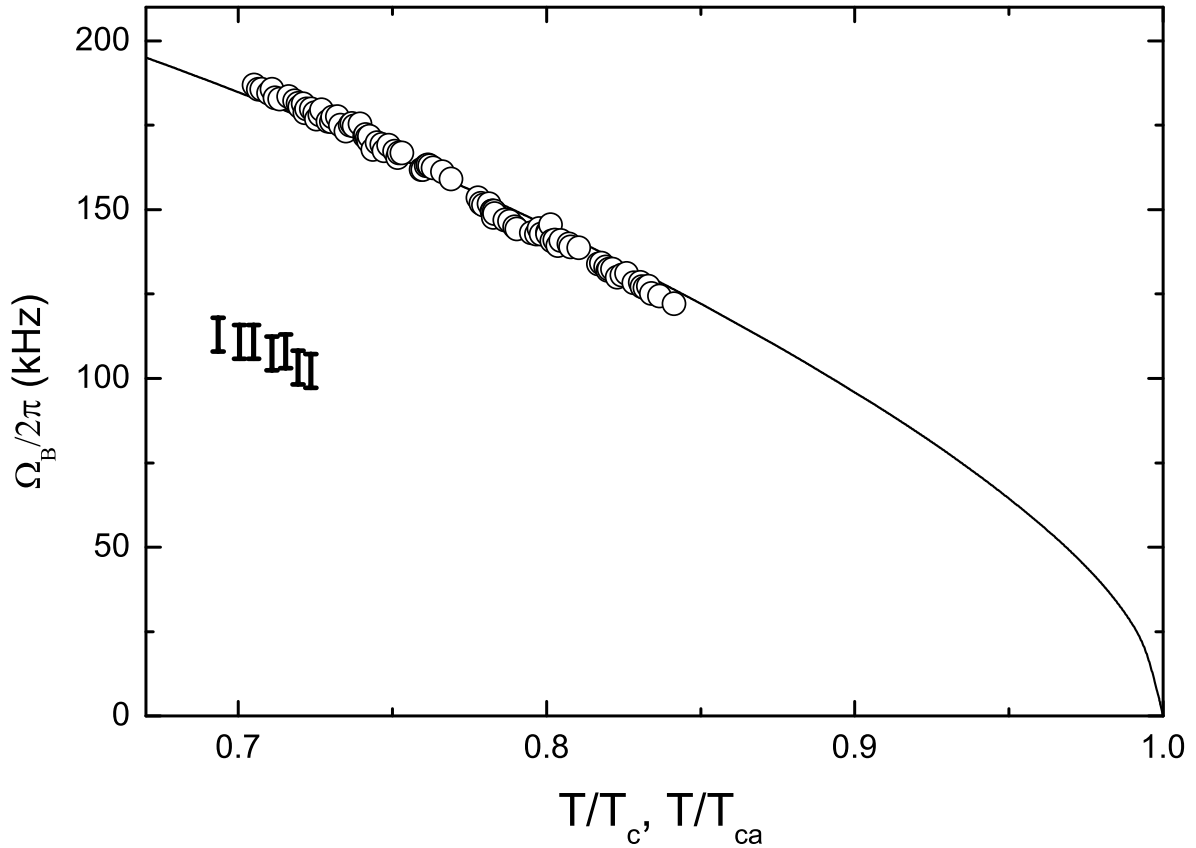


Рис. 1.9. Зависимости леггеттовской частоты в чистом $^3\text{He-V}$ (незакрашенные кружки) и $^3\text{He-V}$ в аэрогеле (вертикальные отрезки) от температуры (в единицах T/T_c и T/T_{ca} соответственно) измеренные с помощью пространственно однородных колебаний ОПД [32]. $P=19.5$ бар, $N=285$ Э. Сплошной кривой показаны интерполированные к давлению 19.5 бар результаты измерений леггеттовской частоты в чистом ^3He из работы [17].

1.8.2. Измерение леггеттовской частоты в аэрогеле с помощью колебаний ОПД

Кроме способов, описанных в разделе 1.6, существует метод измерения леггеттовской частоты с помощью ОПД. Он заключается в возбуждении и измерении частоты одной из пространственно однородных мод колебаний однородно прецессирующего домена.

Частота этой моды колебаний зависит от леггеттовской частоты и величин, которые можно независимо измерить. Она равна [33]

$$\Omega_{\text{osc}}^2 = \frac{4}{\sqrt{15}} \frac{H_{\text{rf}}}{H} \Omega_{\text{B}}^2 \left(1 + \frac{8\Omega_{\text{B}}^2}{3\omega_{\text{L}}^2} \right)^{-1}. \quad (1.34)$$

Эта мода колебаний соответствует осцилляциям вектора намагниченности на фоне прецессии в ОПД. В системе координат, вращающейся с частотой прецессии домена, намагниченность совершает малые крутильные колебания возле положения равновесия в плоскости, перпендикулярной направлению оси прецессии. Возбуждение этой моды и измерение её частоты не представляет серьёзной экспериментальной трудности.

В [32] было проверено, что такой способ работает в чистом $^3\text{He}-\text{V}$, и этим же способом была измерена леггеттовская частота в $^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле $\Omega_{\text{ва}}$ при давлении 19.5 бар. Результаты этих измерений показаны на рис. 1.9. Такой способ не применим для измерения леггеттовской частоты в $^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле при более высоких температурах, поскольку при температурах $T \gtrsim 0.75 T_{\text{ca}}$ ОПД в аэрогеле оказался нестабилен.

Глава 2

Экспериментальная установка

2.1. Условия эксперимента

Измерения проводились при температурах от 0.8 до 2.5 мК, давлениях от 8.4 до 34.0 бар и в магнитных полях от 140 до 330 Э (соответствующие ларморовские частоты от 450 до 1070 кГц).

2.2. Образцы аэрогеля

Все образцы аэрогеля изготовил для нас доктор Норберт Малдерс (Norbert Mulders) из Делавэрского университета, США (University of Delaware, Newark, DE, USA). Они имели пористость 98.2 % и фазовые диаграммы (см. рис. 1.8) во всех образцах аэрогеля практически совпадали.

Перед началом экспериментов в экспериментальную камеру при температуре около 1 К напускался ^4He в количестве, достаточном для покрытия всех поверхностей камеры двумя-тремя атомными слоями. Если этого не делать, то в эксперименте наблюдается дополнительный сигнал на ларморовской частоте, величина которого растёт с понижением температуры. Этот сигнал связан с ^3He , который локализуется на поверхности нитей аэрогеля в количестве двух атомных слоёв. Намагниченность локализованного ^3He подчиняется закону Кюри-Вейсса. Поскольку площадь поверхности аэрогеля велика (около 25 м^2 на 1 см^3 в нашем случае), то при низких температурах намагниченность локализованного ^3He превышает намагниченность жидкости, что сильно затрудняет интерпретацию результатов ЯМР. Энергия адсорбции ^4He больше, чем у ^3He , поэтому ^4He покрывает поверхность нитей, и локализованные слои ^3He не образуются.

2.3. Криостат ядерного размагничивания

Все экспериментальные результаты, представленные в диссертации, получены на криостате ядерного размагничивания в ИФП им. П. Л. Капицы. Он представляет собой стандартную комбинацию рефрижератора растворения ^3He - ^4He [34], служащего ступенью предварительного охлаждения, и ступени ядерного размагничивания, состоящей из медных пластин [35] (между пластинами проложены фторопластовые прокладки, чтобы уменьшить разогрев из-за токов Фуко, возникающих при размагничивании). На рис. 2.1 приведена фотография криостата со снятой экспериментальной камерой. Для получения сверхнизких температур, необходимых для исследований, ступень ядерного размагничивания (поз. 5 на рис. 2.1) охлаждается в магнитном поле соленоида размагничивания (среднеквадратичное значение поля в области ступени ядерного размагничивания составляет 60 кЭ при токе в соленоиде 160 А) до температур 14÷16 мК. После намагничивания ступени на это требуется 1-2 суток. Затем ступень термически изолируется от рефрижератора растворения. Для этого размыкается сверхпроводящий тепловой ключ. Он находится внутри соленоида теплового ключа (поз. 2) и представляет собой две свинцовые пластины, припаянные к камере растворения (поз. 1) и к медному хладопроводу (поз. 3), идущему к ступени ядерного размагничивания. Если пренебречь неадиабатическими эффектами, то температура ступени прямо пропорциональна магнитному полю. Уменьшая ток соленоида размагничивания, можно достичь температур, существенно меньших, чем стартовая температура ступени. Размагничивание занимает около 6 часов. В зависимости от величины паразитных теплопритоков и типа эксперимента один цикл размагничивания даёт возможность проводить исследования при сверхнизких температурах в течение 3-7 дней.

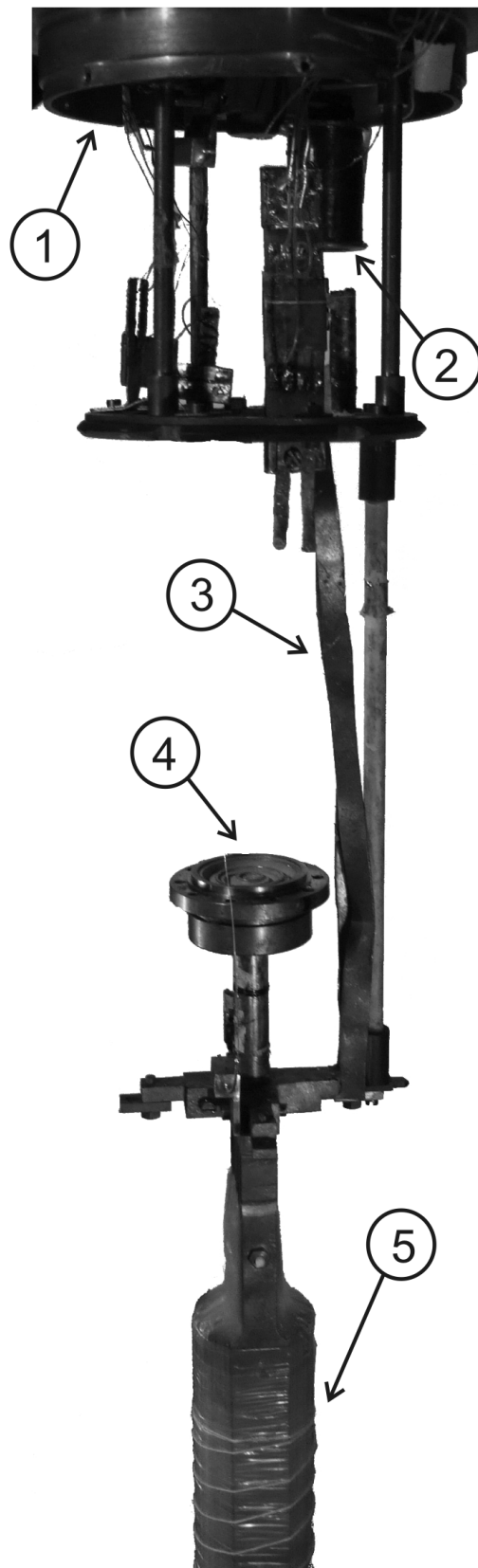


Рис. 2.1. Криостат ядерного размагничивания. Цифрами обозначены: 1 – камера растворения, 2 – соленоид теплового ключа, 3 – хладопровод, 4 – теплообменник, 5 – ступень ядерного размагничивания.

2.4. Экспериментальные ячейки

Экспериментальная камера (рис. 2.2) крепится с помощью индиевого уплотнения к ступени ядерного размагничивания. В верхней части ступени имеется теплообменник Е (поз. 4 на рис. 2.1) с напечённым серебряным порошком с размером частиц $\sim 1000 \text{ \AA}$, который обеспечивает тепловой контакт между ступенью и жидким гелием. Расчётная площадь поверхности теплообменника составляет около 40 м^2 . Такая большая площадь необходима из-за теплового сопротивления Капицы на границе между ступенью и жидким гелием. Гелий заполняет экспериментальный объём через капилляр, припаянный к медному фланцу. В верхнюю часть фланца вклеена цилиндрическая камера, изготовленная из эпоксидной смолы Stycast 1266 фирмы Emerson & Cuming. В камере находится вибрирующая проволочка W из сверхпроводящего сплава NbTi, служащая термометром. В магнитном поле под действием переменного тока и собственной упругости проволочка колеблется, добротность этих колебаний зависит от вязкости окружающего гелия. На основе зависимости вязкости ^3He от температуры и построена термометрия [36]. Также в камере находится нагреватель Н из манганиновой проволоки, с помощью которого оказалось удобным изменять температуру в экспериментальных ячейках: нагревателем можно относительно быстро (характерное время 5–10 мин, мощность 2–30 нВт) 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. В этом случае не меняется также рассеянное поле соленоида размагничивания, что важно для экспериментов по ЯМР.

Основная камера, содержащая термометр и нагреватель, соединяется

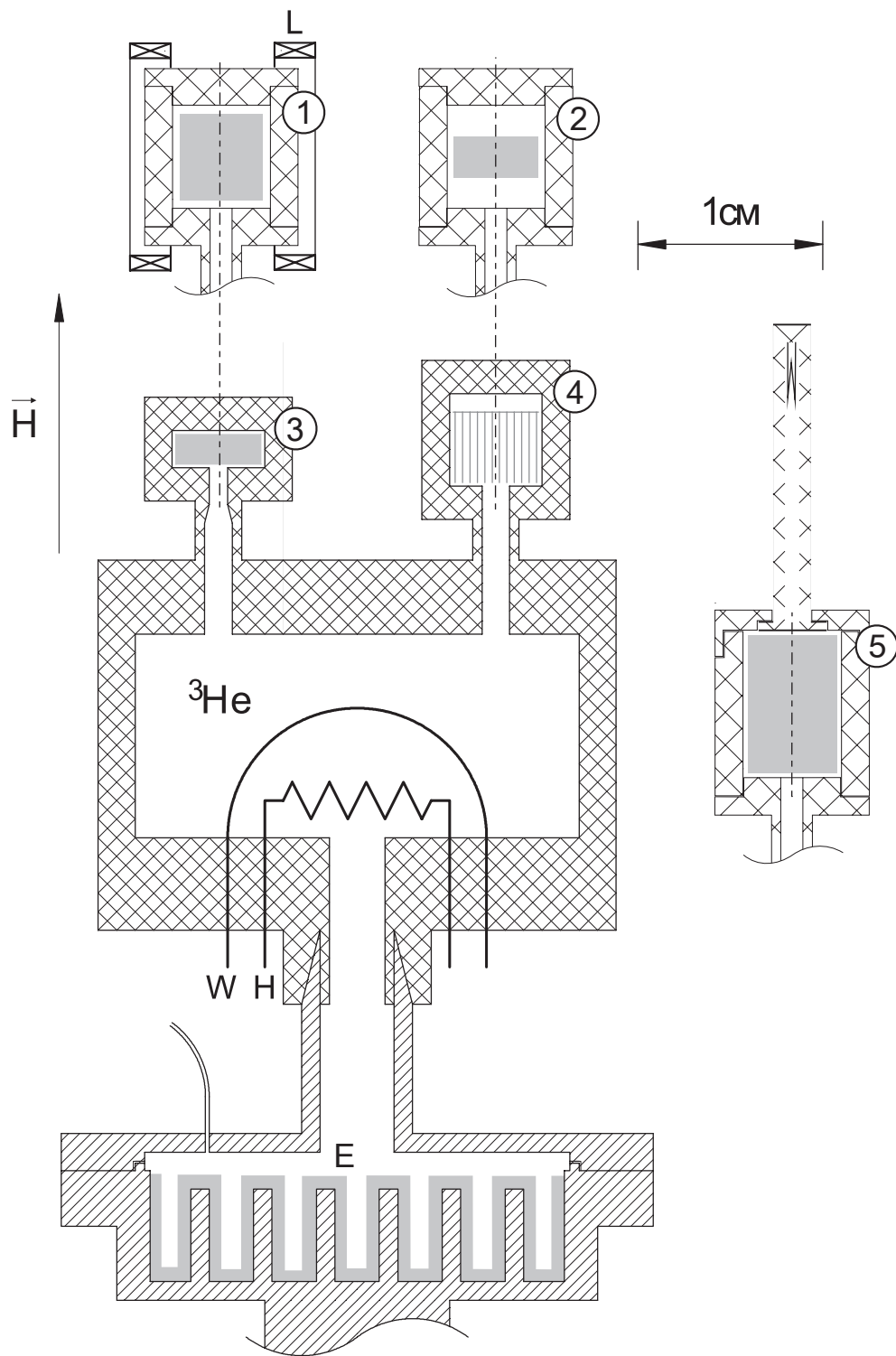


Рис. 2.2. Схематический вид экспериментальной камеры. Пояснения в тексте.

с экспериментальными ячейками узкими (~ 1 мм) каналами. Ячейки также изготовлены из эпоксидной смолы Stycast 1266. Для измерений, описанных в главе 3, использовались ячейки 1 и 2, а также вклеенная позднее вместо них ячейка 3 с рис. 2.2. Ячейка 4 использовалась для калибровки термометра по значению леггеттовской частоты в чистом ^3He . Для измерений, описанных в главе 5, использовалась ячейка 5, которая была приклеена к основной камере позднее (вместо ячеек 3 и 4).

В ячейках 1 и 2 находились образцы аэрогеля из одной серии. Образец в ячейке 1 имел форму цилиндра высотой 5.3 мм и диаметром 5 мм. С помощью небольших бумажных прокладок между стенками ячейки и поверхностью аэрогеля был оставлен зазор величиной около 0.15 мм. Ячейку окружала катушка L, состоявшая из двух прямоугольных секций по 30 витков в каждой и намотанная из медного провода диаметром 0.06 мм. В ячейке 2 образец имел форму диска высотой 2.4 мм и диаметром 5 мм. Он располагался в середине цилиндрической ячейки высотой 5.6 мм, зазор между поверхностью образца аэрогеля и боковыми стенками ячейки также составлял 0.15 мм. Ячейку окружала катушка из двух прямоугольных секций, намотанных из сверхпроводящего кабеля фирмы Niomax из сплава Nb и Ti в матрице из сплава меди и никеля с внешним диаметром 0.07 мм. В каждой секции было по 20 витков. Все радиочастотные (РЧ) катушки, о которых идёт речь в диссертации, не касались ячеек и были приклеены к стойкам, которые не имели хорошего теплового контакта со ступенью ядерного размагничивания. Для избежания перегрева из-за выделяющегося тепла, катушки имели хороший тепловой контакт с камерой растворения. Характерная расчётная однородность поперечного радиочастотного поля, создаваемого катушками в объёме образца аэрогеля, составляла около 10 %.

