

## Введение

В 1911 году Камерлинг-Онесс, обнаружил сверхпроводящий переход в ртути [1]. Так впервые наблюдался переход вещества в макроскопически когерентное квантовое состояние. В настоящее время явления, в которых проявляется макроскопическая квантовая когерентность делятся на три большие группы: сверхпроводимость в металлах, сверхтекучесть  $^4\text{He}$ , открытая в 1936 году П.Л.Капицей [2] и сверхтекучесть  $^3\text{He}$ . Известные сейчас три класса явлений различаются между собой как состоянием, реализующимся ниже точки перехода, так и свойствами, проявляемыми веществами в этом состоянии. Общим для них является то, что макроскопически большое число частиц описывается единой волновой функцией.

Макроскопически когерентная фаза  $^4\text{He}$  получила название сверхтекучей. Как было обнаружено П.Л.Капицей, ниже перехода, происходящего при температуре  $T_\lambda = 2,17 \text{ K}$ , жидкий гелий  $^4\text{He}$  приобретает способность протекать без трения сквозь узкие капилляры. Это свойство было названо сверхтекучестью, а состояние, в которое переходит  $^4\text{He}$  ниже  $T_\lambda$  - сверхтекучим. Название осталось и за новыми фазами  $^3\text{He}$ , хотя одна из них (А-фаза) не является сверхтекучей в изначальном смысле.

Сверхтекучий переход в  $^4\text{He}$  связан с Бозе-конденсацией атомов  $^4\text{He}$ . Атомы  $^3\text{He}$  - фермионы и, поэтому не могут испытывать Бозе-конденсации. Однако, они могут, подобно электронам в сверхпроводнике образовать пары, являющиеся бозонами (куперовские пары). Как известно из теории Бардина-Купера-Шриффера, для этого достаточно, чтобы взаимодействие между частицами, имеющими противоположные импульсы, равные импульсу Ферми, носило характер притяжения для какого-либо значения относительного орбитального момента.

Л.П.Питаевским в 1959 году [3] был проведен анализ взаимодействия между атомами  $^3\text{He}$ . Он показал, что ван-дер-Ваальсовское взаимодействие должно приводить к куперовскому спариванию, но, в отличие от сверхпроводников, в состоянии с ненулевым орбитальным моментом. Предсказанный переход  $^3\text{He}$  в сверхтекучее состояние был открыт в 1972 г. [4,5]. Были открыты две сверхтекучие фазы: А и В, позднее в магнитном поле была обнаружена еще одна - А1 фаза. Все три фазы существуют только при температуре ниже 2,5 мК (по шкале Грейвалла [6]). Дальнейшие исследования показали, что во всех трех фазах спаривание происходит в состоянии с орбитальным моментом  $L=1$  и спином  $S=1$ , причем А-фаза идентифицируется с одной из фаз, предложенных Андерсоном, Бринкманом и Морелом [7], (АБМ-фаза), а В-фаза - с одной из фаз, предложенных Бальяном и Вертхаммером [8], (ВВ-фаза).

Переход в сверхтекучее состояние является переходом второго рода, связанным со спонтанным нарушением симметрии системы. Это приводит к появлению новых гидродинамических переменных (т.н. симметричных), новых коллективных мод и новых видов переноса, определяемых градиентами этих переменных. В  $^4\text{He}$  и сверхпроводниках спонтанно нарушается калибровочная инвариантность. Соответствующей переменной является фаза параметра порядка, коллективной модой - второй звук и транспортным механизмом - сверхтекучий массовый ток, пропорциональный градиенту фазы параметра порядка. В разных фазах  $^3\text{He}$  кроме калибровочной инвариантности спонтанно нарушаются и другие виды симметрии: относительная калибровочно-орбитальная, относительная спин-орбитальная и относительная спин-орбитально-калибровочная симметрии. В В-фазе, о которой пойдет речь в данной работе, кроме

калибровочной инвариантности нарушается относительная спин-орбитальная симметрия. Это означает, что состояние системы изменяется при повороте спиновой системы координат относительно орбитальной. Например, оно изменится, если повернуть спины всех куперовских пар, оставив их волновые векторы неизменными. Гидродинамической переменной, связанной с таким нарушением симметрии являются углы относительного поворота спиновой и орбитальной систем координат, коллективными модами - спиновые волны, связанные с механическими колебаниями [9]. Градиенты этих углов вызывают новый тип сверхтекучего потока - совместный перенос спина и массы. В большинстве случаев, однако, можно говорить о появлении в сверхтекучих фазах  $^3\text{He}$  сверхтекучего спинового тока, поскольку связанный с ним поток массы очень мал.

Значительная часть знаний о сверхтекучем  $^3\text{He}$ , накопленных на сегодня получена с использованием методов ядерного магнитного резонанса - ЯМР. В основе интерпретации экспериментов по ЯМР обычно лежит система уравнений спиновой динамики, выведенных Леггеттом [10]. Большинство экспериментов как по импульсному, так и по непрерывному ЯМР хорошо описывается системой уравнений Леггетта. Однако можно выделить три группы экспериментов которые не объясняются в рамках этой теории. Это эксперименты в которых наблюдался долгоживущий сигнал индукции [11,12], эксперименты по наблюдению нелинейного резонанса в непрерывном ЯМР [13,14] и большинство экспериментов по продольной магнитной релаксации, например [15,16,11,12]. Для объяснения последней группы экспериментов делались теоретические предсказания о влиянии сверхтекучих спиновых токов на процессы магнитной релаксации в  $^3\text{He}$  [17,18,19].

В работах [20,21,22,23] было показано, что в импульсном ЯМР при определенных условиях свертующие спиновые токи перераспределяют намагниченность так, что образец разбивается на два домена, в одном из которых намагниченность находится в равновесии с внешним полем, а в другом прецессирует синфазно, будучи отклоненной на угол  $104^\circ$  (однородно прецессирующий домен, ОПД). Этим объясняется существование долгоживущего сигнала индукции. Теория этого явления разработана в работах Фомина [24,25]. Эти исследования можно считать первым поддающимся интерпретации наблюдением свертующих спиновых токов в  $^3\text{He}$ . Однако прямых наблюдений и измерений величины спиновых токов сделано не было.

Фоминим [25] высказывалось предположение, что нелинейный ферромагнитный резонанс также обусловлен формированием двухдоменной структуры.

Теория спиновых токов в свертующем  $^3\text{He}$  рассматривалась в ряде работ вскоре после его открытия. Сошлемся на обзор Леггетта [26]. Уравнения, описывающие свертующий перенос спина выражают его через градиенты углов ориентации параметра порядка  $^3\text{He}$ , не являющегося измеряемой величиной. Применение их к эксперименту дополнительно затрудняется тем, что, отличие от массы или электрического заряда, спин - не сохраняющаяся величина.

Однако, как было показано в работе [27], в  $^3\text{He-V}$  при прецессии намагниченности, которая осуществляется в больших объемах  $^3\text{He}$ , углы ориентации параметра порядка связаны с углами ориентации намагниченности образца. Кроме того если прецессия происходит при углах отклонения меньше  $104^\circ$ , то нет магнитной релаксации (если пренебречь спиновой диффузией). Фоминим [28] были выведены уравнения, описывающие

сверхтекучий спиновый ток в такой конфигурации, согласно которым величина спинового тока определяется градиентами угла отклонения и фазы прецессии намагниченности, подобно тому как ток в сверхпроводниках определяется градиентом фазы параметра порядка.