Образец аэрогеля в ячейке 3 имел форму диска диаметром 5 мм и высотой 1.5 мм. Зазор между стенками ячейки и поверхностью аэрогеля со-

ставлял около 0.15 мм. Ячейку окружала катушка, состоявшая из двух прямоугольных секций (не показана на рисунке). Катушка была намотана из медной проволоки диаметром 0.06 мм, каждая из секций состояла из 70 витков.

Внутри ячейки 4 имелась конструкция, состоявшая из нескольких пластин, параллельных оси ячейки. Благодаря этому в ячейке 4 сигнал ЯМР имел пик, соответствующий отклонению вектора \mathbf{n} на угол $\approx 63^\circ$ (см. раздел 1.6). Величина сдвига этого пика использовалась для калибровки термометра на основе данных о леггеттовской частоте в чистом ^3He из работы [17].

В ячейке 5 находился цилиндрический образец аэрогеля диаметром 4 мм и высотой 6 мм. Зазор между его поверхностью и стенками ячейки был около 0.07 мм. Ячейку окружали продольная и поперечная катушки (не показаны на рисунке), намотанные из того же сверхпроводящего провода, что и катушка вокруг ячейки 2. Продольная катушка представляла собой соосный с ячейкой соленоид и была намотана из 360 витков. Её индуктивность составляла около 0.5 мГн. Поперечная катушка была приклеена снаружи к продольной катушке. Она состояла из двух седловидных секций, в каждой из которых было по 30 витков. Также в верхней части этой ячейки имелся манганиновый нагреватель, соединённый с объёмом ячейки через длинный канал. Канал был сделан длинным, чтобы расстояние от продольной катушки до нагревателя было достаточно большим, и добротность катушки не сильно уменьшалась из-за токов Фуко, возникающих в нагревателе.

2.5. Спектрометры ЯМР

Эксперименты, описанные в диссертации, были выполнены методами непрерывного, продольного, и импульсного ЯМР.

Рассеянное поле основного соленоида размагничивания в области экспериментальной ячейки компенсировали специальные катушки, включенные последовательно с ним. Магнитное поле, необходимое для ЯМР экспериментов, создавалось отдельным соленоидом с однородностью поля $\frac{\delta H}{H} \sim 10^{-5}$ в области размером ≈ 2 см. Для компенсации остаточных градиентов магнитного поля использовались дополнительные градиентные катушки. Ток в этих катушках подбирался таким образом, чтобы линия ЯМР в нормальной фазе ^3He была наиболее узкой. Ток через ЯМР-соленоид создавался источником тока с внешним управлением VL-2 (Instruments for Technology, Espoo, Finland). Прохождение линии непрерывного ЯМР осуществлялось путём развертки поля при фиксированной частоте радиочастотной накачки. Ток источника контролировался управляющим напряжением с компьютера (для этого использовались цифро-аналоговые преобразователи компьютерной платы Data Translation с магазином сопротивлений в качестве делителя напряжений).

В измерениях раздела 4 для создания постоянного поля, перпендикулярного основному полю, использовались сверхпроводящие седловидные катушки, приклеенные снаружи вакуумной рубашки криостата ядерного размагничивания.

2.5.1. Спектрометр для поперечного непрерывного ЯМР

Для непрерывного поперечного ЯМР использовалась схема спектрометра, представленная на рис. 2.3. Генератор сигналов произвольной формы HP33120A (на рисунке обозначен G1) соединяется через трансформатор, отвязывающий схему от земли, и разделительные конденсаторы C1 (их ёмкости составляли около 1 пФ и они обеспечивали работу генератора в режиме источника тока) с резонансным LC-контуром. Путём подбора кон-

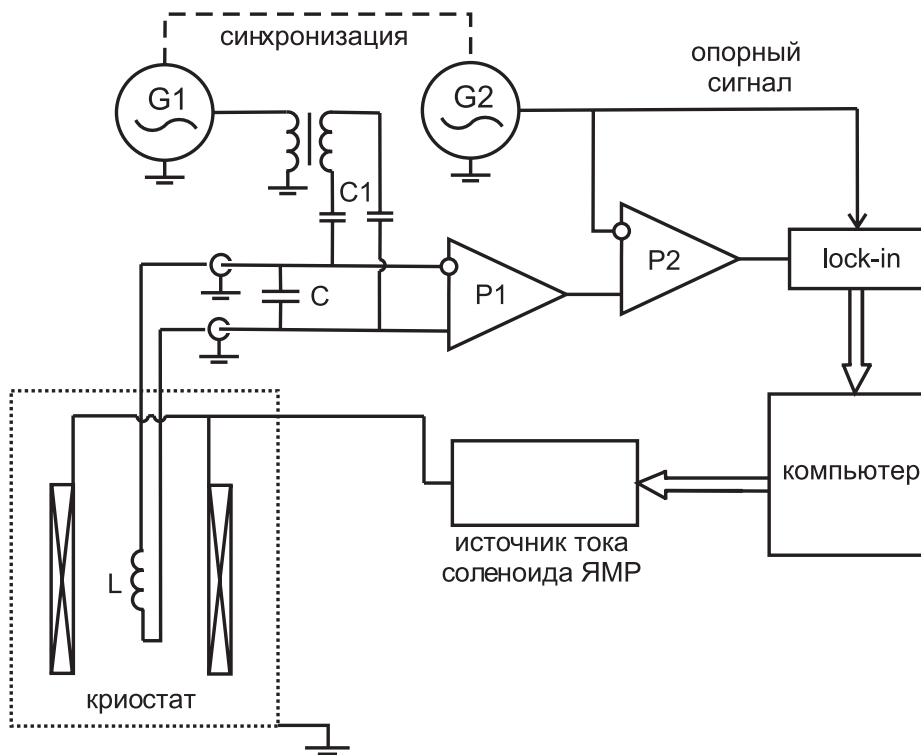


Рис. 2.3. Спектрометр для непрерывного ЯМР.

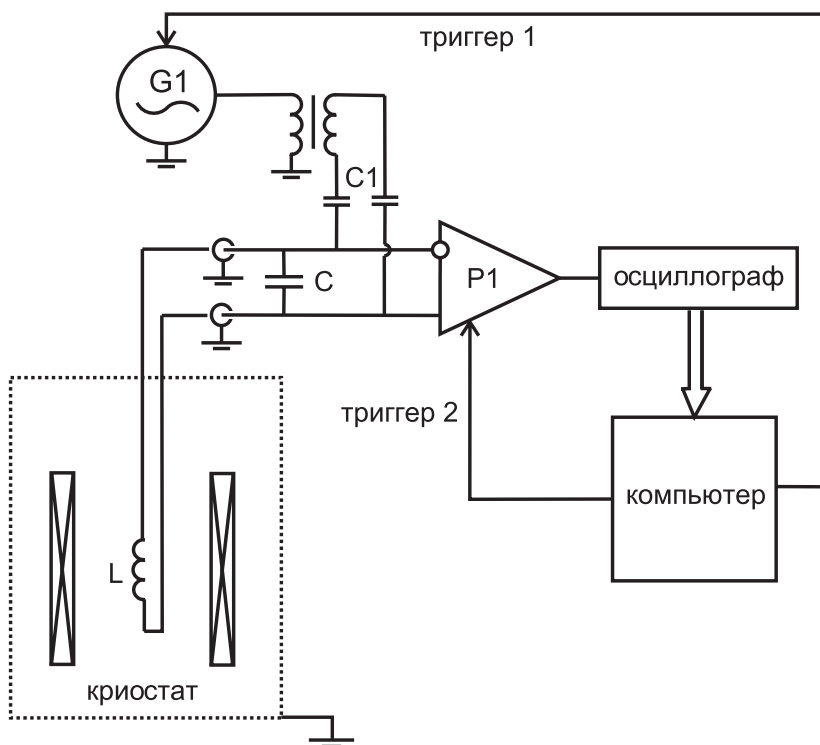


Рис. 2.4. Спектрометр для импульсного ЯМР.

денсатора C контур настраивается на резонансную частоту, соответствующую ларморовской частоте ^3He в данном магнитном поле. Генератор $G1$ создаёт на катушке напряжение синусоидальной формы с фиксированной частотой, равной резонансной частоте контура. РЧ поле, возникающее внутри поперечной катушки, отклоняет намагниченность в образце на небольшой угол (обычно несколько десятых градуса), при этом типичная амплитуда РЧ-поля составляет несколько тысячных эрстеда. Прецессируя, магнитный момент образца наводит дополнительное напряжение в катушке. Напряжение на контуре усиливается дифференциальным предусилителем $P1$ (SR560 фирмы Stanford Research Systems) и подаётся на один из входов такого же предусилителя $P2$. На другой вход этого предусилителя подаётся напряжение с генератора $G2$. Частота этого напряжения равна частоте генератора $G1$, равенство частот генераторов достигается дополнительной синхронизацией между генераторами. 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 ^3He , компенсируется на выходе $P2$. Сигнал с предусилителя $P2$ подаётся на фазочувствительный синхронный усилитель (lock-in amplifier) SR844 фирмы Stanford Research Systems. Усилитель выделяет сигналы в фазе и в квадратуре с опорным сигналом от одного из генераторов. Зависимость обоих компонент сигнала от тока, текущего через соленоид ЯМР, записывается на компьютер через интерфейс GPIB. Используя эти зависимости, можно выделить сигналы поглощения и дисперсии (в фазе и в квадратуре с РЧ-полем в катушке соответственно).

2.5.2. Спектрометр для продольного ЯМР

Метод продольного ЯМР использовался для исследований ^3He в аэрогеле в ячейке 5. Продольный резонанс в ^3He в аэрогеле не наблюдался до данной работы — ни величина, ни частота сигнала не были известны заранее — поэтому выбор схемы для продольного ЯМР имел важное значение. Результаты предыдущих экспериментов по определению сдвига частоты в поперечном ЯМР в фазе А-типа позволили оценить предполагаемую частоту продольного резонанса, исходя из теорий, описанных в разделе 1.8.1. Обе рассмотренные теории дают значение около 15 кГц в районе перехода в В-фазу. Поскольку частота довольно низкая, ожидалось, что сигнал продольного ЯМР будет мал. Это обусловило выбор холодного резонансного контура в пользу высокой добротности и в ущерб возможности изменять частоту контура без отогрева. Схема спектрометра для продольного ЯМР отличается от схемы для поперечного резонанса лишь тем, что конденсатор С в ней находится внутри криостата (имеет тепловой контакт с камерой испарения криостата растворения). В наших экспериментах использовались два параллельно соединённых конденсатора марки ФТ-3 с фторопластовым диэлектриком общей ёмкостью ≈ 0.5 мкФ. Конденсаторы имели довольно большую ёмкость (а следовательно и размеры: ≈ 5 см в высоту и ≈ 2 см в диаметре). Их ёмкость выбиралась так, чтобы она значительно превосходила входную ёмкость предусилителя и ёмкость коаксиальных проводов, идущих к предусилителю (в сумме ≈ 100 пФ). Со сверхпроводящей продольной катушкой конденсаторы соединялись сверхпроводящими проводами. Добротность контура была 2300 при резонансной частоте 9593 Гц, тогда как характерное значение добротности контура для поперечного резонанса составляет 50–100 при резонансных частотах в несколько сотен килогерц. Ещё одно отличие схемы продольного ЯМР — использование

низкочастотного усилителя SR830 вместо высокочастотного SR844. Поскольку резонансная частота контура оставалась постоянной, а продольный резонанс не зависит от величины магнитного поля (см. формулу 1.21), в экспериментах исследовалась зависимость продольного резонанса в ^3He от температуры.

2.5.3. Спектрометр для импульсного ЯМР

В схеме спектрометра для импульсного ЯМР (рис. 2.4) генератор G1 по команде с компьютера (триггер 1) подаёт на поперечные катушки РЧ импульс резонансной частоты, отклоняющий намагниченность на большие углы (обычно использовались импульсы длительностью до 200 периодов). Для защиты от перегрузки, на время подачи импульса входы дифференциального предусилителя P1 отсоединяются при помощи реле, управляемого от компьютера триггерным сигналом с платы Data Translation (триггер 2). После отклонения РЧ импульсом сигнал от образца ^3He с резонансного контура усиливается предусилителем P1 и записывается цифровым осциллографом TDS1012 фирмы Tektronix. С осциллографа сигнал индукции передаётся на компьютер через интерфейс GPIB.

Схема процедуры обработки сигнала, полученного с осциллографа, представлена на рис. 2.5. Частота и амплитуда сигнала определялись с помощью экстраполяции начального участка этих зависимостей к моменту времени, соответствующему концу подачи РЧ-импульса.

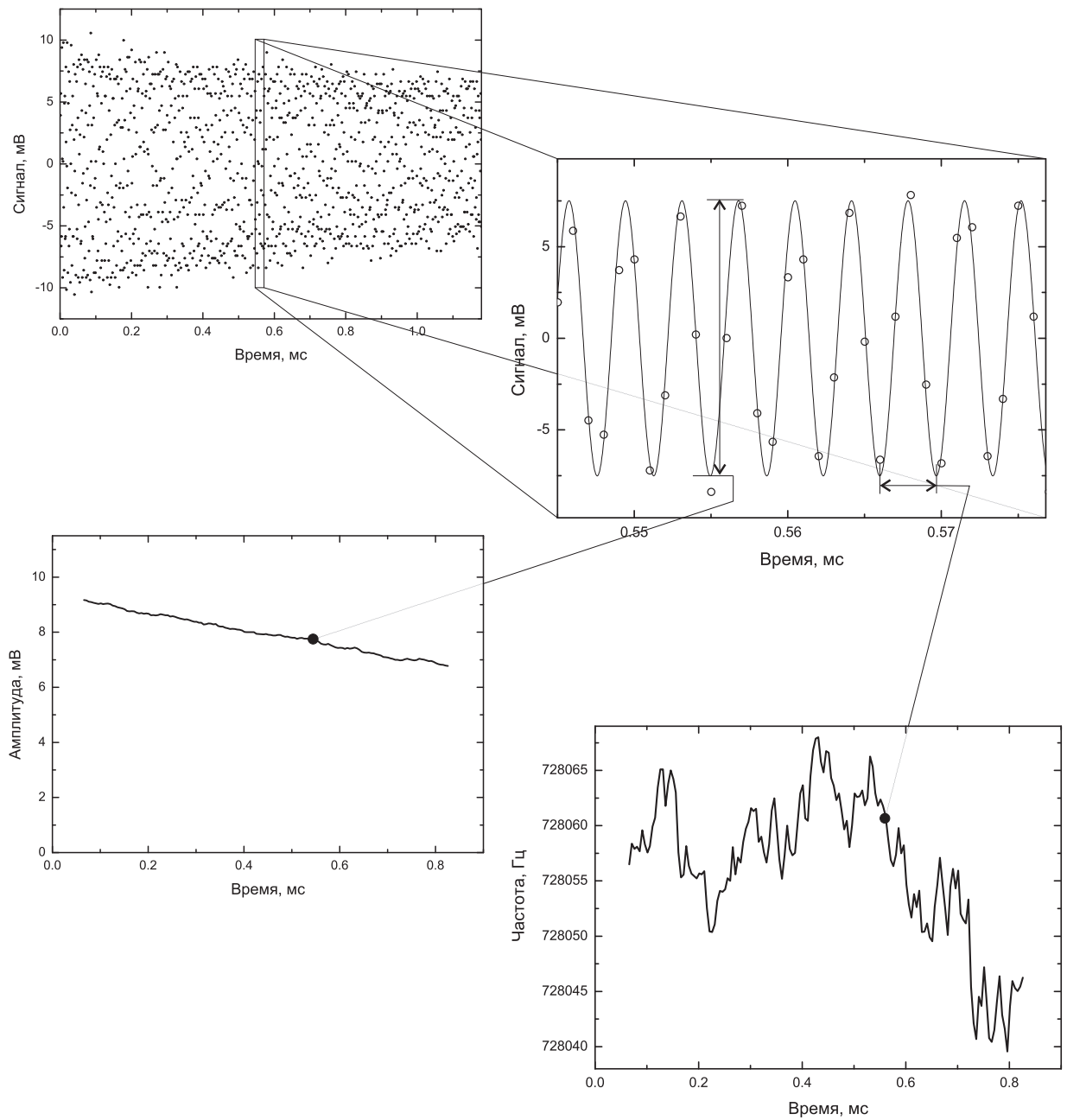


Рис. 2.5. Обработка сигнала свободной индукции, записанного с осциллографа. Время отсчитывается от конца подачи возбуждающего импульса. Сигнал кусочно подгоняется синусоидой. Моменту времени в середине каждого из отрезков сигнала ставятся в соответствие точки на зависимостях частоты и амплитуды сигнала от времени.

Глава 3

Измерение леггеттовской частоты

в В-фазе ^3He в аэрогеле

Провести измерения леггеттовской частоты в ^3He –В в аэрогеле таким же способом, как это было сделано в [17] для чистого ^3He (см. раздел 1.6) не удаётся, поскольку формы линий ЯМР не имеют такой же прозрачной интерпретации как в чистом ^3He –В.

На рис. 3.1 приведены линии ЯМР от образцов в ячейках 1 и 2 при одинаковых условиях. В ячейке 2 значительная часть сигнала связана с чистым ^3He , но пики “b” и “c” связаны с сигналом от ^3He в аэрогеле, поскольку при увеличении температуры их сдвиг уменьшается и исчезает в $T=T_{ca}$. Пик “a” не сдвинут от ларморовского значения и (по крайней мере частично) связан с чистым ^3He –В. Форма линии ЯМР от образца в ячейке 1 качественно выглядит так же, как ожидаемая линия от ^3He –В в ячейке той же геометрии. Но максимальный сдвиг частоты, наблюдаемый в ячейке 2, намного больше, чем максимальный сдвиг в ячейке 1 при тех же условиях. Следовательно можно заключить, что по крайней мере для ячейки 1 максимальный сдвиг линии не соответствует (1.30). Кроме того, главный пик сигнала в ячейке 1 сдвинут от ларморовской частоты на величину около 100 Гц (при указанных температуре и давлении). Линии в ячейке 3 (рис. 3.2) имеют форму, не похожую на сигналы в ячейках 1 и 2, в ней сигнал на ларморовской частоте также практически отсутствует.

Вышесказанное означает, что текстура параметра порядка в ^3He –В в аэрогеле отличается от текстуры, ожидаемой для этой геометрии в чистом ^3He –В, и применять без изменений способ, описанный в разделе 1.6, для измерения леггеттовской частоты в ^3He –В в аэрогеле нельзя.

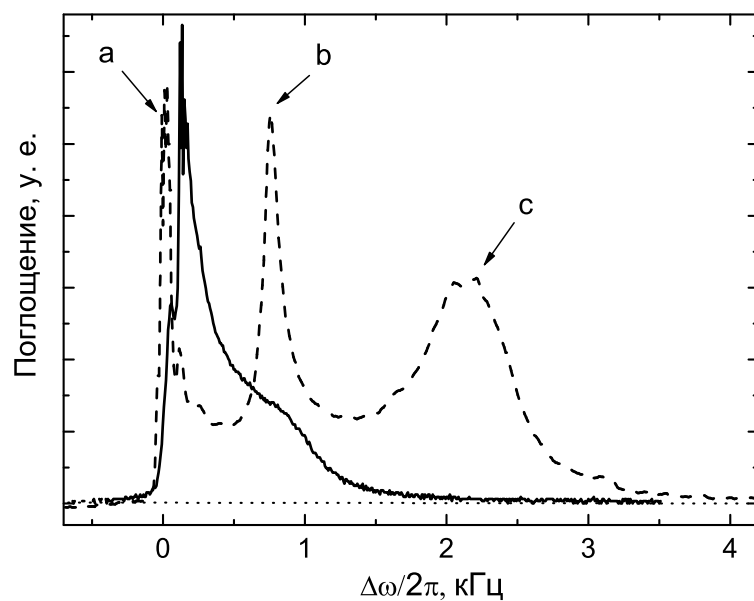


Рис. 3.1. Формы сигналов поглощения от образцов в ячейке 1 (сплошная линия) и в ячейке 2 (штриховая линия), полученных в одинаковых условиях. $P=25.5$ бар, $N=284$ Э, $T=0.748 T_{ca}$.

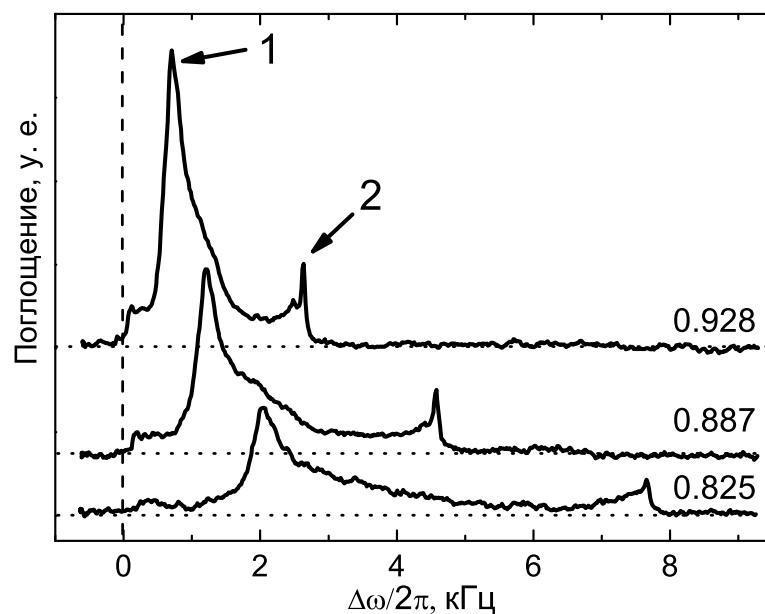


Рис. 3.2. Формы сигналов поглощения от образца в ячейке 3, полученные при разных температурах. Нулевые уровни сигналов показаны пунктирной линией. Температуры в T/T_{ca} указаны возле соответствующих линий. $P=25.5$ бар, $N=532$ Э.

3.1. Измерение $\Omega_{\text{Ва}}$ методом непрерывного ЯМР

Измерения леггеттовской частоты с помощью колебаний ОПД ([32], рис. 3.3) позволяют определить сдвиги частот, которым соответствуют пики 1 и 2 на рис. 3.2. Оказалось, что пик 2 сдвинут от ларморовского значения на величину $\Omega_{\text{В}}^2/2\omega_{\text{L}}$, т. е. максимально возможную величину дипольного сдвига (1.20). Это означает, что пик 2 соответствует текстурному дефекту с углом отклонения вектора \mathbf{n} от направления магнитного поля на величину $\varphi = 90^\circ$. Такой дефект наблюдался и в чистом $^3\text{He}-\text{В}$, например в работе [17]. Ещё одним указанием на то, что пику 2 соответствует текстурный дефект, является наблюдавшийся вблизи $T_{\text{са}}$ текстурный переход. На рис. 3.4 показано, что пик 2 исчезает при медленном отогреве вблизи температуры сверхтекучего перехода в аэрогеле: дефект отжигался и при последующем охлаждении не появлялся вновь. Это связано с тем, что хотя текстура с дефектом энергетически невыгодна, переход в более выгодное состояние связан с преодолением энергетического барьера. Величина барьера определяется энергиями (1.24), (1.25), (1.26), которые по-разному убывают с повышением температуры. Возможно также, что вблизи $T_{\text{са}}$ влияние окружающего образец чистого ^3He становится решающим, и это делает переход возможным. При исчезновении дефекта положение пика 1 оставалось прежним. Пика 1 соответствовала область образца аэрогеля, в которой \mathbf{n} был отклонён на угол $\varphi \approx 31^\circ$. Кроме того, пик 2 возникал не при каждом охлаждении через $T_{\text{са}}$. В этих случаях линия ЯМР совпадала по форме с линией от состояния с отождённым дефектом. Возникновение дефекта может быть связано с одновременным переходом ^3He в сверхтекучее состояние в объёме образца.

Тот факт, что пику 2 соответствует максимальная величина сдвига частоты ЯМР, позволил нам измерить леггеттовскую частоту в $^3\text{He}-\text{В}$ в аэро-

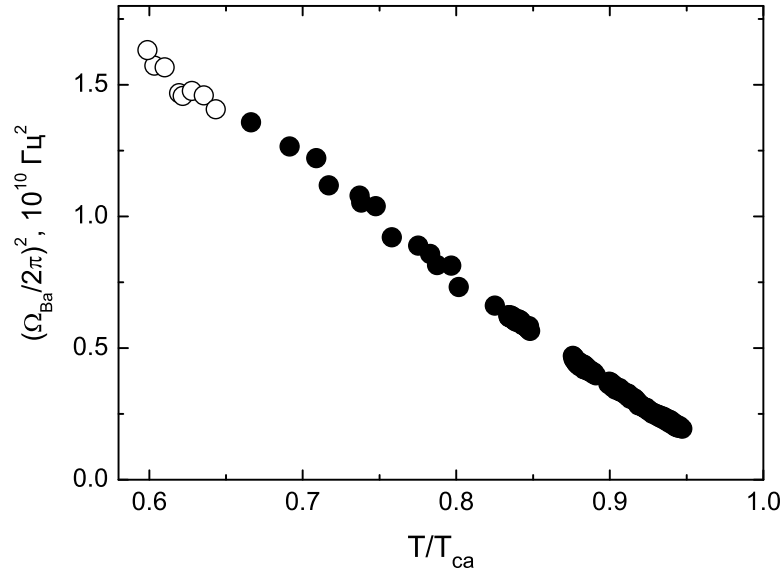


Рис. 3.3. Леггеттовская частота в $^3\text{He}-\text{В}$ в аэрогеле, измеренная с помощью колебаний ОПД [32] (\circ) и с помощью поперечного непрерывного ЯМР (\bullet) в предположении, что пику 2 на рис. 3.2 соответствует $\varphi = 90^\circ$. $P=25.5$ бар, $N=284$ Э для измерений с помощью ОПД и $N=532$ Э для измерений с помощью непрерывного ЯМР. $T_{ca}=0.805 T_c$

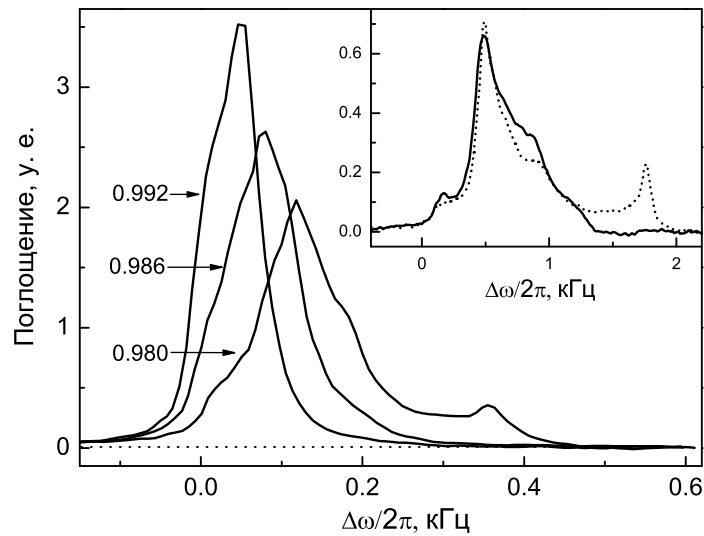


Рис. 3.4. Линии ЯМР, записанные вблизи T_{ca} при медленном отогреве. Температуры, выраженные через T/T_{ca} , указаны возле соответствующих линий. $P=17.5$ бар, $N=142$ Э. Текстурный переход происходил при температуре $0.980 < T/T_{ca} < 0.986$. На врезке представлены линии ЯМР от текстур с дефектом (штриховая линия) и без дефекта (сплошная линия). $T=0.946 T_{ca}$, $P=17.5$ бар, $N=142$ Э.

геле при более высоких температурах. Результаты этих измерений приведены на рис. 3.3.

Текстурный дефект наблюдался в ячейке 3 также и при других давлениях. Это позволило провести измерения леггеттовской частоты в $^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле в широком диапазоне температур и давлений. Кроме возможности измерять $\Omega_{\text{ва}}$ в большей области на фазовой диаграмме, этот способ намного проще, чем измерения с помощью колебаний ОПД. На рис. 3.5 представлены результаты этих измерений. Зависимость $\Omega_{\text{ва}}$ от давления и температуры обладает теми же чертами, что и зависимость $\Omega_{\text{в}}$ в чистом ^3He (см. рис. 1.4): квадрат леггеттовской частоты приближённо пропорционален $(1 - T/T_{\text{са}})$, а коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом давления.

3.2. Закономерности, связанные с леггеттовской частотой

На рис. 3.6 представлена зависимость $\Omega_{\text{ва}}$ от $\Omega_{\text{в}}$ для образца в ячейке 3. Отличительной особенностью этой зависимости является то, что $\Omega_{\text{ва}}$ обращается в ноль при одном и том же значении $\Omega_{\text{в}}$. Это означает, что линия сверхтекучих переходов в ^3He в аэрогеле совпадает с некоторой изолинией

$$\Omega_{\text{в}}(P, T) = \Omega_{\text{в}}^{\text{с}}, \quad (3.1)$$

вдоль которой леггеттовская частота в чистом ^3He остаётся постоянной. Константа $\Omega_{\text{в}}^{\text{с}}$ определяется только свойствами аэрогеля. Эта эмпирическая зависимость выполняется и для аэрогелей других плотностей (см. рис. 3.7). Данные о фазовой диаграмме для аэрогеля с пористостью 99.3% взяты из работы [37], а для аэрогеля с пористостью 97.5% — из работ [38–40]. Таким образом, зная температуру сверхтекучего перехода в каком-либо об-

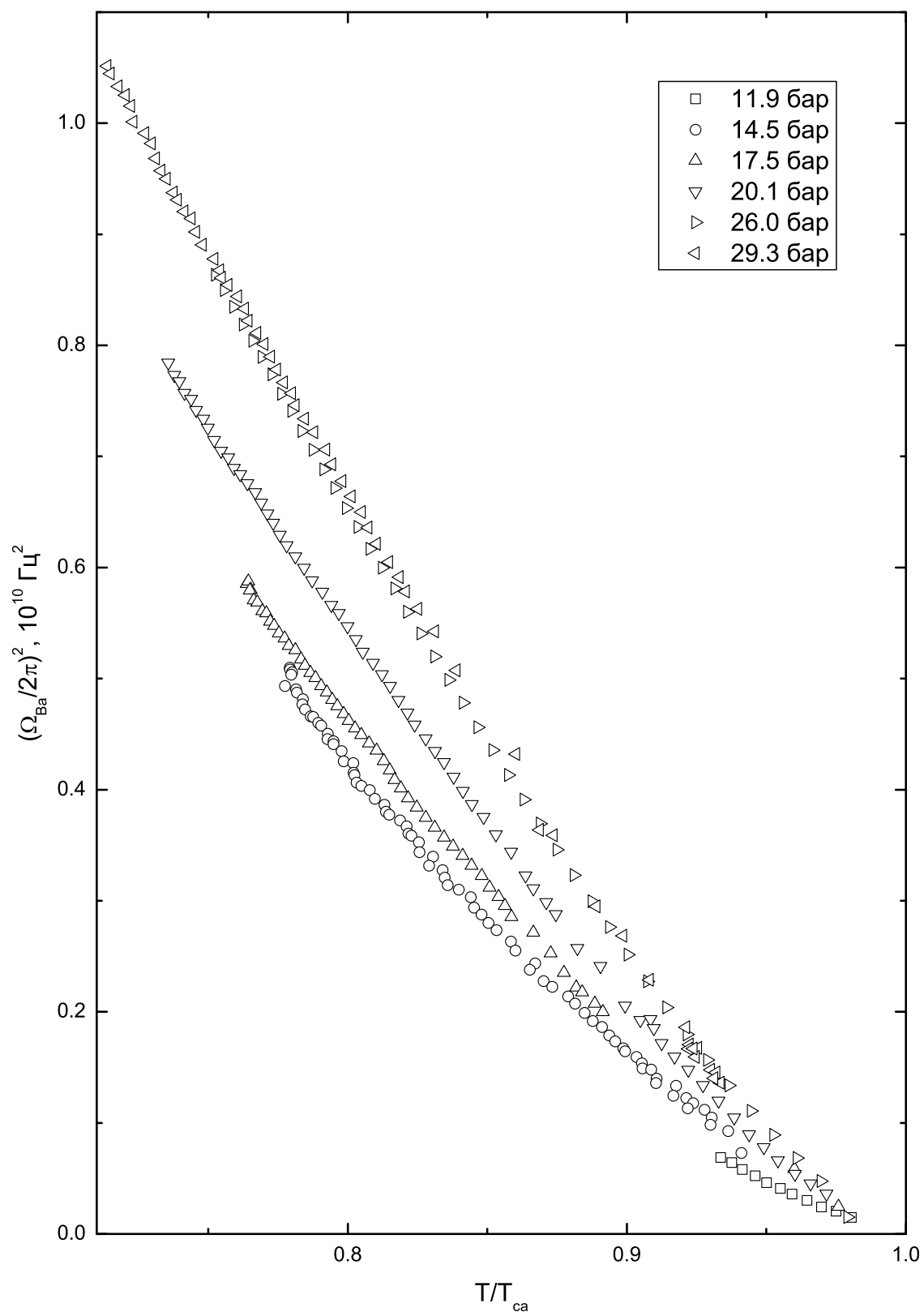


Рис. 3.5. Зависимость леггеттовской частоты в $^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле от температуры при разных давлениях.

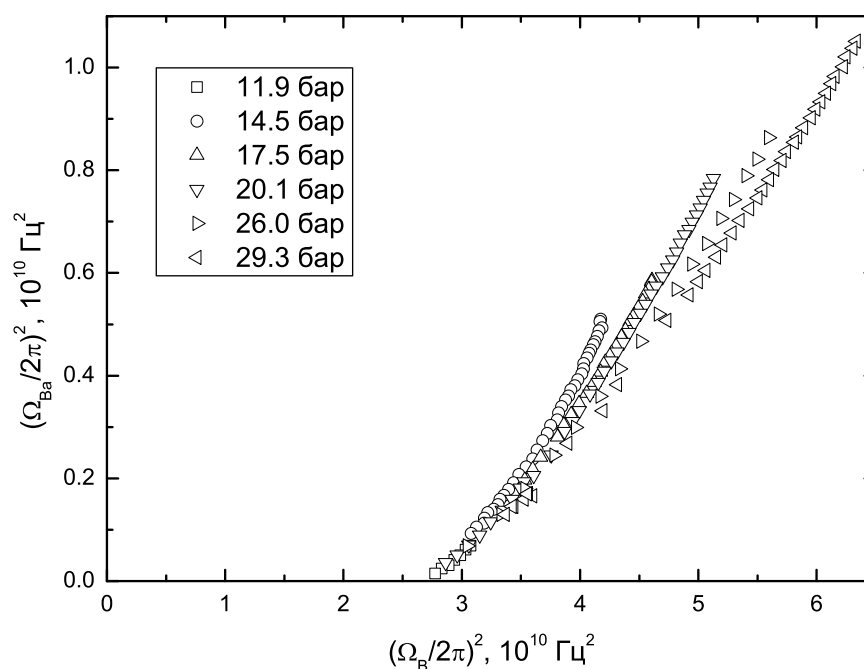


Рис. 3.6. Зависимость леггеттовской частоты в $^3\text{He}\text{--V}$ в аэрогеле от леггеттовской частоты в чистом ^3He при одинаковых условиях.

разце ^3He в аэрогеле при одном давлении, можно полностью восстановить линию фазовых переходов в этом образце. Более того, значение леггеттовской частоты в чистом ^3He на линии фазовых сверхтекучих переходов в ^3He в аэрогеле (величина Ω_V^c из (3.1)), оказывается прямо пропорциональным плотности аэрогеля. Коэффициент пропорциональности равен 90 кГц на 1 % плотности аэрогеля (рис. 3.8). Это даёт возможность оценить максимальную плотность аэрогеля, при которой ещё будет наблюдаться сверхтекучесть. Максимальное значение, которое принимает $\Omega_V/2\pi$ (вблизи кривой плавления при низких температурах) составляет около 315 кГц. Тогда сверхтекучесть не будет наблюдаться в аэрогелях с плотностью больше, чем 3.5%. Действительно, в аэрогеле с пористостью 95% сверхтекучесть не наблюдалась вплоть до температур 0.5 мК [41]. Указанная эмпирическая зависимость температуры сверхтекучего перехода ^3He в аэрогеле не находит пока теоретического объяснения.