Однородно прецессирующий домен, наблюдавшийся в импульсных экспериментах, позволяет создать в  $^3\text{He-B}$  большие области с одинаковым углом отклонения и фазой прецессии. Соединив такие области каналом можно было бы исследовать перетекание намагниченности между ними. Однако время их существования в импульсных экспериментах не превышает 1 с. В экспериментах описанных в диссертации удалось образовать ОПД в непрерывных ЯМР экспериментах. При этом угол отклонения близок к  $104^\circ$ , а фаза прецессии контролируется фазой магнитного поля накачки. Форма линии сигнала ЯМР согласуется с теоретической. Видимо, подобные явления наблюдались в [13] и [14]. Однако геометрия использовавшихся в этих работах экспериментальных ячеек не позволяет однозначно интерпретировать результаты. В наших экспериментах доказано, что наблюдающийся нелинейный гистерезисный резонанс вызван формированием ОПД. Исследованиям однородно прецессирующего домена методом непрерывного ЯМР посвящена третья глава диссертации.

В четвертой главе диссертации описываются эксперименты по исследованию сверхтекучего спинового тока в канале, соединяющем два ОПД. Измерена зависимость величины тока от разности фаз прецессии на концах канала и градиент фазы вдоль канала. При достижении током некоторой критической величины наблюдалось проскальзывание фазы. Измерена критическая величина разности фаз.

Известно, что если соединить два массивных сверхпроводника коротким каналом и приложить между ними некоторое напряжение, то при длинных каналах сброс разности фаз параметра порядка будет происходить путем проскальзывания фазы (см. например обзор [29]). При уменьшении длины канала до величин порядка длины когерентности, наблюдается непрерывная зависимость тока от разности фаз. Переходы с длиной много меньшей длины когерентности по многим характеристикам аналогичны джозефсоновскому туннельному контакту и вся область непрерывной токофазной зависимости получила название области "идеального" эффекта Джозефсона. Мы провели аналогичные эксперименты пропуская сверхтекучий спиновый ток сквозь маленькое сужение канала. Величина, играющая роль длины когерентности [28] в наших экспериментах может превышать  $\sim 0,1$  мм и меняется при изменении магнитного поля. Была измерена зависимость тока от разности фаз на переходе. Эти эксперименты описаны в пятой главе диссертации.

В целом в диссертации описаны работы в которых впервые непосредственно наблюдался сверхтекучий перенос спина и эффект Джозефсона на нем.

Для исследования сверхтекучего <sup>3</sup>He необходимо получение температур около 1 мК. Описанные работы были выполнены на созданной при участии автора в ИФП АН СССР установке адиабатического ядерного размагничивания меди.

Описанные эксперименты проводились при сравнительно малых частотах ЯМР в диапазоне  $0,2 \div 1$  МГц. Величина изменения в сигнале ЯМР, вызванного перетеканием намагниченности довольно мала. Промышленность почти не выпускает приборов, пригодных для использования в ЯМР спектрометре данного частотного диапазона с нужной чувствительностью.

Экспериментальная установка и методика эксперимента описаны в главе 2.

Кроме перечисленных глав, диссертация содержит главу 1, в которой приведены основы теории сверхтекучих спиновых токов в  $^3\text{He-B}$  и заключение, в котором перечислены и обсуждаются основные результаты полученные в диссертации и рассматривается возможное дальнейшее развитие исследований сверхтекучих спиновых токов в  $^3\text{He}$ .

Основные результаты, изложенные в диссертации опубликованы в работах [30 и 31] и доложены на:

1. Сессии отделения общей физики и астрономии АН СССР.
2. 24-ом Всесоюзном совещании по физике низких температур (Тбилиси, 1986)
3. Международной конференции по физике низких температур (Япония, Киото, 1987)
4. Бакурианских школах по физике гелия и некоторым вопросам сверхпроводимости (Бакуриани, 1987, 1988)
5. Международной конференции "Физика низких температур-87" (Будапешт)

Глава 1. Основы теории.

1.1. Параметр порядка в сверхтекучем  $^3\text{He}$ .

Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  изображена на рис.1-1. Существуют три сверхтекучие фазы  $^3\text{He}$ : А, В и А1 фаза. В нулевом поле существуют только первые две фазы. Выше поликритической точки (21,5 бар, 2,27 мК) при охлаждении происходит переход второго рода в А-фазу и затем переход первого рода в В-фазу. При давлении ниже поликритического происходит переход второго рода в В-фазу. В ненулевом магнитном поле вблизи перехода из нормальной фазы появляются тонкая "прослойка" А1-фазы. А-фаза в ненулевом магнитном поле и узкой области температур вблизи  $T_C$  существует и при давлениях ниже поликритического. Во всех трех фазах осуществляется триплетное спаривание. Отличаются они структурой параметра порядка. Все эксперименты, описанные в диссертации проводились с В-фазой  $^3\text{He}$ .

Поскольку в  $^3\text{He}$  спаривание происходит в состоянии с единичным орбитальным моментом и спином, параметр порядка здесь имеет более сложную структуру, чем в  $^4\text{He}$  или сверхпроводниках. Его можно представить в виде симметричной матрицы:

$$\hat{\psi}(\vec{k}) = \begin{bmatrix} \psi & \psi \\ \uparrow\uparrow & \uparrow\downarrow \\ \psi & \psi \\ \downarrow\uparrow & \downarrow\downarrow \end{bmatrix} \quad (1)$$

где  $\vec{k}$  единичный вектор в пространстве импульсов, определяющий положение на Ферми сфере. Три компоненты параметра порядка можно представить себе как параметры порядка трех сверхтекучих компонент с проекциями спина -1, 0 и 1. Бальян и Вертхаммер [8] ввели векторное представление параметра порядка. Вектор параметра порядка вводится как:

$$\vec{d}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \mathbf{i} (\sigma_y \vec{\sigma})_{\alpha\beta} \psi_{\alpha\beta}(\vec{k}) \quad (2)$$

здесь  $\vec{\sigma}$ -матрицы Паули. По одинаковым индексам подразумевается



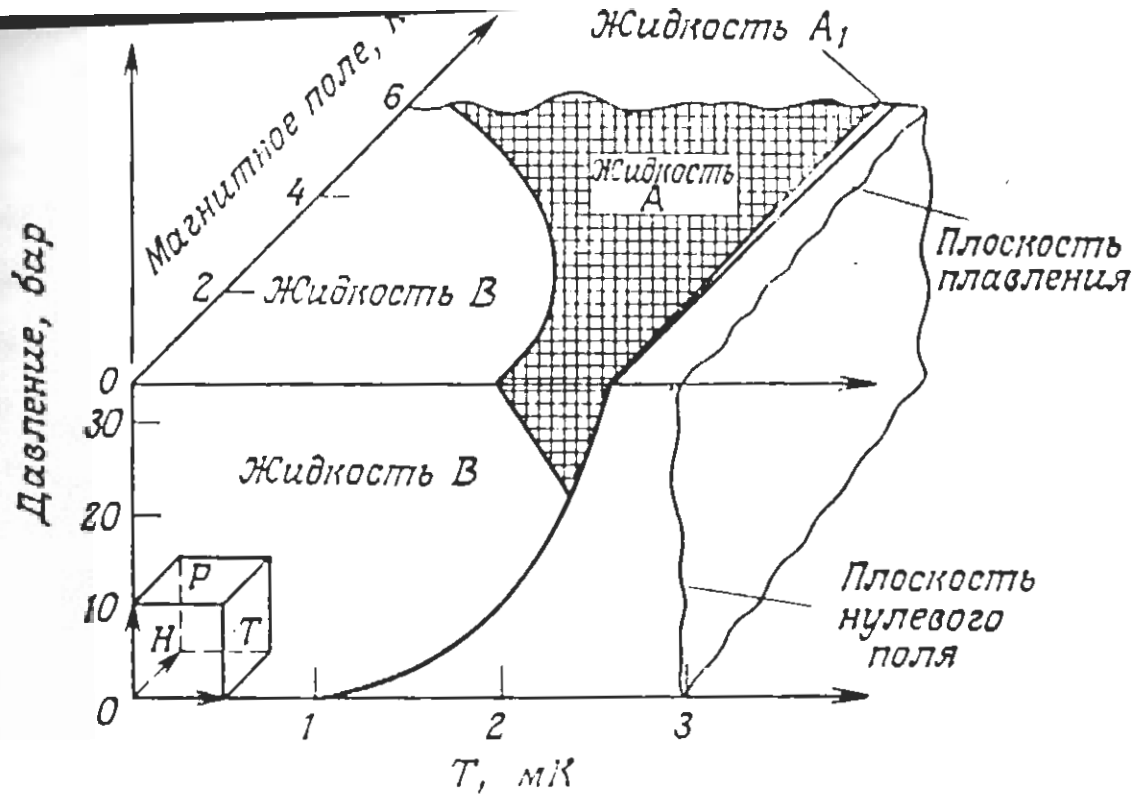


Рис. 1-1.

Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в области сверхнизких температур [32].  
 Температура указана в Хельсинской шкале температур [33], отличающейся от шкалы Грейвалла в 1,1 раза.

суммирование. Модуль вектора  $\vec{d}(\vec{k})$  пропорционален числу пар с данным  $\vec{k}$ ,  $(\Delta(T))$ . Кроме того спин пар с данным  $\vec{k}$ :  $\vec{S}(\vec{k}) \perp \vec{d}(\vec{k})$ . В А-фазе  $\vec{d}$  не зависит от  $\vec{k}$ , в В- фазе  $\vec{d}$  можно выразить через  $\vec{k}$  следующим образом.  $\vec{d}(\vec{k}) = \Delta(T) e^{i\varphi} \hat{R}(\vec{n}, \theta) \vec{k}$ , где  $\hat{R}$  - матрица поворота вокруг оси  $\vec{n}$  на угол  $\theta$ ,  $e^{i\varphi}$  - общий фазовый множитель.

Матрицу параметра порядка можно выразить через  $\vec{d}$  как:

$$\psi = \begin{bmatrix} \psi_{\uparrow\uparrow} & \psi_{\downarrow\uparrow} \\ \psi_{\uparrow\downarrow} & \psi_{\downarrow\downarrow} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -d_x(\vec{k}) + id_y(\vec{k}) & d_z(\vec{k}) \\ d_z(\vec{k}) & d_x(\vec{k}) + id_y(\vec{k}) \end{bmatrix} \quad (3)$$

отсюда видно, что вращая вектор  $\vec{d}$  вокруг оси  $z$  мы тем самым меняем фазы компонент  $\uparrow\uparrow$  и  $\downarrow\downarrow$ , причем если одна растёт, то вторая уменьшается. Для простоты рассмотрим А-фазу в которой вектор  $\vec{d}$  не зависит от  $\vec{k}$ . Если мы повернем вектор  $\vec{d}$  неоднородно в пространстве, то возникнут градиенты фаз компонент  $\downarrow\downarrow$  и  $\uparrow\uparrow$ , причем разного знака. Это приведет к противоположенно направленным потокам этих компонент со скоростью  $\vec{v}_{sp} = -\frac{\hbar}{2m} \vec{\nabla}\varphi$ , где  $\vec{\nabla}\varphi$  - градиент фаз компонент со спинами вверх и вниз. Массовый ток при этом будет равен нулю, по крайней мере в нулевом магнитном поле, но возникнет ненулевой спиновый ток.

В общем случае, когда  $\vec{d}$  зависит от  $\vec{k}$  и произвольно ориентирован в пространстве, спиновый ток описывается формулой [26]:

$$J_{i\alpha}^{sp} = \frac{\hbar}{2m} \rho_{ij\alpha\beta} \Omega_{j\beta} \quad (4)$$

здесь  $\Omega_{j\beta}$  матрица описывающая неоднородность ориентации вектора  $\vec{d}$  в пространстве: при изменении пространственных координат на  $\delta\vec{r}$  система векторов  $\vec{d}$  поворачивается на  $\delta d_i = \left(\frac{2m}{\hbar}\right) \epsilon_{ijk} d_j \Omega_{k\alpha} \delta r_\alpha$ . Греческие индексы отвечают координатному пространству, а латинские - спиновому. Тензор коэффициентов  $\rho_{ij\alpha\beta}$  называется сверхтекучей спиновой плотностью.

### 1.2. Спиновая динамика $^3\text{He-V}$ .

Параметр порядка, определяющий величину спинового тока, не является измеримой физической величиной. Однако, движение векторов намагниченности  $\vec{M}$  и  $\vec{d}$  связано уравнениями спиновой динамики, введенными Леггеттом [10].

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} + \vec{R}_D \quad (5)$$

$$\dot{\vec{d}} = \gamma \vec{d} \times \left( \vec{H} - \frac{\gamma}{\chi} \vec{M} \right)$$

здесь  $\gamma$ -гиромагнитное отношение для  $^3\text{He}$ ,  $\chi$ -его магнитная восприимчивость, а  $\vec{R}_D$ -момент дипольных сил.

$$\vec{R}_D = - \int \frac{d\Omega}{4\pi} \left( \vec{d} \times \frac{\vec{V}_B}{\vec{d}} + \text{компл.сопр.} \right) \quad (6)$$

$V_B$ -энергия дипольного взаимодействия.

Рассмотрим прецессию намагниченности большого образца  $^3\text{He-V}$  в магнитном поле  $H_0$ , направленном по оси  $z$  (т.н. конфигурация Бринкмана-Смита). Как было показано в [34] при прецессии с углами отклонения намагниченности ( $\beta$ ) меньшими  $\arccos(-1/4) \approx 104^\circ$  угол  $\theta$  равен  $\arccos(-1/4)$ , а вектор  $\vec{n}$  направлен как показано на рис.1-2: поворот магнитного поля  $\vec{H}_0$  параллельного оси  $z$  вокруг  $\vec{n}$  на угол  $\theta$  совмещает его с  $\vec{M}$ . Частота прецессии при углах отклонения меньше  $104^\circ$  равна ларморовской  $\omega_L = \gamma H_0$  (где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение для  $^3\text{He}$ ). При больших углах отклонения появляется положительный сдвиг частоты, равный [34]:

$$\delta\omega = - \frac{4}{15} \frac{\Omega_B^2}{\gamma H_0} (1 + 4\cos\beta) \quad (7)$$

где  $\Omega_B^2$  частота продольного резонанса в В-фазе.