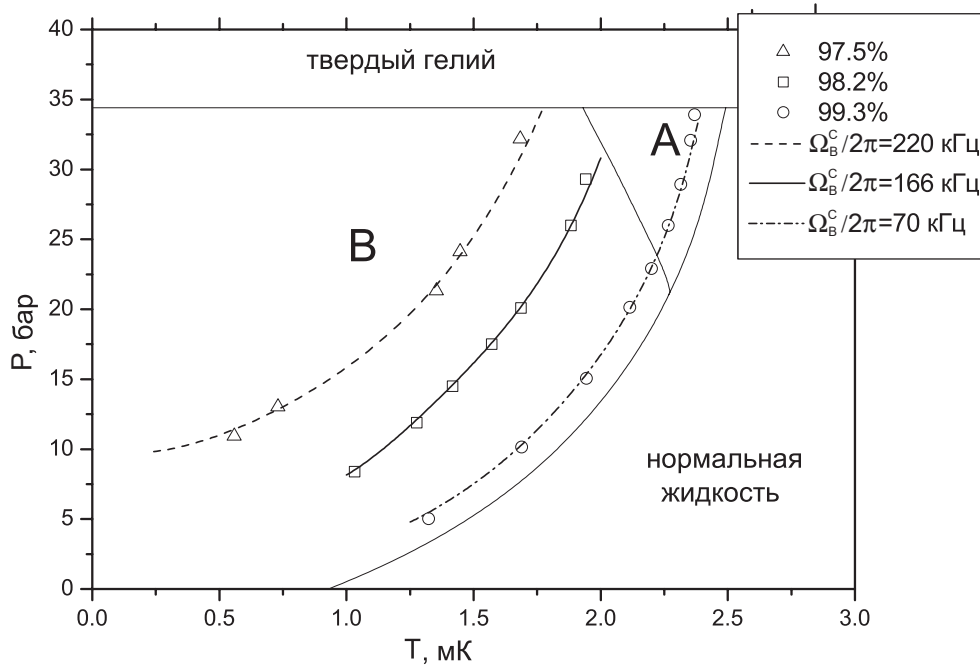


Рис. 3.7. Фазовая диаграмма для ^3He в аэрогеле различной плотности. Вдоль проведённых линий леггеттовская частота в чистом ^3He —В не меняется. Линия в области А-фазы чистого ^3He получена экстраполяцией Ω_B из низких температур.

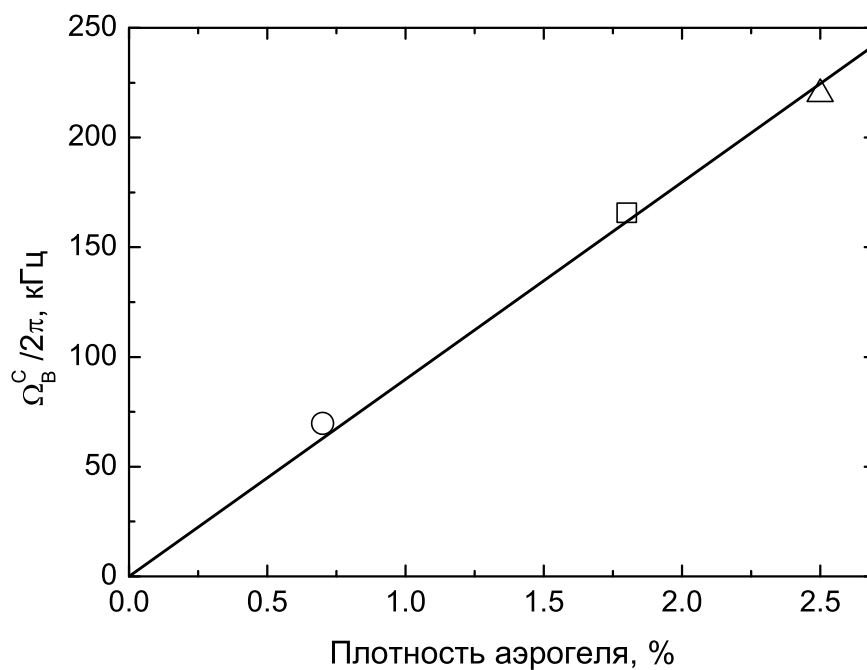


Рис. 3.8. Леггеттовская частота в чистом ^3He —В на линии фазовых сверхтекучих переходов в ^3He в аэрогеле для аэрогелей разной плотности. Условные обозначения те же, что и на рис. 3.7.

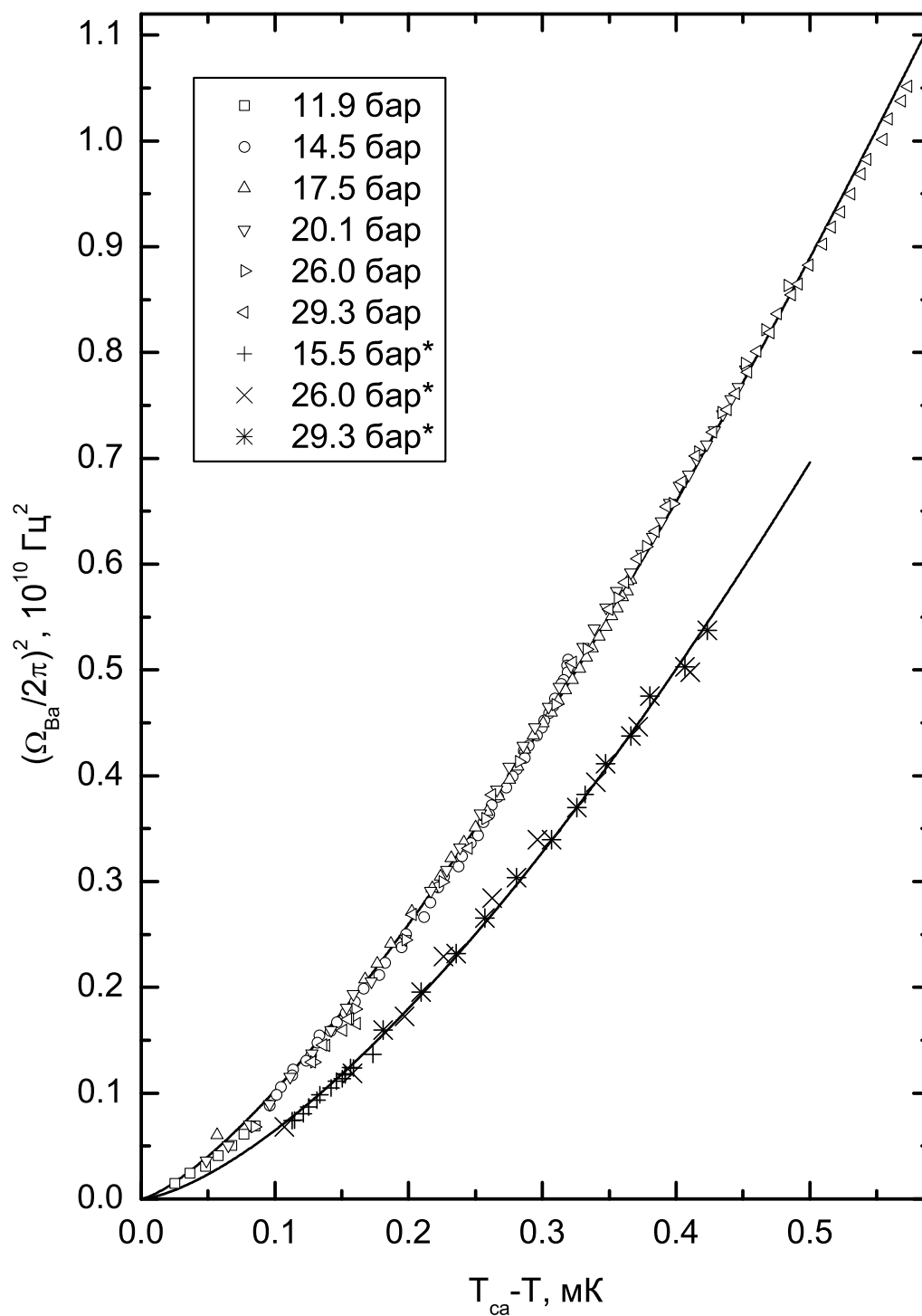


Рис. 3.9. Зависимость леггеттовской частоты в $^3\text{He-B}$ в аэрогеле от $(T_{ca}-T)$. T_{ca} соответствует давлениям, при которых были получены температурные зависимости. Зависимость имеет степенной характер $\Omega_{Ba}^2 \propto (T_{ca}-T)^\alpha$, $\alpha \approx 1.34$. Звёздочками на врезке помечены зависимости, измеренные в ячейке 5 ($\alpha \approx 1.47$).

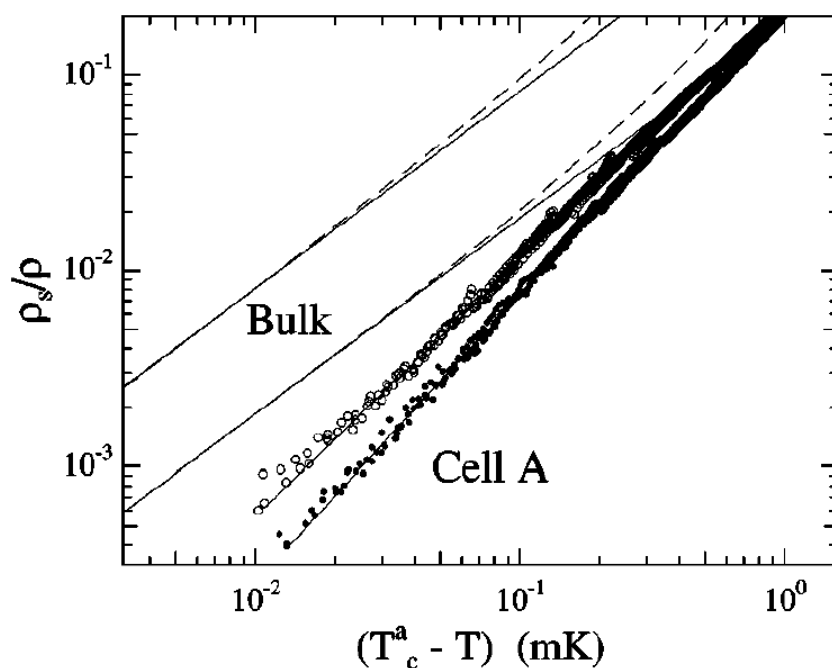


Рис. 3.10. Зависимость плотности сверхтекучей компоненты в ^3He в аэрогеле от $(T_{ca}-T)$ для разных давлений из работы [42]. \circ — давления от 3.4 до 15.0 бар, \bullet — давления от 20.2 до 29.0 бар (после отогрева аэрогеля до комнатной температуры). T_{ca} соответствует давлениям, при которых были получены температурные зависимости. Значения α равны 1.46 и 1.35 соответственно.

На рис. 3.9 построена зависимость леггеттовской частоты от $(T_{ca}-T)$. Звёздочками на врезке к этому рисунку помечены зависимости, измеренные в ячейке 5. Остальные зависимости получены в ячейке 3. Хотя температуры переходов в образце ячейки 5 те же, что и в ячейке 3, в ячейке 5 при той же номинальной плотности аэрогеля мы получили несколько меньшие значения для леггеттовской частоты, чем в ячейке 3. Несмотря на это, зависимости леггеттовской частоты от температуры, построенные в координатах $(T_{ca}-T)$, обладают универсальным поведением (не отличаются друг от друга для разных давлений в одном и том же образце). Подобное поведение не наблюдается для чистого $^3\text{He}-\text{V}$ и на настоящий момент не находит объяснений. Подобное универсальное поведение наблюдалось группой из

Корнелльского университета (г. Итака, шт. Нью-Йорк, США) в экспериментах по измерению плотности сверхтекучей компоненты ρ_s при разных давлениях и температурах. На рис. 3.10 приведена зависимость ρ_s/ρ , взятая из работы [42]. Точки, лежащие на нижней универсальной зависимости, были получены после отогрева образца аэрогеля до комнатной температуры [43]. При этом критические температуры для ^3He в аэрогеле после отогрева не изменились. Зависимости обеих величин удовлетворяют степенному закону $\Omega_{\text{ва}}^2 \propto (T_{\text{ca}} - T)^\alpha$ с несильно отличающимися степенными показателями (см. подписи к рис. 3.9 и 3.10).

Возможно, эмпирические зависимости, приведённые в этом разделе, дадут почву для развития теории, которая объясняла бы подавление сверхтекучести в ^3He примесями, используя меньшее число подгоночных параметров, чем существующая модель неоднородного изотропного рассеяния (Inhomogeneous isotropic scattering model, IISM) [44, 45].

3.3. Продольный резонанс в $^3\text{He}-\text{В}$ в аэрогеле

Измерения методом продольного ЯМР проводились в ячейке 5. Частота продольного резонанса не зависит от величины внешнего магнитного поля, а изменять резонансную частоту контура в спектрометре для непрерывного ЯМР во время эксперимента было невозможно без существенного ухудшения добротности (см. подраздел 2.5.2). Поэтому эксперименты по продольному ЯМР проводились следующим образом. На контур подавалась радиочастотная накачка с резонансной частотой контура. При этом характерная амплитуда РЧ поля в продольной катушке составляла 0.02–0.1 Э. Сигналы с выхода фазочувствительного усилителя и с термометра записывались на компьютер, и изменялась мощность, диссипируемая нагревателем, находившимся в ячейке. Результаты такого эксперимен-

та представлены на рис. 3.11. Сигнал продольного ЯМР наблюдался довольно близко к T_{ca} . Это связано с тем, что резонансная частота контура была довольно мала (9593 Гц), а параметры контура с продольной катушкой было невозможно изменить без отогрева криостата. Такая частота была выбрана для исследования в основном фазы А-типа (см. главу 5). Стоит отметить, что при увеличении температуры выше T_{ca} наблюдался небольшой сигнал продольного резонанса в чистом ^3He , заполнявшем зазоры между аэрогелем и стенками ячейки, при температуре близкой к T_c .

Резонансная частота продольного ЯМР в ^3He –В также зависит от ориентации вектора \mathbf{n} (см. формулу (1.21)), и вообще говоря, из положения максимума на рис. 3.11 нельзя прямо определить $\Omega_{ва}$. При температуре $T \gtrsim 0.96T_{ca}$ линия поперечного ЯМР становится довольно узкой, и особен-

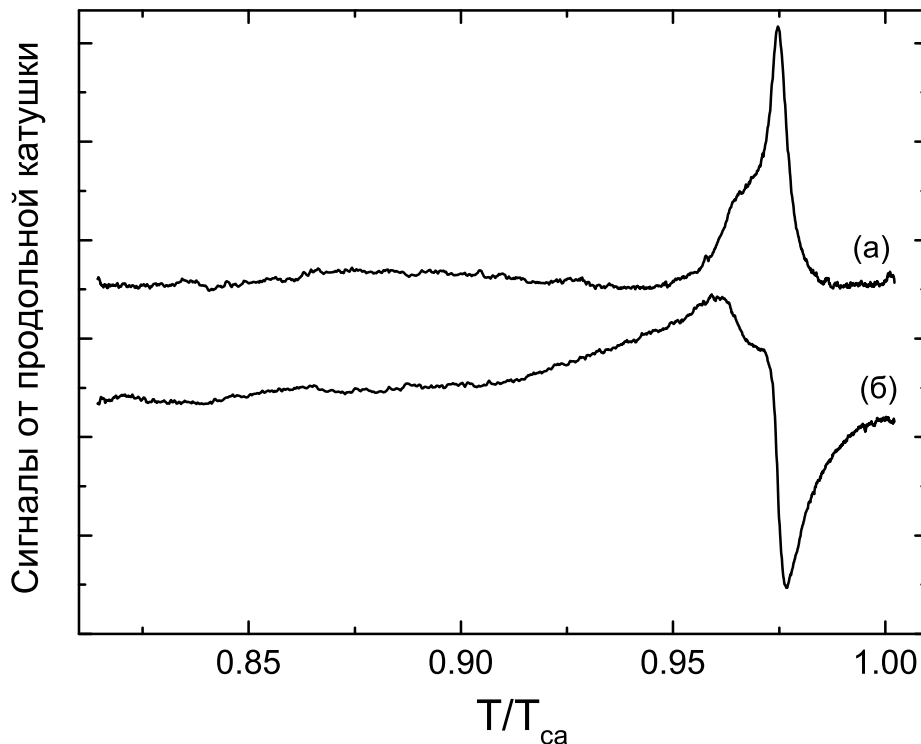


Рис. 3.11. Сигналы поглощения (а) и дисперсии (б) продольного ЯМР в ^3He –В в аэрогеле. $P=15.5$ бар, $H=224$ Э.

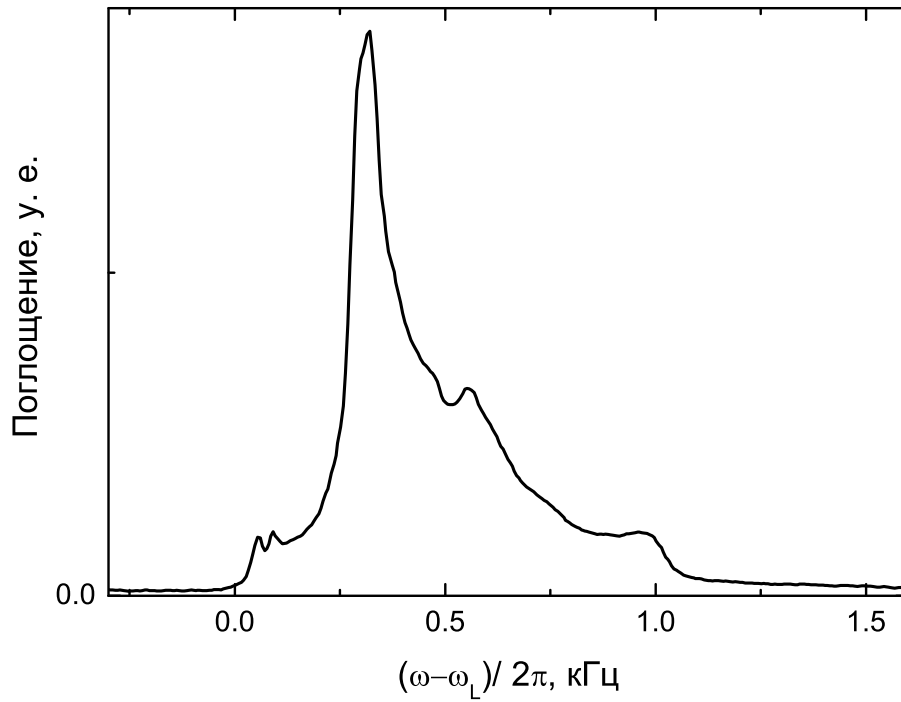


Рис. 3.12. Линия поперечного ЯМР в ячейке 5. $P=15.5$ бар, $N=224$ Э, $T=0.89 T_{ca}$, $T_{ca}=0.81 T_c$.