В  $^3\text{He-V}$  с неотклоненной намагниченностью стенки ориентируют вектор  $\vec{n}$  под определенным углом. Эта ориентация распространяется вглубь жидкости за счет градиентной энергии конденсата на расстояния порядка  $R_H \sim 1$  мм. При этом частота

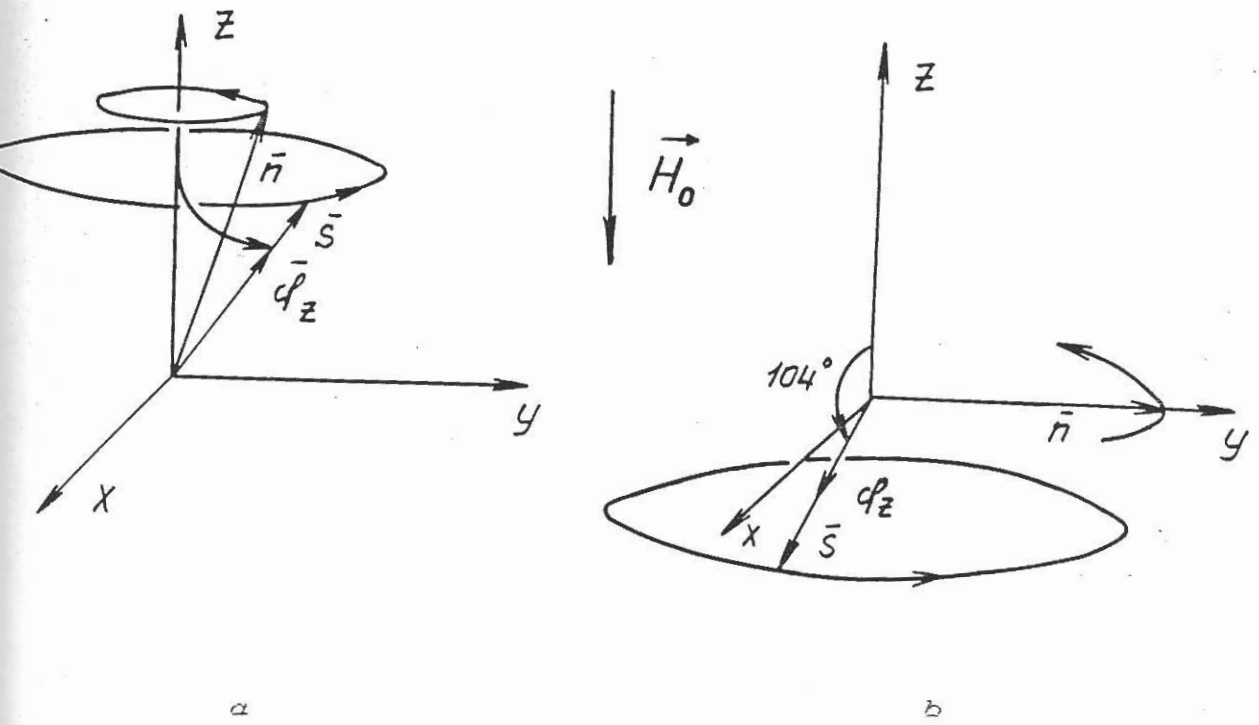


Рис. 1-2.

Траектории движения векторов параметра порядка  $\vec{n}$  намагниченности  $\vec{M}$  при прецессии с малыми углами отклонения (а) и с углом отклонения  $104^\circ$  (б).

прецессии при малых углах отклонения смещена от ларморовской. Распределение вектора  $\vec{n}$  в пространстве называется текстурой [35].

### 1.3. Спиновый ток в $^3\text{He-B}$ .

Спиновый ток в конфигурации Бринкмана-Смита теоретически исследовался Фоминым (см. напр. [36]). Для дальнейшего удобно, следуя Фомину [37], ввести систему координат, связанную с системой векторов  $\vec{d}$ . Ориентация этой системы координат относительно лабораторной задается тремя углами Эйлера. В конфигурации Бринкмана-Смита ось  $\zeta$  новой системы координат совпадает с направлением намагниченности, а два из углов Эйлера - с углом отклонения намагниченности ( $\beta$ ) и фазой прецессии ( $\alpha$ ). Третий угол ( $\gamma$ ) - это угол вращения системы векторов  $\vec{d}$  вокруг вектора  $\vec{M}$ . Углы  $\alpha$  и  $\gamma$  быстро меняются во времени с частотой прецессии, но их сумма  $\Phi = \alpha + \gamma$  меняется медленно и поэтому более удобна. Профиль дипольной энергии для В фазы и усредненной по  $\alpha$  дипольной энергии А-фазы в координатах  $\beta, \Phi$  показан на рисунке 1-3.

В отличие от массы или электрического заряда, спин, вообще говоря, не сохраняющаяся величина. В  $^3\text{He}$  к несохранению спина приводит спин-орбитальное (дипольное) взаимодействие. Однако в В-фазе дипольная энергия не зависит от угла  $\alpha$  [25]:

$$V_B = \frac{2}{15} \frac{\Omega_B^2}{\omega_L^2} \left[ \frac{1}{2} + u - 1 + (1+u)\cos\Phi \right]^2 \quad (8)$$

Поэтому здесь имеется сохраняющаяся (если пренебречь магнитной релаксацией) величина  $P = M_z - M_\zeta$ , равная разности проекций намагниченности на оси  $z$  и  $\zeta$  лабораторной и вращающейся систем координат. Для величины  $P$  можно записать закон сохранения в виде:

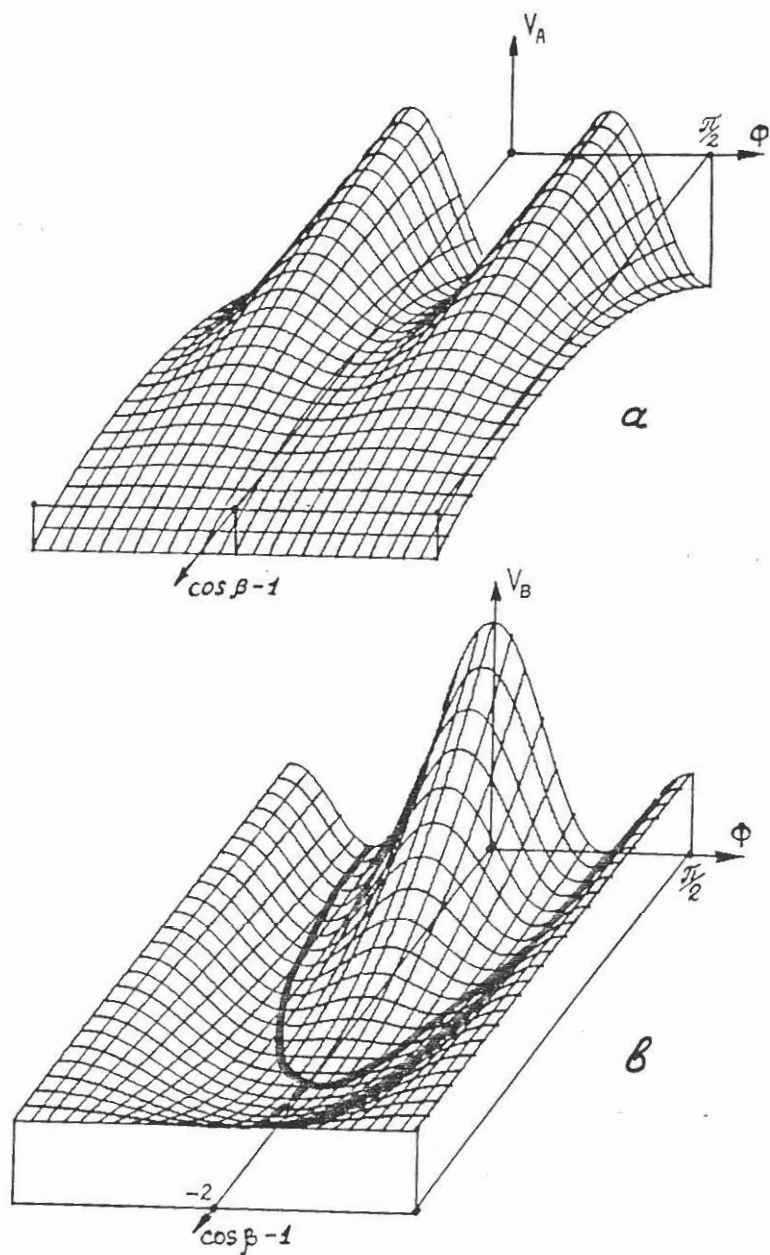


Рис. 1-3.