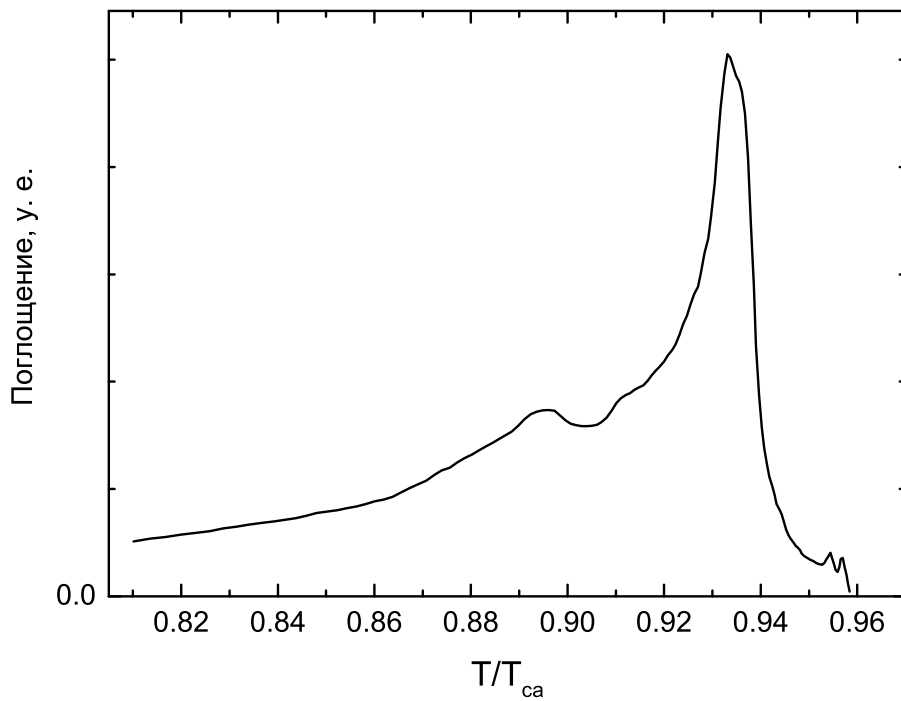


Рис. 3.13. Линия продольного ЯМР, смоделированная на основе сигнала на рис. 3.12 в предположении, что частота продольной накачки равна 30 кГц.

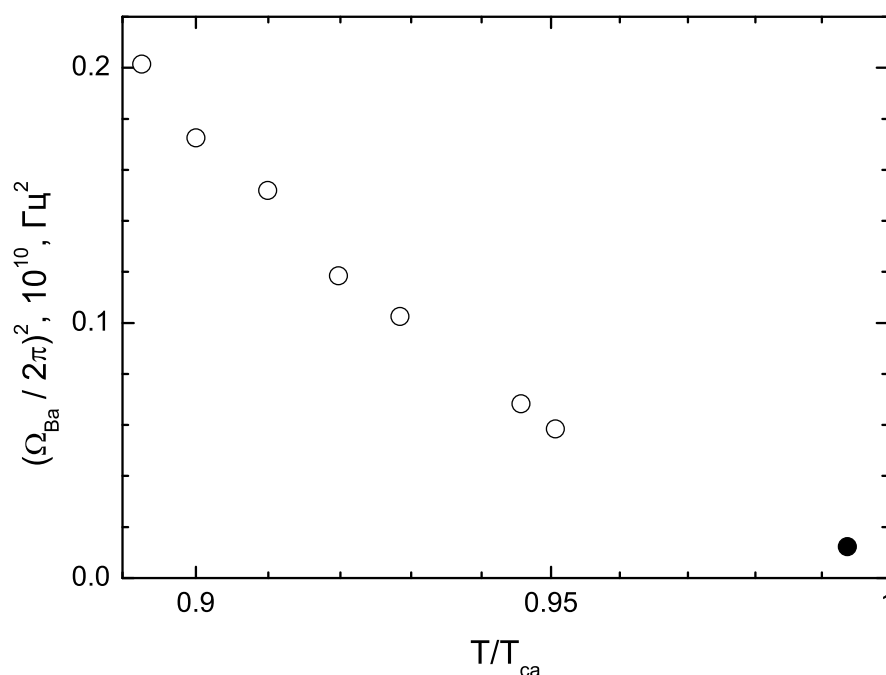


Рис. 3.14. Леггеттовская частота в $^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле в ячейке 5, измеренная разными способами: ○ — методом поперечного ЯМР, ● — методом продольного ЯМР. $P=29.3$ бар, $H=224$ Э, $T_{ca}=0.81T_c$.

ности на ней различить трудно, поэтому при такой температуре нельзя определить леггеттовскую частоту. Зная температурную зависимость леггеттовской частоты, можно на основе линии поперечного ЯМР смоделировать линию продольного резонанса. Результат такого моделирования для продольной накачки с частотой 30 кГц представлен на рис. 3.13. Экстраполяция в ноль высокотемпературного склона пика на линии даёт значение температуры $0.94T_{ca}$, что соответствует значению $\Omega_{Ba}/2\pi$ около 30 кГц. Если считать, что текстура параметра порядка сильно не меняется вплоть до температуры $\approx 0.99T_{ca}$, то можно определить леггеттовскую частоту по высокотемпературному склону пика на рис. 3.11. На рис. 3.14 представлена температурная зависимость леггеттовской частоты, точка вблизи T_{ca} получена методом продольного ЯМР.

Глава 4

Текстуры вектора параметра порядка в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле

Как отмечалось в начале главы 3, линии ЯМР в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле сильно отличаются от линий в чистом ${}^3\text{He}-\text{V}$ (рис. 3.1, 3.2). Форма линии ЯМР целиком определяется текстурой параметра порядка (1.20), поэтому можно предположить, что параметры (или какой-то из параметров), задающие текстуру в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле существенно отличаются от аналогичных параметров в чистом ${}^3\text{He}-\text{V}$. Например, таким параметром может быть величина d в формуле (1.25) для поверхностной энергии. Действительно, наши образцы ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле всегда окружены сверхтекучим ${}^3\text{He}$. В этом случае на границе аэрогель — чистый ${}^3\text{He}$ амплитуда параметра порядка возрастает при переходе из аэрогеля в объём (сверхтекучесть подавляется аэрогелем). Чистый же ${}^3\text{He}$ граничит с твёрдой стенкой ячейки, и амплитуда параметра порядка вблизи стенки должна убывать до нуля на расстоянии порядка длины когерентности.

4.1. Условие на границе ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле с чистым ${}^3\text{He}$

Форму линии в ${}^3\text{He}-\text{V}$ в аэрогеле можно качественно объяснить, если предположить, что вектор \mathbf{L} ориентируется не перпендикулярно к поверхности, как в чистом ${}^3\text{He}-\text{V}$, а параллельно границе аэрогель — чистый ${}^3\text{He}$.

Такое предположение означало бы, что в формуле для поверхностной ориентационной энергии (1.25) коэффициент d не положителен, как в чи-

стом ${}^3\text{He}-\text{В}$, а отрицателен:

$$d < 0. \quad (4.1)$$

Рассмотрим качественно, как выглядела бы текстура \mathbf{L} в ячейке 3, если бы в ней не было аэрогеля. Ячейка 3 отличается большой площадью торцевых поверхностей и малым расстоянием между этими поверхностями (сравнимым с ξ_H), так что текстура параметра порядка в ней определяется в основном торцевыми поверхностями.

Если магнитное поле направлено вдоль оси ячейки, то \mathbf{L} вблизи торцевых поверхностей направлен вдоль поля ($\psi = 0^\circ$ в формуле 1.29), а в основной части объёма ячейки \mathbf{L} почти не отклонён от направления поля. Таким образом, сигнал по большей части не сдвинут от лармовской частоты, и только сигнал от области вблизи боковых стенок сдвинут. Ниже на рис. 4.6 представлен результат моделирования текстуры \mathbf{L} , а также сигнала поперечного ЯМР на рис. 4.4 (пунктирная линия) для этого случая.

Если же поле направлено вдоль торцевых поверхностей, то в значительной части объёма \mathbf{L} отклонён от направления поля на значительный угол, равный вблизи торцевых стенок $\psi = 90^\circ$. Это приводит к тому, что большая часть линии сдвинута от лармовской частоты.

Линии ЯМР, измеренные в ${}^3\text{He}-\text{В}$ в аэрогеле в ячейке 3, показывают отличное от описанного поведение при изменении направления магнитного поля η (рис. 4.1). Наклонное поле создавалось суммой полей от главного соленоида и от катушек, приклеенных снаружи вакуумной рубашки криостата, поэтому направление поля можно было менять только в одной плоскости. Форма линий в этих экспериментах не зависела от знака угла η , а

также от того, было ли направление поля изменено, когда ^3He в аэрогеле находился в нормальной фазе, или поле было повернуто при низкой температуре, когда ^3He в аэрогеле уже был сверхтекучим. Качественно можно объяснить форму этих линий так же, как это было сделано для чистого ^3He выше, если предположить, что вблизи торцевых поверхностей вектор \mathbf{L} ориентирован вдоль поверхности ($\psi = 90^\circ$ для $\eta = 0^\circ$ и $\psi = 0^\circ$ для $\eta = 90^\circ$).

Предположение (4.1) подтверждается также численным моделированием, проведённым Юхой Копу (Juha Korpunen) из Технического Университета г. Хельсинки, Финляндия (Teknillinen Korkeakoulu, Helsinki). Он вычислял текстуру вектора \mathbf{n} в заданной цилиндрической геометрии, минимизируя энергию (1.27). В качестве исходных данных эта программа использует значения параметров d/a и ξ_H . Также предполагается, что поле направлено вдоль оси ячейки и текстура является осесимметричной, то есть решается двумерная задача о минимизации. Перебирая значения параметров d/a и ξ_H , удалось найти такие значения, при которых вычисленный спектр ЯМР по форме напоминает наблюдавшийся на эксперименте. При этом оказалось, что $d < 0$. Подробно зависимость подобранных параметров от температуры, при которой были экспериментально измерены линии ЯМР, не изучалась. На рис. 4.2, 4.3 и 4.4 приведены примеры численного моделирования для ячеек 1 и 3. Для сравнения приводятся линии, полученные с помощью той же программы для значений параметров, взятых из [19, 46] для чистого ^3He —В. На рис. 4.5 и 4.6 показана текстура \mathbf{L} для случаев $d < 0$ и $d > 0$.

В работе [47] была теоретически получена возможность для d принимать отрицательные значения в пределе Гинзбурга-Ландау, когда температура близка к T_{ca} , а T_{ca} близка к T_c . При этом в В-фазе окружающего чистого ^3He вектор \mathbf{L} также ориентируется вдоль поверхности. Кроме того, в этой работе была сделана оценка для расстояния между стенкой и грани-

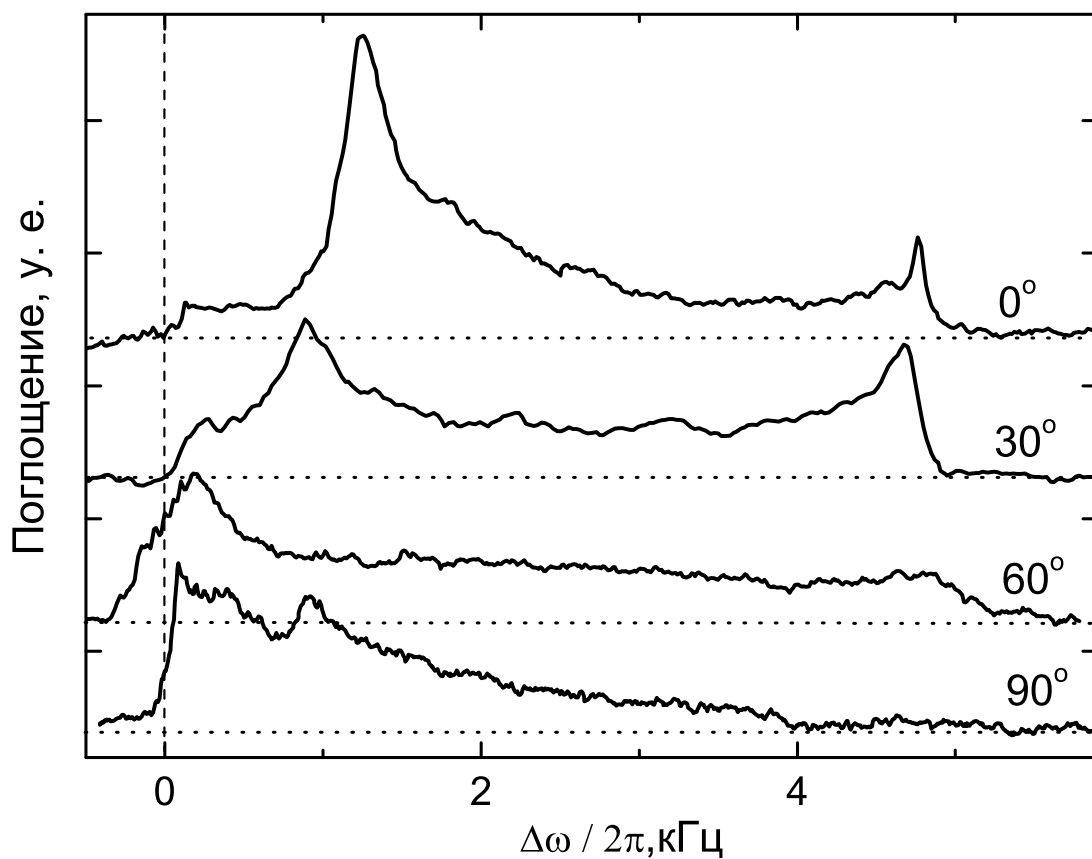


Рис. 4.1. Линии ЯМР в ячейке 3 для различных ориентаций магнитного поля. Углы η между осью ячейки и направлением магнитного поля указаны возле соответствующих линий. Широкие края линии для направления $\eta = 60^\circ$ связаны с плохой однородностью поля. $P=26$ бар, $N=142$ Э, $T=0.89 T_{ca}$.

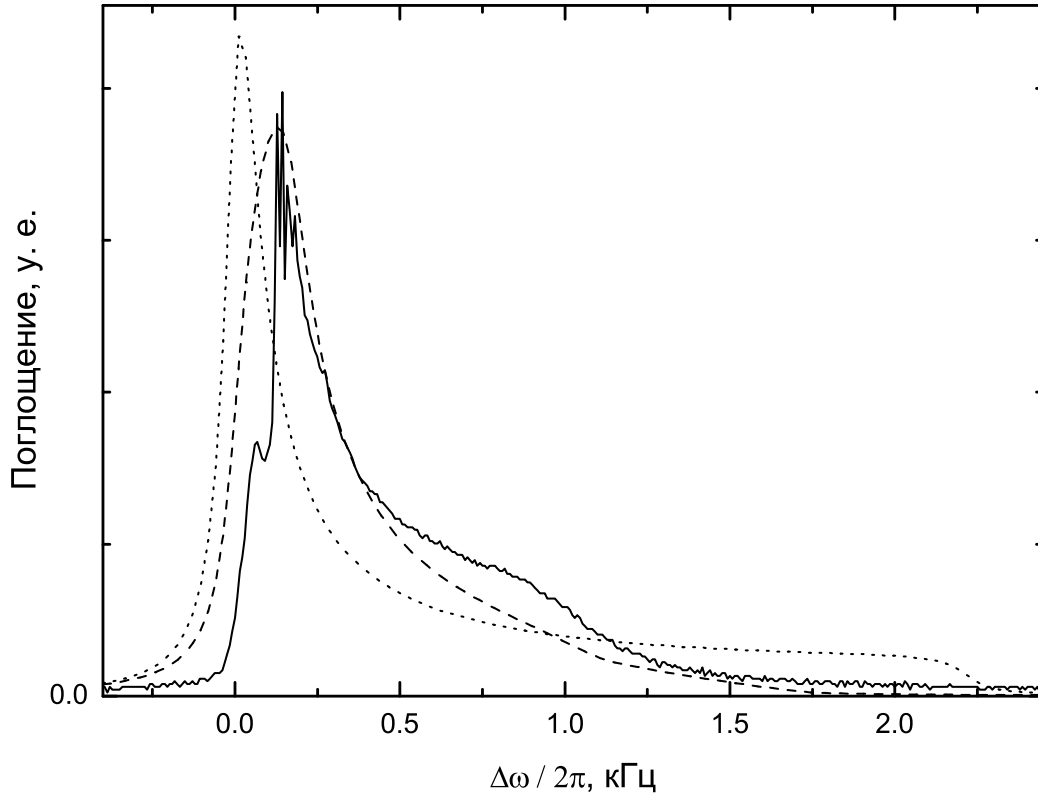


Рис. 4.2. Численное моделирование текстуры в ячейке 1 (радиус образца аэрогеля $r=2.5$ мм, высота 5.3 мм). Сплошной линией показан сигнал поглощения, полученный экспериментально. $P=25.5$ бар, $N=284$ Э, $T=0.78 T_{ca}$. Штриховой линией показан результат моделирования с параметрами $d/(ar) = -0.5$, $\xi_H/r = 0.5$, $\Omega_{Ba}/2\pi=76.0$ кГц. Пунктирной линией показан результат моделирования для чистого ^3He . $P=25.5$ бар, $N=284$ Э, $T=0.78 T_c$. При этих условиях $d/(ar) = 1.1$, $\xi_H/r = 0.19$. Для удобства сравнения сигналов была выбрана леггеттовская частота $\Omega_B/2\pi = \Omega_{Ba}/2\pi=76.0$ кГц. Уширение линий из-за неоднородности поля при моделировании принималось равным 48 Гц (ширина линии в нормальной фазе в эксперименте).