Профили энергии диполь-дипольного взаимодействия, усредненного по углу прецессии для  $^3\text{He-A}$  (a) и  $^3\text{He-B}$  (b) в координатах  $\cos \beta - 1$ ,  $\Phi$ . На рисунке b толстой линией показана линия минимума дипольной энергии, причем на сплошной кривой дипольная энергия постоянна.

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_P = 0. \quad (9)$$

Величина стоящая под знаком дивергенции - это плотность тока  $P$ . В конфигурации Бринкмана-Смита, как уже отмечалось, ось  $\zeta$  совпадает с направлением намагниченности и  $P = M_z - M_0 = M_0(\cos\beta - 1)$ , где  $M_0$  - равновесное значение намагниченности. Таким образом ток  $P$  равен току продольной намагниченности.

В  $A$ -фазе дипольная энергия не имеет циклических переменных и, следовательно, нельзя ввести ток сохраняющейся величины. Дипольная энергия в  $A$ -фазе снимает вырождение по ориентации параметра порядка даже при усреднении по быстрой прецессии намагниченности. Поэтому исследования спиновых токов здесь затруднены несмотря на наличие удобной для интерпретации экспериментов теории [38].

Дипольная энергия в  $B$ -фазе имеет "долину" с плоским (при  $\beta < 104^\circ$ ) дном. Если параметр порядка меняется на размерах больших так называемой дипольной длины  $\xi_D \sim 10^{-3}$  см, то связанная с этим изменением градиентная энергия много меньше характерных значений дипольной энергии и можно считать, что при заданом  $\beta$ ,  $\Phi$  всегда имеет значение, минимизирующее  $V_D$ . Тогда  $\beta$  и  $\Phi$  связаны соотношением [25]:

$$\cos\beta + \cos\Phi + \cos\beta\cos\Phi = \frac{1}{2}, \text{ при } \beta < 104^\circ, \Phi = 0, \text{ при } \beta > 104^\circ \quad (10)$$

При этом спиновый ток выражается через градиенты углов  $\alpha$  и  $\beta$ . Если  $\nabla\alpha$  и  $\nabla\beta$  направлены вдоль внешнего магнитного поля, то плотность тока равна [25]:

$$J_{P\parallel} = -\frac{\chi}{\gamma} \left\{ 2 \left[ (u-u^2)c_{\parallel}^2 + (1-u)^2c_{\perp}^2 \right] \nabla\alpha + (2c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) \frac{1-u}{1+u} (1+4u)^{-1/2} \sqrt{3} \nabla u \right\} \quad (11)$$

при  $\beta < 104^\circ$  и

$$J_{P\parallel} = -\frac{\chi}{\gamma} \left\{ 2 \left[ (u-u^2)c_{\parallel}^2 + (1-u)^2c_{\perp}^2 \right] \nabla\alpha \right\} \quad (12)$$

при  $\beta > 104^\circ$ . Здесь  $u = \cos\beta$ , а  $c_{\parallel}$  и  $c_{\perp}$  - скорости спиновых волн в сильном (по сравнению с дипольной энергией) магнитном поле. Вблизи температуры перехода они связаны между собой и со скоростью спиновых волн  $s$ , измерявшейся Ошеровым [39]. соотношениями

$$c_{\perp}^2 = \frac{3}{4} c_{\parallel}^2 \quad \text{и} \quad c_{\parallel}^2 = 2s^2 \quad (13)$$

Ниже мы для оценок пользуемся этими соотношениями и вдали от  $T_c$ . Справедливость такой экстраполяции подтверждается измерениями спектров различных мод колебаний двухдоменной структуры [40].

Если  $\nabla\alpha$  и  $\nabla\beta$  направлены перпендикулярно к магнитному полю то [28]:

$$J_{P\perp} = -\frac{\chi}{\gamma} \left\{ \left[ (1-u)^2 c_{\parallel}^2 + (1-u^2) c_{\perp}^2 \right] \nabla\alpha + c_{\parallel}^2 \frac{1}{1+u} (1+4u)^{-1/2} \sqrt{3} \nabla u \right\} \quad (14)$$

Знак перед членом с  $\nabla u$  в уравнениях (11), (12) определяется знаком угла  $\Phi$  (состояния, отличающиеся знаком  $\Phi$ , вырожденны), или, что эквивалентно, направлением вектора параметра порядка  $\vec{n}$ .

В описываемых в диссертации экспериментах образец  $^3\text{He-B}$  находился в линейно меняющемся вдоль оси  $z$  магнитном поле. ( $\nabla H \parallel \vec{n} \parallel z$  и  $\nabla H = \text{const}$ ) Если при этом возбудить прецессию намагниченности, то градиент ларморовской частоты  $\nabla\omega_L = \gamma \nabla H_0(\vec{r})$  приведет к разности фаз прецессии по образцу. Согласно приведенным формулам возникнет спиновый ток, переносящий продольную намагниченность. Если ячейка с  $^3\text{He}$  замкнута, то у одной из ее стенок угол отклонения намагниченности будет увеличиваться, а у другой уменьшаться. Этот процесс должен прекратиться, когда угол отклонения возрастет до  $104^\circ$  и возникнет дипольный сдвиг частоты (формула 7), компенсирующий разность ларморовских частот. Фомин [24,25] исследовал стационарное состояние, к которому должен



приводить этот процесс, и показал, что образец должен разбиваться на два домена, в одном из которых намагниченность направлена по магнитному полю, а в другом, прецессирует с общей частотой прецессии ( $\omega_p$ ), будучи отклоненной на угол  $\beta > 104^\circ$  (ОПД). Частота прецессии равна ларморовской частоте в центре доменной границы. Для не очень больших неоднородностей магнитного поля, таких, что разность магнитных полей на размерах ОПД  $\Delta H_0 \ll \Omega_B/\gamma$ , отклонением  $\beta$  от  $104^\circ$  можно пренебречь. Домены разделены стенкой толщиной порядка  $2\lambda = 2\Omega \left( \frac{c^2}{\omega_L \nabla \omega_L} \right)^{1/3}$ . В доменной стенке градиенты фазы прецессии компенсируются градиентами угла отклонения, так, что спиновый ток равен нулю. Разность ларморовских частот компенсируется дипольным сдвигом частоты.

Описанная структура наблюдалась в импульсных ЯМР экспериментах [20-23].

#### 1.4. Магнитная релаксация в $^3\text{He}$ .

В  $^3\text{He}$  существуют два основных механизма релаксации: механизм, предложенный Леггеттом и Такаги [41] и спиновая диффузия. Механизм Леггетта-Такаги действует при ненулевом моменте дипольных сил  $R_D$ . Этот момент действует только на намагниченность сверхтекучей компоненты, а намагниченность нормальной компоненты "подстраивается" при столкновениях квазичастиц. При этом возникает "трение" между компонентами, приводящее к диссипации энергии. Как было показано Фоминим, в  $^3\text{He-B}$  в полях, много больших  $\Omega_B/\gamma \sim 50$  Э, при релаксации модуль намагниченности остается постоянным и равным равновесному значению. Диссипация энергии в конфигурации Бринкмана-Смита описывается формулой [25]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{LT} = -\frac{\chi}{\gamma^2} \tilde{\tau}_{LT} \omega_L^2 \int \sin^2 \beta [\omega_p - \omega_L(z)] dV \quad (15)$$

здесь  $\tilde{\tau}_{LT} = \frac{1-\lambda_{LT}}{\lambda_{LT}} \tau_{LT}$ ,  $\lambda_{LT}$  - отношение равновесной намагниченности сверхтекучей компоненты к полной намагниченности,  $\tau_{LT}$  - эффективное время соударения квазичастиц. Интеграл берется по образцу  ${}^3\text{He}$ .