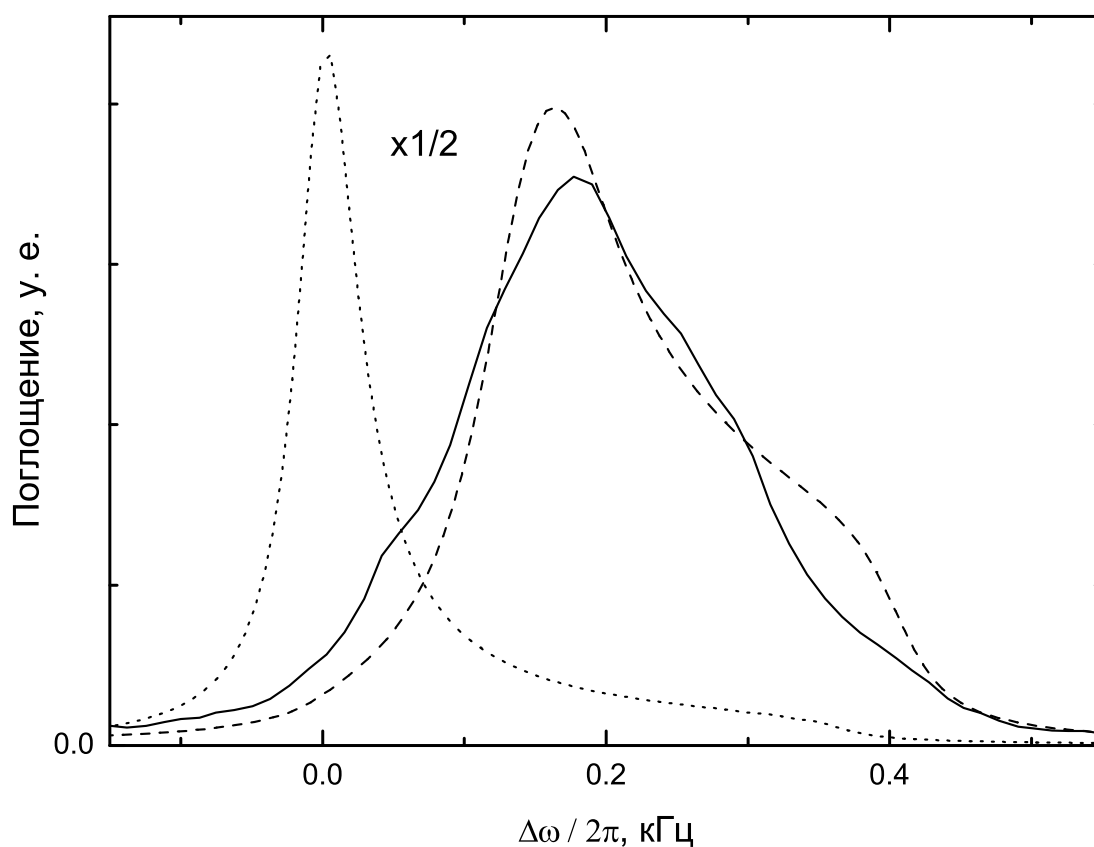


Рис. 4.3. Численное моделирование текстуры в ячейке 3 (радиус образца аэрогеля $r=2.5$ мм, высота 1.5 мм). Сплошной линией показан сигнал поглощения, полученный экспериментально. $P=17.5$ бар, $N=142$ Э, $T=0.97 T_{ca}$. Штриховой линией показан результат моделирования с параметрами $d/(ar) = -0.7$, $\xi_H/r = 0.2$, $\Omega_{Ba}/2\pi=23.7$ кГц. Пунктирной линией показан результат моделирования для чистого ^3He (сигнал умножен на коэффициент $1/2$). $P=17.5$ бар, $N=142$ Э, $T=0.97 T_c$. При этих условиях $d/(ar) = 0.32$, $\xi_H/r = 0.12$. Для удобства сравнения сигналов была выбрана леггеттовская частота $\Omega_B/2\pi = \Omega_{Ba}/2\pi=23.7$ кГц. Уширение линий из-за неоднородности поля при моделировании принималось равным 24 Гц (ширина линии в нормальной фазе в эксперименте).

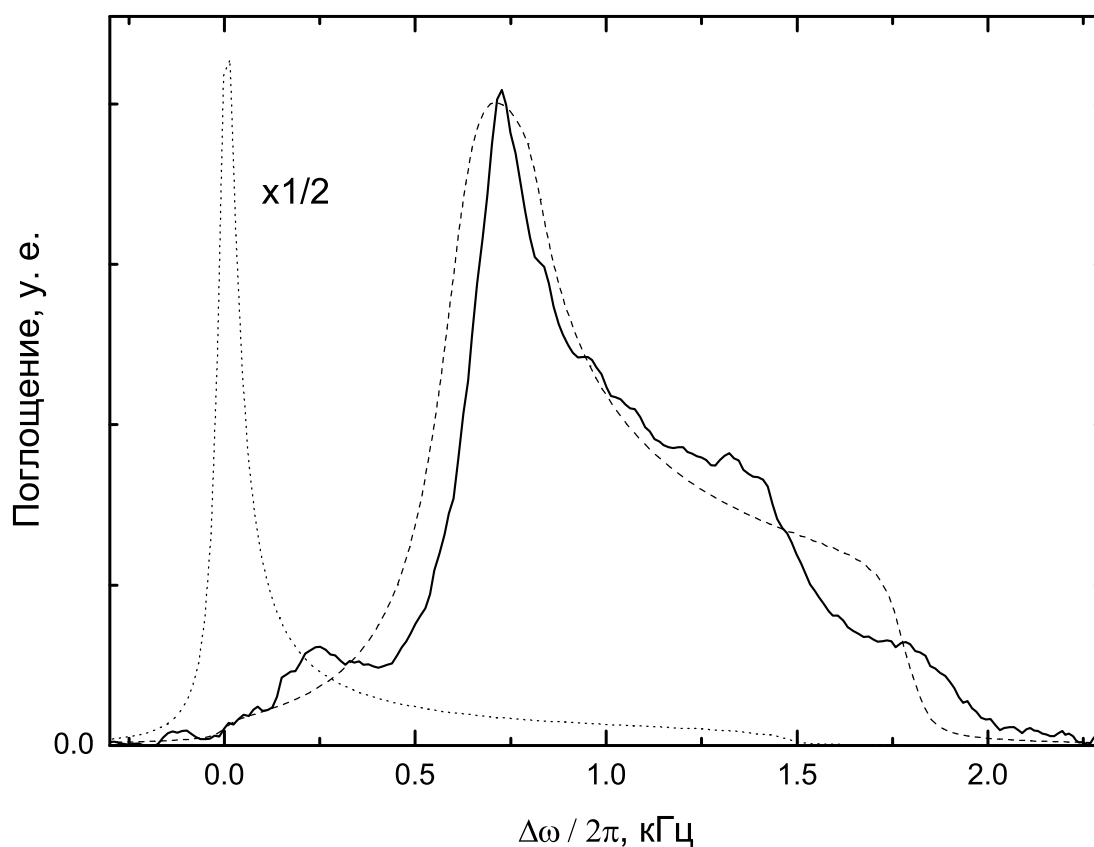


Рис. 4.4. Численное моделирование текстуры в ячейке 3 (радиус образца аэрогеля $r=2.5$ мм, высота 1.5 мм). Сплошной линией показан сигнал поглощения, полученный экспериментально. $P=17.5$ бар, $N=142$ Э, $T=0.92 T_{ca}$. Штриховой линией показан результат моделирования с параметрами $d/(ar) = -1.0$, $\xi_H/r = 0.2$, $\Omega_{Ba}/2\pi=23.7$ кГц. Пунктирной линией показан результат моделирования для чистого ^3He (сигнал умножен на коэффициент $1/2$). $P=17.5$ бар, $N=142$ Э, $T=0.92 T_c$. При этих условиях $d/(ar) = 0.62$, $\xi_H/r = 0.22$. Для удобства сравнения сигналов была выбрана леггеттовская частота $\Omega_B/2\pi = \Omega_{Ba}/2\pi=23.7$ кГц. Уширение линий из-за неоднородности поля при моделировании принималось равным 24 Гц (ширина линии в нормальной фазе в эксперименте).

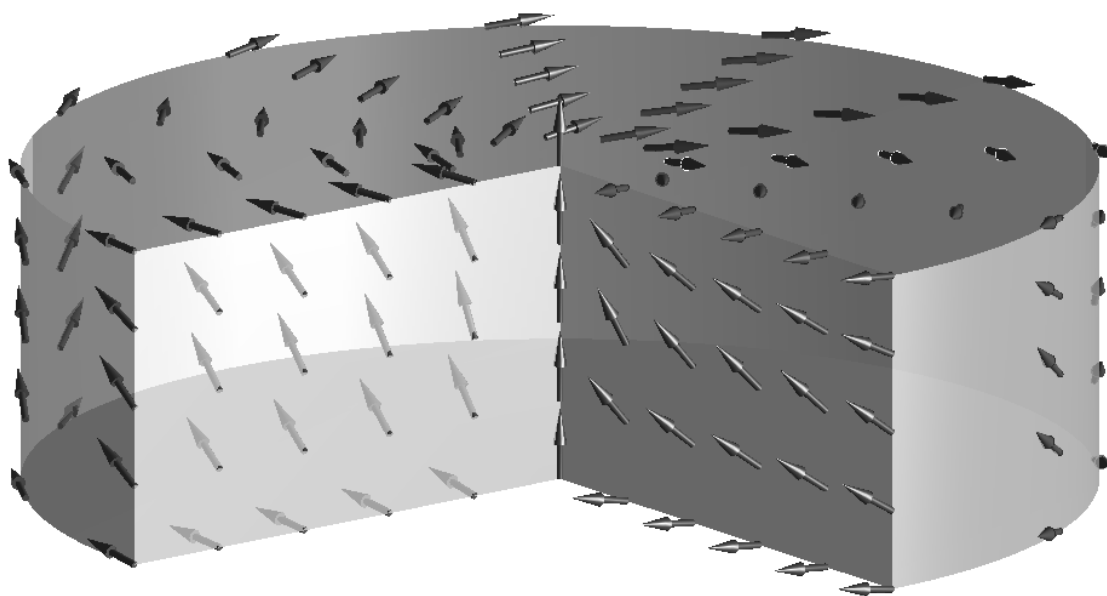


Рис. 4.5. Результат численного моделирования текстуры вектора \mathbf{L} для геометрии ячейки \mathbb{Z} в предположении $d < 0$. Параметры моделирования описаны в подписи к рис. 4.4.

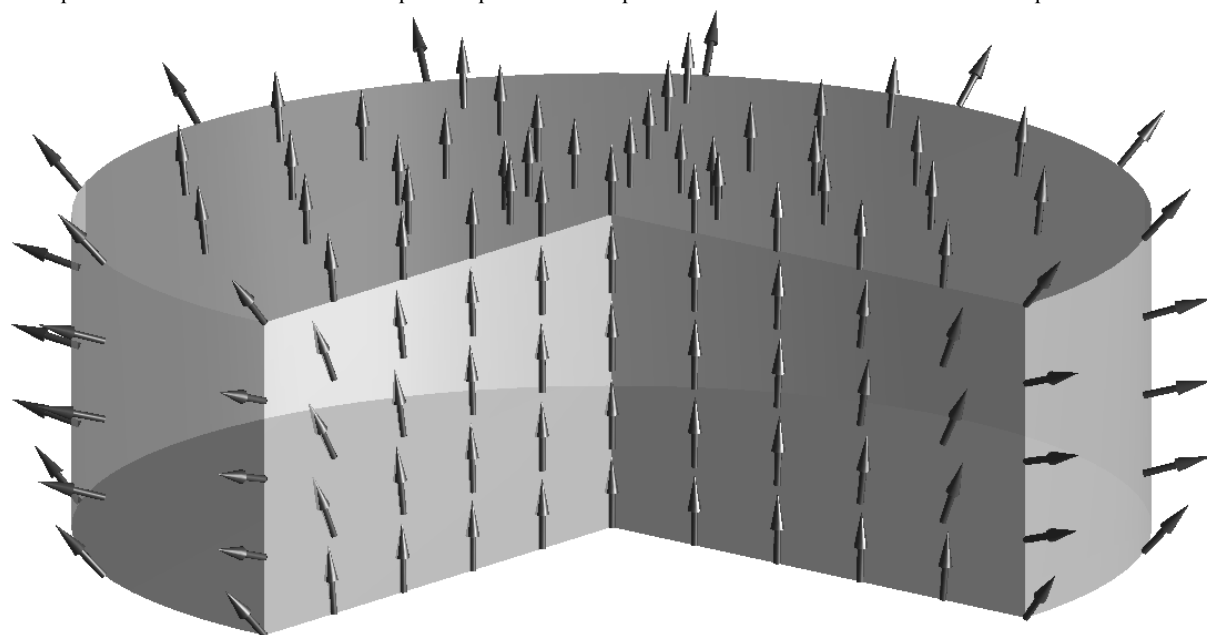


Рис. 4.6. Результат численного моделирования текстуры вектора \mathbf{L} для геометрии ячейки \mathbb{Z} в предположении $d > 0$ (для чистого ${}^3\text{He}-\text{V}$). Параметры моделирования описаны в подписи к рис. 4.4.

цей аэрогеля, на котором влияние стенки делает d в аэрогеле положительным. Оно оказалось равным ≈ 0.1 мм для наших типичных условий. Это согласуется с тем, что сигнал в ячейке 5 не удалось подогнать с помощью численного моделирования. В этой ячейке расстояние между поверхностями аэрогеля и стенками ячейки было гораздо меньше, чем в других ячейках, а кроме того, возможно, что зазоры для боковой поверхности и для торцевых поверхностей сильно отличались.

Ещё одним возможным объяснением вида текстуры в $^3\text{He}-\text{В}$ в аэрогеле может быть влияние деформаций образца аэрогеля на ориентацию параметра порядка. Результаты работы [48] указывают на то, что в сжатом образце аэрогеля \mathbf{L} может ориентироваться вдоль направления сжатия. В наших образцах между аэрогелем и стенками ячеек были вставлены небольшие бумажные прокладки. Эпоксидная смола, из которой изготовлены ячейки (Stycast 1266), сжимается при охлаждении примерно на 1 %. Возможно, что ориентирующее действие возникающей локальной деформации в наших экспериментах превосходило в области деформации другие ориентирующие действия. Возможно также, что ориентирование на поверхности связано с тем, что плоские поверхности аэрогеля необратимо деформируются при отрезании образца нужной высоты от цилиндрического куска аэрогеля.

4.2. $^3\text{He}-\text{В}$ в аэрогеле с А-фазой на границе

Линии $T_{\text{AB}}(P)$ и $T_c(P)$ пересекаются на фазовой диаграмме при 32 бар, и в высоких давлениях в небольшом диапазоне температур сверхтекучий ^3He в аэрогеле сосуществует с А-фазой чистого ^3He (рис. 1.8). В предыдущем разделе было указано, что ориентация параметров порядка чистого ^3He и ^3He в аэрогеле на поверхности аэрогеля может происходить совместно, по-

этому фазовый переход снаружи аэрогеля может повлиять на ориентацию параметра порядка внутри аэрогеля.

При давлении 33.9 ± 0.2 бар мы получили сверхтекучий ^3He –В в аэрогеле, окруженный чистым сверхтекучим ^3He –А. Не обнаружив заметных отличий в форме линий ЯМР, мы провели ряд измерений вблизи А–В перехода. Фазовый переход в чистом ^3He легко определить по вибрирующей проволочке, использовавшейся в качестве термометра: при А–В переходе вязкость ^3He меняется скачком. Увеличивая и уменьшая мощность нагревателя вблизи температуры А–В перехода, мы записывали линии непрерывного ЯМР. На рис. 4.7 изображены последние линии перед очередными переходами. Видно, что линии, снятые в условиях одинаковой фазы ^3He снаружи аэрогеля, отличаются друг от друга сильнее, чем некоторые линии,

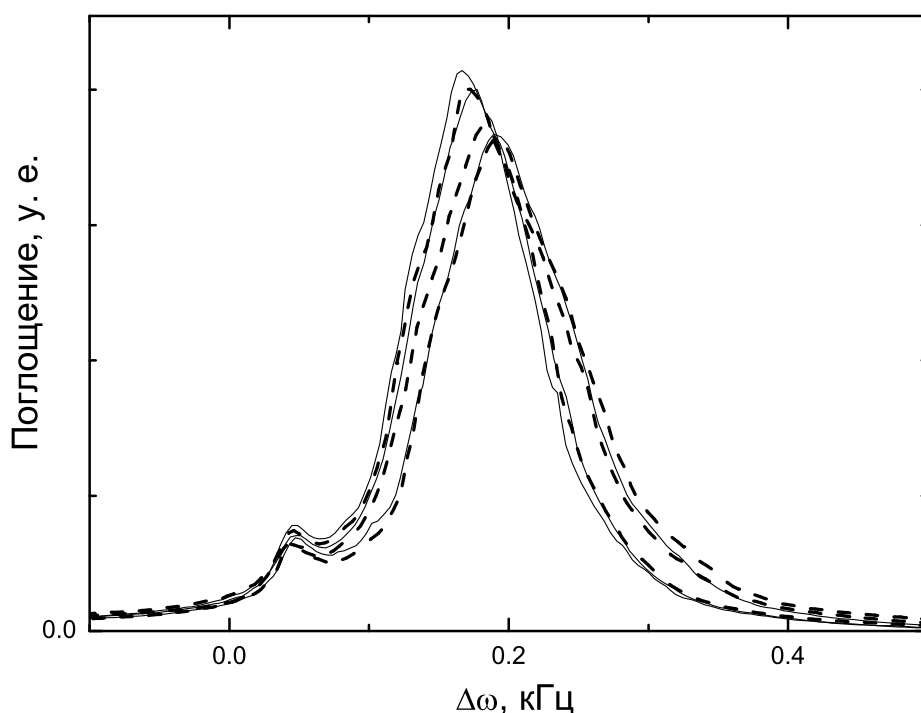


Рис. 4.7. Линии ЯМР в ячейке 3 в зависимости от сверхтекучей фазы ^3He , окружающего аэрогель: пунктирные линии — снаружи А-фаза, сплошные линии — снаружи В-фаза. $P \approx 34$ бар, $H=330$ Э, температура вблизи А–В перехода в чистом ^3He (1.94 мК).

полученные в разных условиях снаружи. На этом основании мы заключили, что граничные условия для параметра порядка ${}^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле слабо зависят от того, какая сверхтекучая фаза ${}^3\text{He}$ окружает аэрогель, и качественного изменения текстуры внутри аэрогеля при $\text{A}-\text{B}$ переходе чистого ${}^3\text{He}$ не происходит. Различие между линиями одного типа объясняется небольшой разницей температур, при которых они были получены, а также тем, что A -фаза может переохлаждаться относительно точки равновесного $\text{A}-\text{B}$ перехода.

Результаты, приведённые в этой главе, указывают на то, что \mathbf{L} ориентируется на границе между аэрогелем и чистым ${}^3\text{He}$ вдоль поверхности. Связана ли такая ориентация с влиянием деформаций аэрогеля или с границей раздела фаз между ${}^3\text{He}-\text{B}$ в аэрогеле и чистым ${}^3\text{He}$, остаётся неясным. Для выяснения вопроса о влиянии деформации на ориентацию параметра порядка необходимы дополнительные эксперименты. Например, исследование текстуры параметра порядка в заведомо недеформированном образце аэрогеля и в том же образце, сжатом на величину порядка одного процента.

Глава 5

Исследование фазы А-типа

Все эксперименты, связанные с исследованием фазы А-типа, проводились с образцом аэрогеля в ячейке 5. Магнитное поле во всех этих экспериментах составляло 224 Э, что соответствует ларморовской частоте 728 кГц.

5.1. Поперечный непрерывный резонанс

В наших экспериментах при охлаждении через T_{ca} при давлениях 26.0 и 29.3 бар мы получали линию с двумя максимумами (рис. 5.1).