Спиновая диффузия возникает при неоднородной прецессии намагниченности. Связанная с ней диссипация энергии равна [25]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{дифф.}} = -\chi \int D_{ijk\xi\eta} \frac{M_i}{x_\xi} \frac{M_j}{x_\eta} dV \quad (16)$$

здесь  $D_{ijk\xi\eta}$  - тензор коэффициентов спиновой диффузии. Из соображений симметрии его можно записать в виде [25]:

$$D_{ijk\xi\eta} = D_1 \delta_{ij} \delta_{\xi\eta} + D_2 (R_{i\xi} R_{j\eta} + R_{i\eta} R_{j\xi}) \quad (17)$$

где  $R_{i\xi} = R(\vec{n}, \theta)$ ,  $D_1$  - изотропная а  $D_2$  - анизотропная часть тензора коэффициентов диффузии.

В двухдоменной структуре диссипация энергии по механизму Леггетта-Такаги происходит в объеме ОПД, а диффузионная диссипация - на доменной границе. Для цилиндрической камеры с осью направленной по магнитному полю и площадью дна  $S$ , суммарная диссипация выражается формулой [25]:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\chi}{\gamma^2} \left( \frac{5}{16} \omega_p^2 \tilde{\tau}_{LT} \int_{z_1}^{z_2} (\nabla \omega_L)^2 dz + \frac{D_1 \omega_p^2}{\lambda} \sigma \right) S \quad (18)$$

здесь  $\lambda$  - толщина доменной стенки,  $z_1$  и  $z_2$  - координаты начала и конца ОПД, а  $\sigma$  - множитель порядка единицы, зависящий от формы стенки. При  $D\omega_p/c^2 \ll 1$  в отсутствие радиочастотного поля  $\sigma \approx 1,1$ . В радиочастотном поле форма доменной стенки и величина  $\sigma$  должны изменяться, причем могут образовываться доменные стенки двух видов, отличающиеся направлением вектора

параметра порядка  $\vec{n}$ . Задача вычисления параметра  $\sigma$  в этих условиях пока не решена.

Спиновый ток связан с градиентами параметра порядка. Связь ориентации параметра порядка с ориентацией намагниченности позволяет возбуждать и контролировать спиновый ток. С другой стороны для этого требуется создать неоднородное распределение намагниченности, что вызывает спин-диффузионную релаксацию. Рассмотрим перпендикулярный магнитному полю канал, заполненный  $^3\text{He-B}$ , в котором поддерживается ОПД. Фазы прецессии на концах канала заданы фазами РЪ-полей. Ось  $x$  направлена вдоль канала и  $x=0$  на одном из его концов. Спиновый ток вызывается градиентом фазы прецессии ОПД,  $\nabla\alpha = \frac{\partial\alpha}{\partial x} = \alpha$ , направленным вдоль канала. При этом возникает ток величины  $P$  равный:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\chi}{\gamma} \omega_p \int (\nabla\alpha)^2 dV \quad (19)$$

Это выражение входит в виде правой части в уравнение (9).

Выразив  $J_{P\perp}$  из (14) с  $u = \text{const} = -1/4$ , получим закон распределения фазы прецессии вдоль канала:

$$\alpha(x) - \alpha(0) = \frac{1}{\Lambda} \ln(1 + \alpha(0)\Lambda x); \quad \alpha(x) = \frac{e^{\Lambda\Delta\alpha - 1}}{\Lambda L \left[ 1 + (e^{\Lambda\Delta\alpha - 1}) \frac{x}{L} \right]} \quad (20)$$

Здесь  $L$ -длина канала,  $\Delta\alpha$  - разность фаз прецессии на концах канала,  $\Lambda = \frac{64}{145} D \frac{\omega_p}{c_{\parallel}}$  а  $D = D_1 + \frac{D_2}{2}$ . Зависимости  $\alpha(x)$  для разных

$\Delta\alpha$  изображены на рис.1-4.

Сравнение двух механизмов релаксации показывает, что при типичных экспериментальных условиях релаксация по механизму Леггета-Такаги играет пренебрежимую роль.

С продольной намагниченностью связана зеемановская энергия  $E = -M_z H_0$ . Поэтому спиновый ток, переносящий  $M_z$ , переносит также и энергию. Поток переносимой энергии на краях канала можно получить, подставив выражение для  $\alpha(0)$

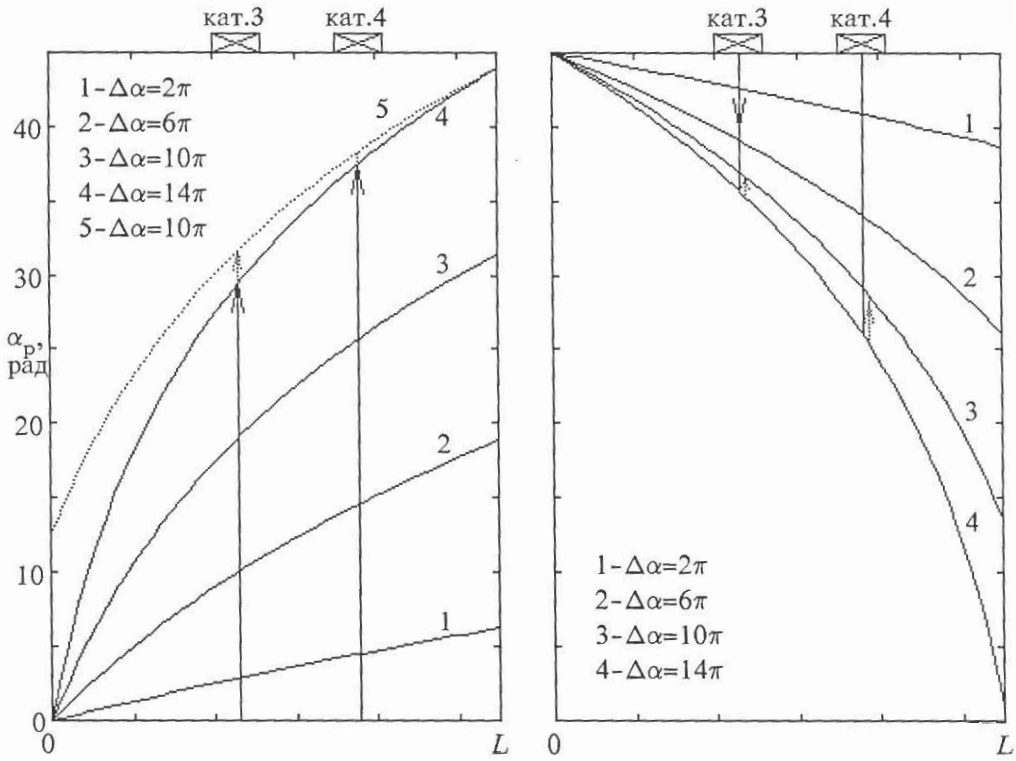


Рис. 1-4.