Возможно, что эта линия связана с какой-либо сложной текстурой параметра порядка. Но более вероятно, как будет видно ниже, что два пика этой линии соответствуют двум состояниям с разными текстурами. Каж-

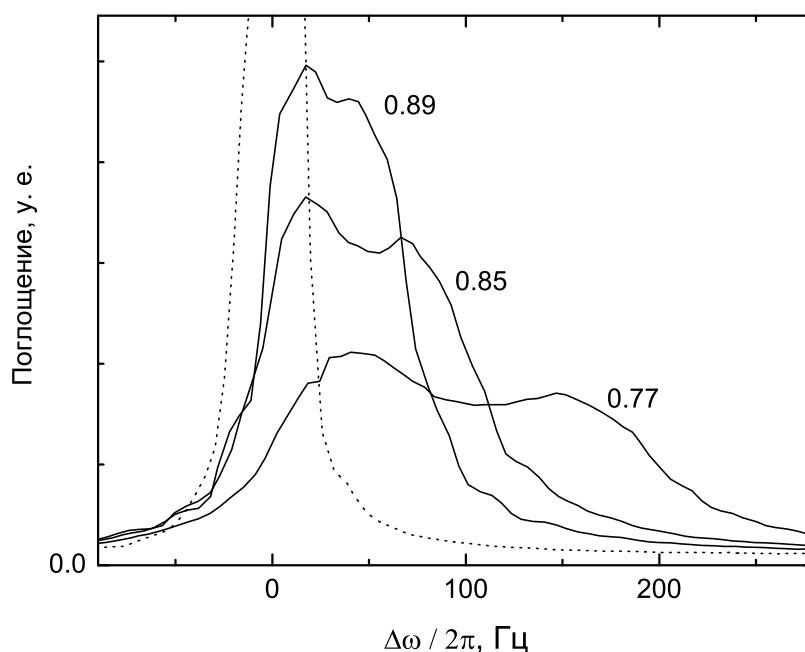


Рис. 5.1. Сигнал непрерывного ЯМР в фазе А-типа. Числа соответствуют температурам, выраженным через T/T_{ca} . Пунктирная линия измерена в нормальной фазе. Р=29.3 бар.

дому из этих состояний соответствуют определённые сдвиги частоты, которые повторялись с хорошей точностью от охлаждения к охлаждению. Подогнав линии непрерывного ЯМР (кружки на рис. 5.2) суммой двух лоренцианов с независимыми параметрами (ширина, центральная частота и высота пика), мы получили, что в широком диапазоне температур один из пиков сдвинут от ларморовской частоты в четыре раза больше, чем другой пик. Эти пики и соответствующие им спиновые состояния мы назвали (f) (*far from the Larmor frequency*) и (c) (*close to the Larmor frequency*).

Чтобы получить одно из состояний в чистом виде, мы пробовали получать фазу А-типа, с разной скоростью изменяя температуру в ячейке в районе перехода, пытаясь нагревать образец сверху и снизу. Однако, эти попытки не приводили к успеху: линия ЯМР по-прежнему состояла из двух пиков. Соотношение амплитуд пиков могло меняться после перехода выше T_{ca} и обратно, но величины сдвигов пиков (f) и (c) оставались постоянными. Тогда мы попробовали прикладывать к образцу импульсы радиочастотного поля, переворачивающие намагниченность на 180° . Мотивацией послужили работы [49, 50], в которых было показано, что такая процедура в А-фазе чистого ^3He приводит к образованию спиновых солитонов и существенно меняет форму линии. При низких температурах форма линии поперечного резонанса не менялась после приложения переворачивающего импульса. Но если серию импульсов подавать на контур с поперечной катушкой по мере охлаждения образца через T_{ca} , то в области низких температур наблюдалась линия только с одним пиком (квадраты на рис. 5.2). Для анализа линий мы подгоняли их лоренцианами, как показано на рис. 5.2 (сигналы дисперсии, которые подгонялись одновременно с сигналами поглощения, на рисунке не показаны). Сравнение сдвигов частоты пиков показывает, что линия с одним пиком соответствует состоянию (c) (рис. 5.3). Площадь под линиями поглощения (она пропорциональна магнитному мо-

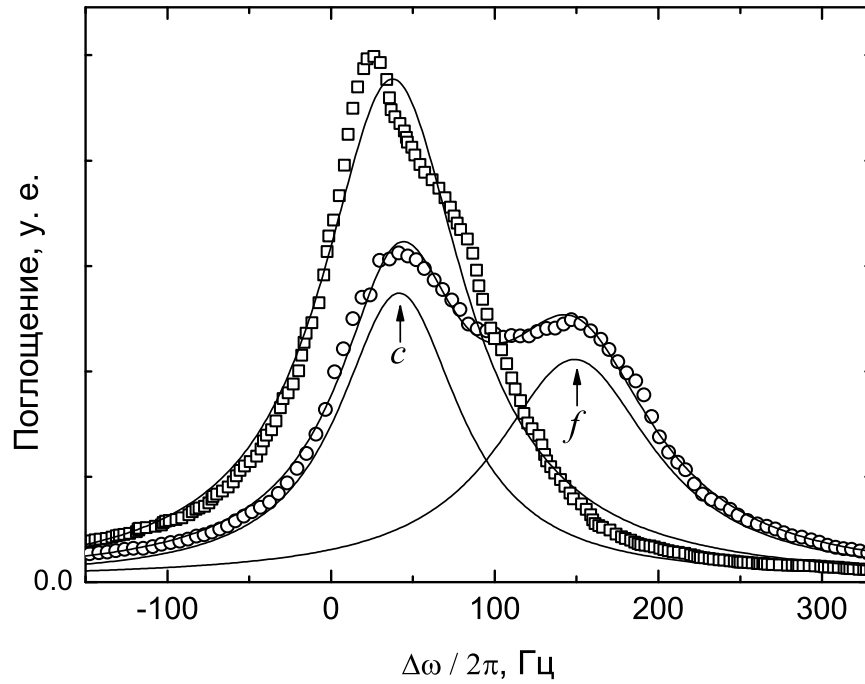


Рис. 5.2. Сигналы непрерывного ЯМР в фазе А-типа. Экспериментальные сигналы поглощения показаны символами: \square — линия с одним пиком, \circ — линия с двумя пиками. Результаты подгонки показаны сплошными линиями. $P=29.3$ бар, $T=0.77 T_{ca}$.

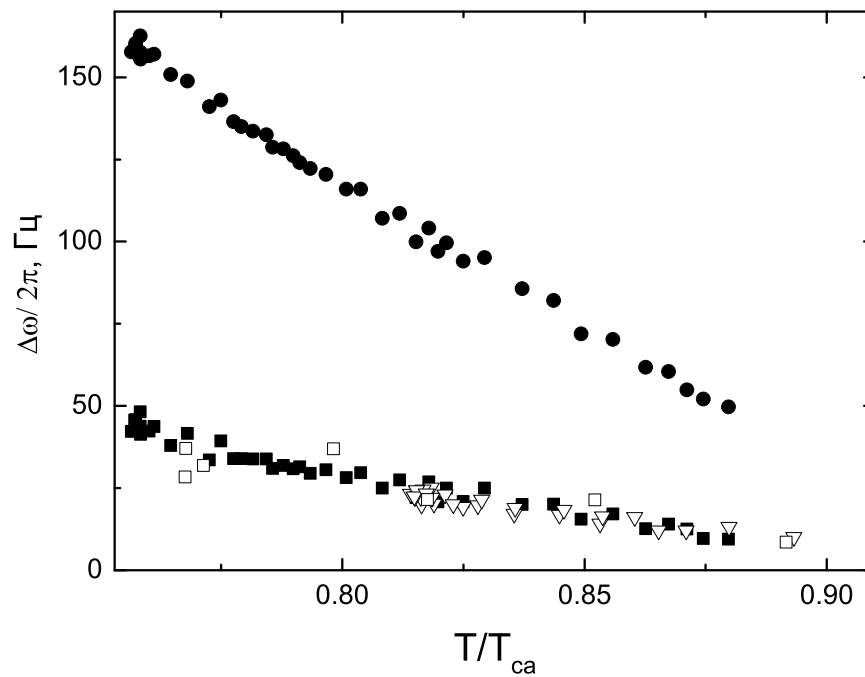


Рис. 5.3. Сдвиги частоты линий ЯМР: \bullet и \blacksquare — пики (f) и (c) линии с двумя пиками, \square и ∇ — линии с одним пиком в разных экспериментах. $P=29.3$ бар

менту образца) не зависит от температуры и совпадает для линий обоих типов. Это означает, что в наших экспериментах образец всегда целиком находился либо в смеси состояний ($f + c$), либо в состоянии (c).

Несмотря на наши многочисленные попытки, в чистом виде состояние (f), в отличие от состояния (c), получить не удалось.

5.2. Продольный резонанс

Эксперименты по продольному ЯМР в фазе А-типа проводились так же, как и в разделе 3.3. На рис. 5.4 представлен сигнал продольного ЯМР в фазе А-типа, полученный на охлаждении. На сигнале виден переход из фазы А-типа в В-фазу при температуре T_{ABa} . Максимум сигнала поглощения

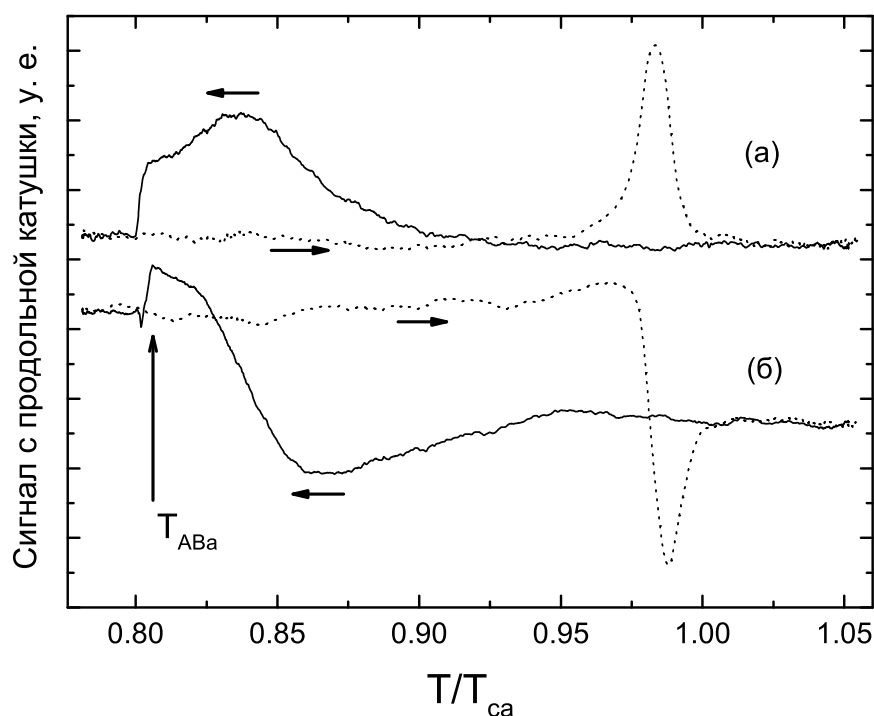


Рис. 5.4. Сигналы поглощения (а) и дисперсии (б) продольного ЯМР. Сигналы от фазы А-типа наблюдались при охлаждении (показаны сплошной линией), сигналы от В-фазы наблюдались при нагреве (показаны пунктирной линией). $P=26.0$ бар.

при заданной частоте (9593 Гц) достигался при температуре $T \approx 0.835 T_{ca}$ для обоих давлений, при которых проводились эксперименты (26.0 бар и 29.3 бар). Для сравнения, при температуре $T \approx 0.835 T_c$ и давлении 29 бар в чистом ^3He —А частота продольного ЯМР равна $\Omega_A/2\pi \approx 60$ кГц, то есть в 6 раз больше, чем в фазе А-типа при аналогичных условиях. Температуры переходов T_{ca}/T_c и $T_{АВа}/T_{ca}$ равнялись: 0.795 и 0.81 (для давления 26.0 бар), 0.81 и 0.74 (для давления 29.3 бар). При отогреве после перехода в В-фазу наблюдался сигнал продольного ЯМР от В-фазы в аэрогеле (ср. с рис. 3.11).

Сигнал на рис. 5.4 соответствует состоянию ($f + c$) (поперечной линии с двумя максимумами). В состоянии (c) сигнал продольного ЯМР не наблюдался. При дальнейшем нагреве от температуры ниже $T_{АВа}$ наблюдался обычный сигнал продольного ЯМР от В-фазы ^3He в аэрогеле.

Таким образом можно предположить, что сигнал на рис. 5.4 связан только с состоянием (f). В пользу этого предположения говорит и тот факт, что на линии продольного ЯМР, в отличие от линии поперечного ЯМР, наблюдался только один максимум.

Фазовый переход из фазы А-типа в фазу В происходил довольно медленно (около 1 мин), поэтому можно было, быстро нагрев образец во время перехода до температуры выше $T_{АВа}$, получить в одном образце ^3He в аэрогеле смесь В-фазы и фазы А-типа. При этом количество каждой из фаз оставалось постоянным в течение продолжительного времени. Но детально это сосуществование фаз не изучалось.

5.3. Импульсный резонанс

Методом импульсного резонанса мы измеряли зависимость частоты сигнала свободной индукции после отклонения намагниченности РЧ импуль-

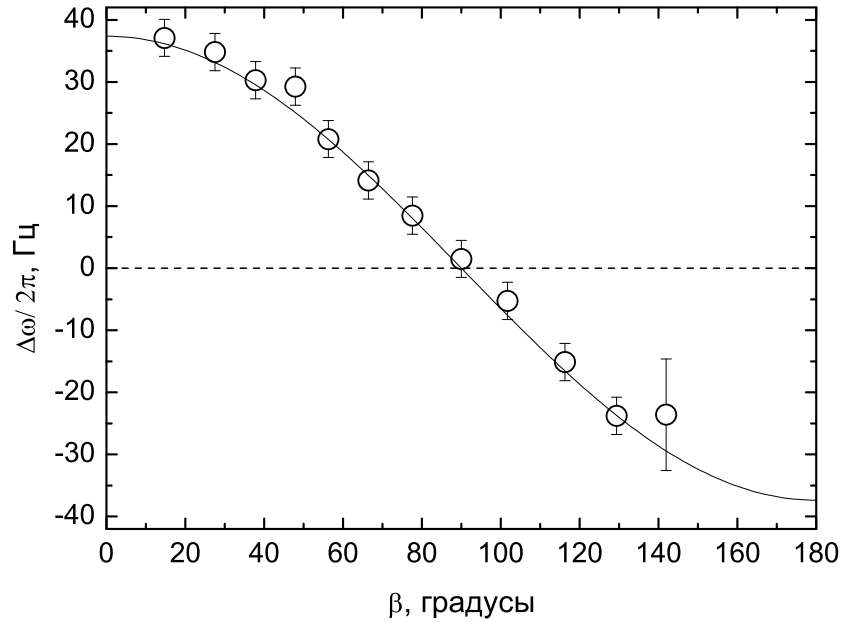


Рис. 5.5. Зависимость частоты сигнала свободной индукции от начального угла отклонения намагниченности в чистом состоянии (c). Линией показан результат подгонки зависимости функцией $(\omega - \omega_L)/2\pi = A \cos \beta$, $A=37.4$ Гц, $P=29.3$ бар, $T=0.76 T_{ca}$. Величина A согласуется со сдвигом частоты линии непрерывного ЯМР в состоянии (c) при тех же условиях (рис. 5.3).

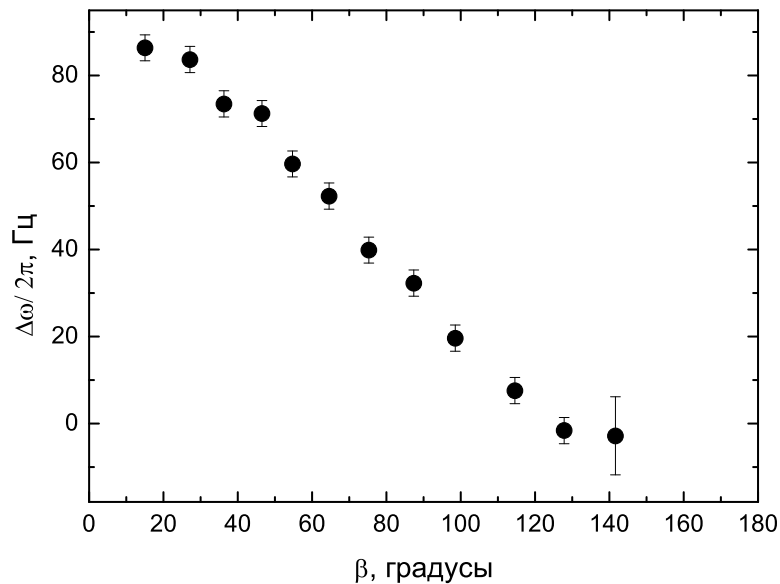


Рис. 5.6. Зависимость частоты сигнала свободной индукции от начального угла отклонения намагниченности в состоянии ($f + c$). $P=29.3$ бар, $T=0.76 T_{ca}$.

сом на угол β . Сигналы обрабатывались в соответствии с процедурой, описанной в разделе 2.5.3. Калибровка спектрометра в нормальной фазе показала, что для углов $\beta < 140^\circ$ ошибка в определении частоты сигнала не превышала 3 Гц и определялась в основном стабильностью внешнего магнитного поля. Для углов $\beta > 140^\circ$ результаты эксперимента нельзя считать надёжными: даже в нормальной фазе частота сигнала индукции зависела от угла отклонения намагниченности. Возможно, это связано с сигналом от ^3He вне ячейки. В связи с этим ниже приводятся только результаты для углов β , не превышающих 141° , для этого угла погрешность измерения частоты не превышала 10 Гц.

Зависимость, приведённая на рис. 5.5, была получена в чистом состоянии (c). Она хорошо описывается формулой $(\omega - \omega_L)/2\pi = A \cos \beta$.

Результаты эксперимента для смеси состояний ($f + c$) представлены на рис. 5.6. Важно отметить, что в этом случае при интерпретации сигнала возникает дополнительная сложность. Эффекты быстрого спинового обмена между состояниями в смешанном состоянии скорее всего не важны (иначе в поперечном резонансе не наблюдалась бы линия с двумя максимумами, или, по крайней мере, положение и ширина пика (c) в чистом состоянии не соответствовали бы пику (c) в смеси состояний). Таким образом, сигнал свободной индукции от состояния ($f + c$) есть сумма сигналов от состояний (f) и (c). Такой сигнал индукции нельзя описать одной синусоидой. Попытки подогнать сигнал суммой двух синусоид с разными амплитудами, фазами и частотами не привели к успеху. Поэтому результаты, представленные на рис. 5.6, могут считаться только оценочными. Ранее в работе [51] была получена подобная зависимость частоты сигнала индукции в фазе А-типа для аэрогеля с пористостью 97.5 %.

5.4. Обсуждение результатов

Авторы теорий фазы А-типа Г. Е. Воловик [26, 27] и И. А. Фомин [28, 29] после публикации результатов, изложенных в этой главе [15, 52], опубликовали новые работы, в которых сопоставляют свои теории с нашими результатами. Далее кратко излагается содержание этих теоретических работ.

В работе [53] Г. Е. Воловик в соответствие обнаруженному нами спиновому состоянию (c) ставит состояние Ларкина-Имри-Ма с сильным беспорядком (см. подраздел 1.8.1). В этом случае зависимость сдвига частоты в импульсном ЯМР от угла отклонения намагниченности β определяется соотношением

$$\Delta\omega_{c\perp} \sim \frac{\Omega_A^2 L_0^2}{\omega_L \xi_D^2} \cos \beta \left(\cos^2 \beta - \frac{1}{3} \right).$$

Оно не удовлетворяет экспериментально полученной (рис. 5.5) зависимости $\Delta\omega_{c\perp} \propto \cos \beta$ в рамках рассматриваемого автором приближения, что может означать необходимость введения дополнительных поправок в теорию. Выражение для продольной частоты принимает вид

$$\omega_{c\parallel} = \frac{4a_c}{3} \Omega_A^2,$$

где $a_c \sim L_0^2/\xi_D^2$ — малый параметр. Тогда частота продольного резонанса много меньше частоты продольного резонанса в А-фазе (несколько десятков килогерц для наших условий), и поэтому продольный резонанс в эксперименте не наблюдается.

В качестве состояния (f) Г. Е. Воловик также выбирает состояние Ларкина-Имри-Ма, но при этом векторы $\hat{\mathbf{l}}$ и $\hat{\mathbf{d}}$ ориентируются не полностью независимо. Степенью взаимной упорядоченности этих векторов служит малый параметр a_f . По определению этот параметр близок к нулю, если выполняется (1.32) и стремится к 1/2 при обратном соотношении L_0 и ξ_D ,

когда спин-орбитальное взаимодействие ориентирует $\hat{\mathbf{I}} \parallel \hat{\mathbf{d}}$. Зависимость сдвига частоты в импульсном ЯМР от угла отклонения намагниченности β в состоянии (f) запишется в виде

$$\Delta\omega_{f\perp} = \frac{a_f \Omega_A^2}{6 \omega_L} (1 + \cos \beta) ,$$

а частота продольного резонанса принимает значение

$$\omega_{f\parallel} = \frac{4a_f}{3} \Omega_A^2 .$$

Исключение параметра a_f даёт

$$\Delta\omega_{f\perp} = \frac{\omega_{f\parallel}^2}{8\omega_L} (1 + \cos \beta) . \quad (5.1)$$

Теория Г. Е. Воловика правильно объясняет следующие наблюдения.

- Продольный резонанс наблюдается в состоянии ($f + c$) и отсутствует в состоянии (c).
- Сдвиг частоты в поперечном ЯМР для состояния (f) намного больше, чем в состоянии (c) (в 4 раза).
- Оба этих сдвига гораздо меньше сдвига, наблюдавшегося в В-фазе ^3He в аэрогеле и характерных дипольных сдвигов в чистом сверхтекучем ^3He .
- Сдвиг в состоянии ($f + c$) в экспериментах по импульсному резонансу *может* выглядеть так, как на рис. 5.6, поскольку он определяется в основном сдвигом в состоянии (f) (5.1), где он гораздо больше, чем в состоянии (c).

В работе [54] И. А. Фомин вводит понятие фазы “nearly robust”, с поправкой к параметру порядка фазы “robust” (1.33). Параметр порядка фазы “nearly robust” отличается введением поправок u и v ($u^2 + v^2 = 1$) в параметр порядка:

$$\mathcal{A}_{\mu j}^{nR} = \Delta e^{i\Phi} \left[\widehat{d}_{\mu}(u\widehat{m}_j + iv\widehat{n}_j) + u\widehat{e}_{\mu}\widehat{l}_j \right].$$

Этот параметр порядка предполагает спин-орбитальное взаимодействие с двумя минимумами энергии, один из которых (более глубокий) соответствует $\widehat{\mathbf{f}} \uparrow\downarrow \widehat{\mathbf{n}}$ и стабильному состоянию, а другой минимум (менее глубокий) соответствует $\widehat{\mathbf{f}} \uparrow\uparrow \widehat{\mathbf{n}}$ и метастабильному состоянию. В стабильном состоянии может наблюдаться продольный резонанс, а в метастабильном состоянии частота продольного резонанса равна нулю. При этом в поперечном ЯМР сдвиг частоты для стабильного состояния равен

$$\Delta\omega^{(s)} = \frac{\Omega^2}{8\omega_L}(1 + w^2 \cos \beta), \quad (5.2)$$

где β — угол отклонения намагниченности от направления магнитного поля, $w = v/u$, а Ω — частота продольного резонанса (для рассматриваемого параметра порядка она совпадает с леггеттовской частотой). Это выражение не отличается от (5.1) при $w^2 = 1$. В метастабильном состоянии сдвиг задаётся формулой

$$\Delta\omega^{(m)} = (w^2 - 1)\frac{\Omega^2}{8\omega_L} \cos \beta. \quad (5.3)$$

Согласно [54] наблюдавшиеся нами состояния (f) и (c) — это стабильное и метастабильное состояния в фазе “nearly robust” соответственно. В эксперименте отношение сдвигов частоты в разных состояниях при $\beta = 0$ (для случая поперечного непрерывного ЯМР) равнялось 4. С учётом этого поправки принимают следующие значения: $u^2 = 3/11$, $v^2 = 5/11$ вместо значения $1/3$ для случая фазы “robust”, $w^2 = 5/3$ вместо 1. Введение поправки в параметр порядка приводит также к ненулевому сдвигу в метастабильном состоянии ($\Delta\omega^{(m)} = 0$ при $w^2 = 1$).

Теория И. А. Фомина правильно объясняет следующие наблюдения.

- Продольный резонанс наблюдается в состоянии $(f + c)$ и отсутствует в состоянии (c) .
- В состоянии (c) зависимость сдвига частоты от угла отклонения намагниченности пропорциональна $\cos \beta$ (рис. 5.5).
- Если предположить, что в состоянии (f) сдвиг частоты, в согласии с (5.2), пропорционален $(1+w^2 \cos \beta)$, то зависимость сдвига частоты в состоянии $(f + c)$ *может* выглядеть, как показано на рис. 5.6: сдвиг частоты при малых углах отклонения положителен и превосходит сдвиг в состоянии (c) при тех же условиях, а при больших углах сдвиг становится отрицательным.

В эксперименте по продольному резонансу максимум сигнала достигался при температуре $T=0.835T_{ca}$ (рис. 5.4), при этом частота резонансного контура была равна 9593 Гц. Подставив численные значения сдвига частоты, измеренные в поперечном ЯМР в формулы (5.1) или (5.2), можно вычислить предсказываемую обеими теориями частоту продольного резонанса:

$$\omega_{f\parallel}(0.835T_{ca})/2\pi = 16.2 \text{ кГц для теории Воловика,}$$

$$\Omega(0.835T_{ca})/2\pi = 13.8 \text{ кГц для теории Фомина.}$$

Таким образом, обе теории предсказывают не соответствующее наблюдавшемуся соотношение поперечной и продольной резонансных частот.

На настоящий момент ясно, что идентификация параметра порядка в фазе А-типа требует дополнительных усилий, как экспериментальных так и теоретических.

Заключение

Диссертационная работа содержит следующие основные результаты.

1. Методом поперечного ЯМР измерена леггеттовская частота в В-фазе ^3He в аэрогеле с пористостью 98.2 % в широком диапазоне температур и давлений. На основе этих измерений эмпирически обнаружено универсальное поведение леггеттовской частоты в зависимости от температуры для разных давлений. Также эмпирически найдена зависимость температуры сверхтекучего перехода в ^3He в аэрогеле от давления для данной плотности образца аэрогеля.
2. Выдвинуто предположение, что на границе между ^3He –В в аэрогеле и сверхтекучим чистым ^3He вектор орбитального момента \mathbf{L} в ^3He –В в аэрогеле ориентируется вдоль поверхности. Это предположение подтверждается результатами численного моделирования и качественной зависимостью формы линий ЯМР от угла между направлением магнитного поля и осью цилиндрической ячейки.
3. В фазе А-типа ^3He в аэрогеле обнаружены два спиновых состояния, названные (f) и (c). Эти состояния отличаются свойствами ЯМР, в частности в состоянии (c) не наблюдается продольный резонанс. Сдвиг частоты от ларморовского значения в импульсном ЯМР в состоянии (c) зависит от начального угла отклонения намагниченности β по формуле $\Delta\omega = A \cos \beta$. Полученные сведения об этих спиновых состояниях могут стать основой для идентификации параметра порядка в фазе А-типа.
4. В обеих сверхтекучих фазах ^3He в аэрогеле впервые наблюдались сигналы продольного резонанса.

Таким образом, содержание диссертации направлено на более глубокое понимание влияния примесей на сверхтекучесть в ^3He .

Для идентификации параметра порядка фазы А-типа необходимо получить состояние (f) в чистом виде. Возможно, для этого потребуется образец меньшего размера, чем в ячейке 5. Наши ранние эксперименты в фазе А-типа в ячейке 3 указывают на то, что мы наблюдали состояние (f) в чистом виде, но эксперименты по продольному ЯМР в ячейке 3 не проводились. Линии с одним пиком и с похожими на состояние (f) величинами сдвигов наблюдались в фазе А-типа и другими исследователями. Но импульсы, переворачивающие намагниченность в районе температуры перехода они не прикладывали. Если в новом образце аэрогеля удастся получить состояние (f) в чистом виде, то можно будет изучить причину и процесс формирования состояния (c). Недавние исследования, проведённые в Японии, показали, что на вид параметра порядка может влиять анизотропия плотности образца аэрогеля (спонтанная или наведённая) [48]. Поэтому при изготовлении ячейки необходимо тщательно следить за тем, чтобы в образце аэрогеля не возникало деформаций.

Эта же ячейка с недеформированным образцом аэрогеля может использоваться для изучения влияния деформаций аэрогеля на сверхтекучесть в ^3He : после измерений в недеформированном образце, можно тот же образец сжать контролируемым образом и сравнить полученные результаты.

Для дальнейшего изучения ориентирования \mathbf{L} можно изготовить ячейку, боковые стенки которой покрыты аэрогелем. В этом случае чистый ^3He окажется окружённым ^3He в аэрогеле. Если параметр порядка ориентируется границей чистой фазы и фазы с примесями, то при сверхтекучем переходе в аэрогеле должен происходить текстурный переход в чистом ^3He из-за того, что изменяется условие на границе: вектор \mathbf{L} в чистом ^3He должен будет выстроиться вдоль магнитного поля по всему объёму, при этом

исчезнет сдвиг частоты сигнала ЯМР от чистого $^3\text{He}-\text{В}$. ^3He в аэрогеле можно также использовать как ориентирующую поверхность в других экспериментах с чистым сверхтекучим ^3He .

★ ★ ★ ★ ★

Я хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю за редкий пример преданности любимому делу, который он не устаёт подавать.

Я благодарю своих коллег и соавторов, которые к моему большому сожалению уже не работают в нашей группе. Совместная работа с Иваном Косаревым, Славой Завьяловым и Львом Левитиным была для меня приятным и полезным времяпровождением. Также я благодарю другого нашего соавтора — доктора Норберта Малдерса, который на протяжении уже нескольких лет любезно изготавливает для нас образцы аэрогеля.

Я благодарю Ю. Копу за расчёт текстуры параметра порядка в $^3\text{He}-\text{В}$ и предоставленную программу, написанную ясно и прозрачно.

Я благодарю И. А. Фомина за многочисленные обсуждения наших экспериментов. В частности, результаты последней главы диссертации были бы гораздо беднее без его предложения использовать импульсы, переворачивающие намагниченность на 180° .

Также я благодарен Дж. Парпии за полезные обсуждения результатов измерений леггеттовской частоты в аэрогеле.

Особенную благодарность я выражаю Е. Р. Подоляку за постоянный интерес к нашей работе и бесчисленные полезные советы.

Я благодарю сотрудников гелиевой и механической мастерских, которые безотлагательно и безупречно обеспечивают наши нужды.

Наконец, я благодарю всех сотрудников Института за создание дружеской творческой атмосферы, царящей в Институте.

Литература

- [1] P. Kapitza // *Nature*. — 1938. — Vol. 141. — P. 74.
- [2] D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee // *Phys. Rev. Lett.* — 1972. — Vol. 28. — P. 885.
- [3] D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson, D. M. Lee // *Phys. Rev. Lett.* — 1972. — Vol. 29. — P. 920.
- [4] D. Vollhardt, P. Wölfle. *The Superfluid Phases of Helium Three*. — London: Taylor & Francis, 1990. — 690 pp.
- [5] P. W. Anderson, P. Morel // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 123. — P. 1911.
- [6] R. Balian, N. R. Werthamer // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 131. — P. 1553.
- [7] D. T. Lawson, W. J. Gully, R. C. Richardson, D. M. Lee // *Phys. Rev. Lett.* — 1973. — Vol. 30. — P. 541.
- [8] J. V. Porto, J. M. Parpia // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 74. — P. 4667.
- [9] D. Sprague, T. M. Haard, J. B. Kycia et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 75. — P. 661.
- [10] А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков // *ЖЭТФ*. — 1961. — Т. 39. — С. 1781.
- [11] B. I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 85. — P. 2148.

- [12] В. В. Дмитриев, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2002. — Т. 76. — С. 371.
- [13] V. V. Dmitriev, N. Mulders, V. V. Zavjalov, D. E. Zmееv // *AIP Conf. Proceedings*. — 2006. — Vol. 850. — P. 225.
- [14] V. V. Dmitriev, N. Mulders, V. V. Zavjalov, D. E. Zmееv // *AIP Conf. Proceedings*. — 2006. — Vol. 850. — P. 229.
- [15] V. V. Dmitriev, L. V. Levitin, N. Mulders, D. E. Zmееv // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 84. — С. 539.
- [16] A. I. Ahonen, T. A. Alvesalo, M. T. Haikala et al. // *Phys. Lett.* — 1975. — Vol. 51A. — P. 279.
- [17] P. J. Hakonen, M. Krusius, M. M. Salomaa et al. // *J. Low. Temp. Phys.* — 1989. — Vol. 76. — P. 225.
- [18] A. J. Leggett // *Rev. Mod. Phys.* — 1975. — Vol. 47. — P. 331.
- [19] E. V. Thuneberg // *J. Low. Temp. Phys.* — 2001. — Vol. 122. — P. 657.
- [20] А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев и др. // *ЖЭТФ*. — 1985. — Т. 88. — С. 2025.
- [21] И. А. Фомин // *ЖЭТФ*. — 1985. — Т. 88. — С. 2039.
- [22] А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев и др. // *ЖЭТФ*. — 1989. — Т. 96. — С. 956.
- [23] W. P. Halperin, J. A. Sauls // *cond-mat/0408593*. — 2004.
- [24] G. Gervais, K. Yawata, N. Mulders, W. P. Halperin // *Phys. Rev. B*. — 2002. — Vol. 66. — P. 054528.

- [25] E. Nazaretski, N. Mulders, J. M. Parpia // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 79. — С. 470.
- [26] G. E. Volovik // *Письма в ЖЭТФ*. — 1996. — Т. 63. — С. 281.
- [27] G. E. Volovik // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 81. — С. 784.
- [28] И. А. Фомин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 77. — С. 285.
- [29] I. A. Fomin // *J. of Low Temp. Phys.* — 2004. — Vol. 134. — P. 769.
- [30] А. И. Ларкин // *ЖЭТФ*. — 1970. — Vol. 31. — P. 784.
- [31] Y. Imry, S. Ma // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Vol. 35. — P. 1399.
- [32] В. В. Дмитриев, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев, Н. Малдерс // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 79. — С. 612.
- [33] V. V. Dmitriev, V. V. Zavjalov, D. E. Zmееv // *J. Low Temp. Phys.* — 2005. — Vol. 138. — P. 765.
- [34] А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев и др. // *ПТЭ*. — 1985. — Т. 3. — С. 185.
- [35] V. V. Dmitriev, I. V. Kosarev, D. V. Ponarin // *J. Low Temp. Phys.* — 1998. — Vol. 113. — P. 945.
- [36] D. C. Carless, H. E. Hall, J. R. Hook // *J. Low Temp. Phys.* — 1983. — Vol. 50. — P. 605.
- [37] J. E. Baumgardner, D. Osheroff // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 155301.
- [38] H. Nakagawa, K. Obara, H. Yano et al. // *J. Low Temp. Phys.* — 2004. — Vol. 134. — P. 757.

- [39] H. Nakagawa, K. Obara, H. Yano et al. // *J. Low. Temp. Phys.* — 2005. — Vol. 138. — P. 159.
- [40] *Частное сообщение О. Исикавы (O. Ishikawa, Osaka City University).*
- [41] T. Hall, J. M. Parpia // *Bull. Am. Phys. Soc.* — 1989. — Vol. 34. — P. 1197.
- [42] J. V. Porto, J. M. Parpia // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 59. — P. 14583.
- [43] *Частное сообщение Дж. Парпии (J. M. Parpia, Cornell University).*
- [44] E. V. Thuneberg, S.-K. Yip, M. Fogelström, J. A. Sauls // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — P. 2861.
- [45] J. A. Sauls, P. Sharma // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68. — P. 224502.
- [46] H. Smith, W. F. Brinkman, S. Engelsberg // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Vol. 15. — P. 199.
- [47] L. T. Kurki, E. V. Thuneberg // *J. Low. Temp. Phys.* <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-006-9259-8> (in print). — 2007.
- [48] T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina et al. // *cond-mat/0612007*. — 2006.
- [49] R. W. Giannetta, E. N. Smith, D. M. Lee // *Phys. Lett.* — 1977. — Vol. 62A. — P. 335.
- [50] J. Kokko, M. A. Paalanen, R. C. Richardson, Y. Takano // *J. Phys.* — 1978. — Vol. C11. — P. L125.

- [51] O. Ishikawa, R. Kado, H. Nahagawa et al. // *AIP Conf. Proc.* — 2006. — Vol. 850. — P. 235.
- [52] V. V. Dmitriev, L. V. Levitin, N. Mulders, D. E. Zmeev // *cond-mat/0607789*.
- [53] G. E. Volovik // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 84. — С. 533.
- [54] I. A. Fomin // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 84. — С. 740.