Зависимость фазы прецессии в канале от координаты при нескольких значениях разности фаз на канале и разных направлениях спинового тока. Параметр  $\Lambda$  имеет значение  $0,05 \text{ с}^{-1}$ , типичное для наших экспериментальных условий. На рисунке также показано положение катушек на канале и изменение фазы прецессии в них, во время (пунктир) и между проскальзываниями фазы (сплошные линии) (см. главу 4).

(форм.20) и  $u = \frac{1}{4} \text{const}$  в формулу 14 и записав  $J_E = -H_0 J_P$ , получим:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{145}{64} \frac{\chi}{\gamma^2} c_{\parallel}^2 \omega_L s \alpha(0) = \frac{145}{64} \frac{\chi}{\gamma^2} c_{\parallel}^2 \omega_L s \frac{e^{\Lambda\Delta\alpha-1}}{e^{\Lambda\Delta\alpha}} \quad (21)$$

где  $s$  - площадь сечения канала.

### 1.5. Критический спиновый ток.

Если увеличивать разность фаз прецессии на концах канала, больше  $\pi$  то при сбросе одного или нескольких витков разности фаз градиентная энергия, связанная с градиентом разности фаз понизится. Проскальзывание фазы происходит при достижении критического тока (градиента фазы прецессии). Задача о величине критического спинового тока в длинном узком канале была решена Фоминым в [28] и более подробно в [37].

В модели Фомина дипольная энергия принимается бесконечно большой (много больше градиентной энергии и разности зеемановских энергий по ОПД), поэтому  $0 < \beta < 104^\circ$ . Сверхтекучий ток на фоне прецессии ОПД при этом описываются уравнениями [28]:

$$\omega_p \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\partial V}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\partial V}{\partial u_{,k}} \right) \quad (22)$$

$$\omega_p \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\partial V}{\partial \psi_{,k}} \right)$$

здесь введена новая переменная  $\psi$  - фаза прецессии во вращающейся системе координат:  $\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \alpha}{\partial t} - \omega_p$ . Кроме того в этом разделе используется система единиц в которой  $\chi=1$  и  $\gamma=1$ . Приведенные уравнения образуют гамильтонову систему с гамильтонианом:

$$V = F_{\nabla} + \omega_p (\omega_p - \omega_L) u \quad (23)$$

где  $F_{\nabla}$  - градиентная энергия (см. [28]). Этот гамильтониан напоминает первые два члена в выражении для свободной энергии сверхпроводников в теории Гинзбурга-Ландау, причем второй

член соответствует члену второго порядка по модулю параметра порядка в энергии конденсации. Первый и второй члены гамильтониана становятся сравнимыми, когда расстояния на которых меняется ориентация параметра порядка имеют размер порядка [28]:

$$\xi = \frac{c_{\perp}}{\sqrt{\omega_L(\omega_p - \omega_L)}} \quad (24)$$

точное решение уравнений (22) дает зависимость плотности тока от градиента фазы прецессии, показанную на рис.1-5 [28]. Ток линейно зависит от разности фаз до точки излома при

$$\alpha_{c1} = \left( \frac{c_{\perp}^2}{5c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2} \right) \frac{1}{\xi}. \quad (25)$$

Ток обращается ноль при  $\alpha_{c2} = 1/\xi$ . Эта величина в дальнейшем называется критическим градиентом фазы  $\alpha_c$ . При  $0 < \alpha < \alpha_{c1}$   $u = -1/4$ , при  $\alpha_{c1} < \alpha < \alpha_{c2}$   $u$  увеличивается, обращаясь при  $\alpha_{c2}$  в 1. При  $u=1$  ( $\beta=0$ ) фаза прецессии не определена и происходит проскальзывание фазы.

При  $\beta < 104^\circ$  спиновые волны в  $^3\text{He-V}$  имеют квадратичный спектр [42]. При этом не выполняется критерий Ландау по отношению к генерации спиновых волн. Сонин [43] провел анализ гамильтониана (23) и на его основе заключил, что при  $\beta > 104^\circ$  критерий Ландау выполняется до градиентов порядка обратной дипольной длины  $\xi_D$ , много больших  $\alpha_{c2}$ . Однако, он указывает, что градиент фазы прецессии приводит к сдвигу частоты  $\delta\omega_{\nabla}$ , компенсирующему дипольный сдвиг  $\delta\omega_D$ . При достижении градиента  $\alpha_{c1}$ ,  $\omega_p - \omega_L = \delta\omega_{\nabla}$ , дипольный сдвиг должен обращаться в ноль, а  $\beta = 104^\circ$ . При дальнейшем увеличении  $\Delta\alpha$   $\beta \rightarrow 0$ , при этом  $\delta\omega_{\nabla}$  остается постоянным. На этом участке происходит генерация спиновых волн, однако оценка связанных с этим потерь, проведенная Фоминим, показала, что при типичных экспериментальных условиях они составляют около  $10^{-2}$  от

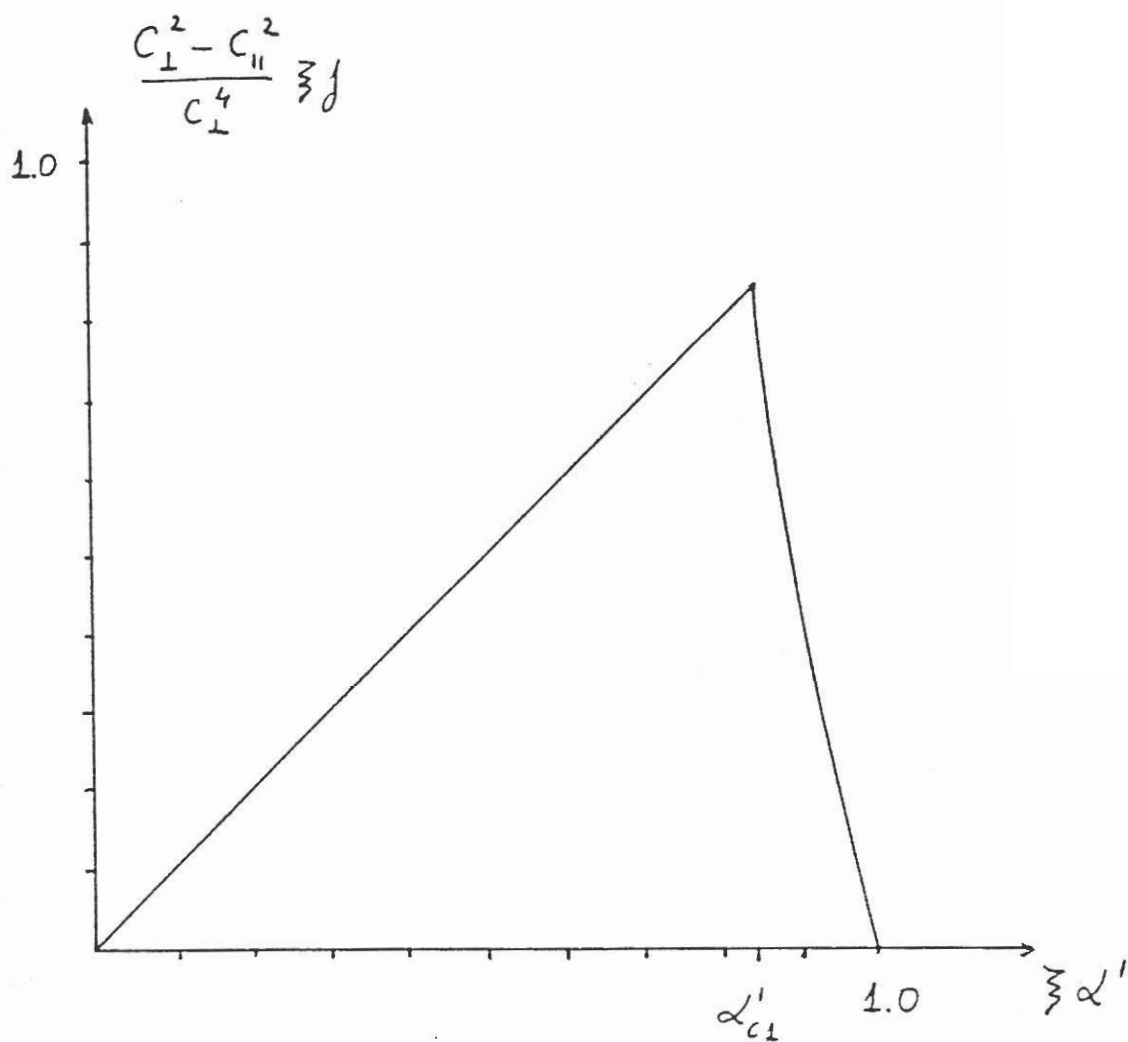


Рис. 1-5.

Зависимость плотности спинового тока в длинном канале от градиента фазы прецессии.

спин-диффузионной диссипации и генерация спиновых волн не приводит к проскальзыванию фазы.

### 1.6. Спиновый ток в коротких каналах.

Проскальзывание фазы при протекании спинового тока по каналу аналогично проскальзыванию фазы в длинных слабых связях в сверхпроводниках. При уменьшении длины слабой связи до размеров порядка длины когерентности зависимость тока от разности фаз в сверхпроводниках становится безгистерезисной. В<sup>3</sup> Не такая зависимость ранее наблюдалась на массовых токах [44]. Аналогичное поведение наблюдалось нами на спиновых токах.

Маркелов [45] рассмотрел протекание спинового тока по каналу с длиной  $L$  меньшей или порядка  $\xi$ . Им получены аналитические зависимости тока от разности фаз прецессии на переходе в двух предельных случаях: ток течет между двумя областями с  $\beta=0$  по каналу произвольной геометрии; и при протекании тока по узкому ( $\phi \ll L$ ) каналу между областями с произвольным углом отклонения.

Условие малости размеров канала означает, что в гамильтониан (23) основной вклад дает  $F_{\nabla}$ , а второй член представляет собой малую добавку. Узость канала необходима, чтобы задача была одномерной. Условие  $u \approx 0$ , позволяет пренебречь как вторым членом гамильтониана, так и членами в  $F_{\nabla}$ , содержащими градиенты  $u$ . В качестве малого параметра использовалась также величина  $\delta c^2 = (c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2) / c_{\perp}^2 \approx \frac{1}{3}$

В первом случае зависимость тока от разности фаз имеет форму треугольника. При стремлении  $L$  к нулю, вершина треугольника стремится к  $\frac{7}{48} \pi$  (при  $c_{\perp}^2 = \frac{3}{4} c_{\parallel}^2$ ). При увеличении длины канала вершина смещается вправо и достигает  $\pi$  при  $L^2 = 7\pi^2 (\delta c)^2 \xi^2 / 32 \approx 0,71 \xi^2$ . При этом эффект Джозефсона должен



переходить в скачки фазы.

Во втором случае ток синусоидально зависит от разности фаз, даже при длинах канала  $L \sim \xi$ .

Токофазные зависимости полученные при численном решении уравнений для тока в одномерном канале для разных значений угла отклонения приведена на рис.1-б. Обратим внимание на то, что вершина треугольной токофазной зависимости при  $\beta = \arccos(-\frac{1}{4})$  сглаживается уже при небольшом уменьшении  $\beta$ .

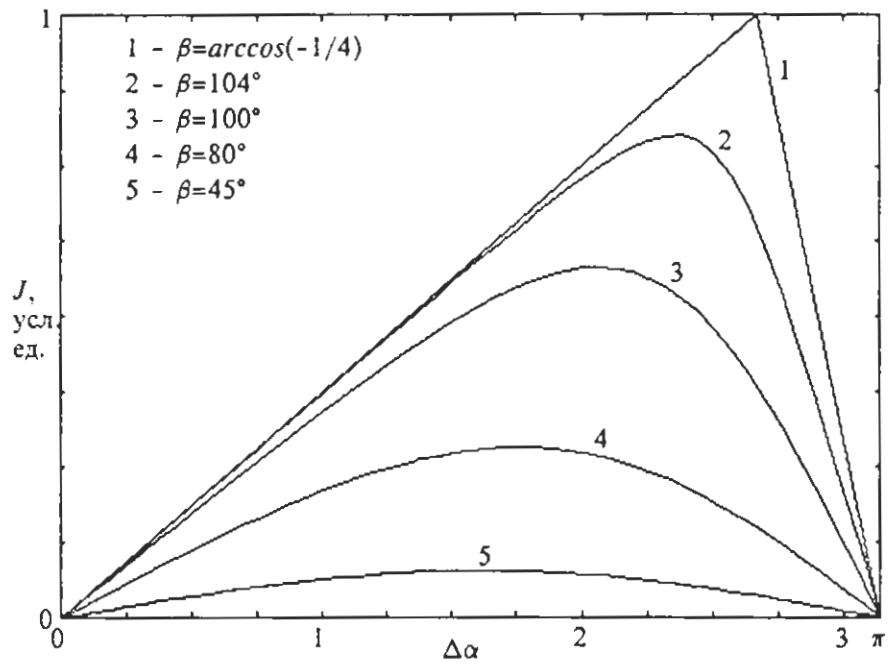


Рис. 1-6.

Зависимость плотности сверхтекучего спинового тока через короткий канал от разности фаз прецессии на канале при разных значениях угла отклонения на концах канала.

## Глава 2. Экспериментальная установка.

### 2.1. Криостат ядерного размагничивания.

Для получения сверхнизких температур в данной работе использовался криостат ядерного размагничивания с криостатом растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ , подробно описанный в [46,47,48]. Степень ядерного размагничивания, состоит из 2136 медных проволочек диаметром 0,5 мм в стеклоизоляции. После предохлаждения в магнитном поле 7,5 Т до 16-19 мК (это занимает около 3 дней) криостат размагничивания позволяет охладить  $^3\text{He}$  в экспериментальной ячейке до  $\sim 0,3 T_c$  и оставаться при температуре ниже сверхтекучего перехода от 1 суток до нескольких недель, в зависимости от давления  $^3\text{He}$ . Минимальная температура, достигнутая на этом криостате составляет 168 мК по шкале Грейвалла [6]. Это третий результат в мире.

Температура измерялась импульсным ЯМР-термометром PLM-3 фирмы "Instruments for Technology". Этот термометр измеряет температуру по парамагнитной восприимчивости ядерной магнитной системы платины. Калибровка термометра производилась по температуре сверхтекучего перехода в  $^3\text{He}$  или по измеренному времени продольной магнитной релаксации ядер платины. Переход определялся по изменению формы сигнала ЯМР в  $^3\text{He}$ : при приближении к переходу резонансная линия быстро становится уже и выше, а после перехода перестает изменяться.

Остаточный теплоприток к ядерной ступени составляет 1 нВт.

### 2.2. Методика измерений.

Все оригинальные исследования, вошедшие в диссертацию выполнялись методом непрерывного ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В этом методе к образцу, находящемуся в постоянном магнитном поле  $H_0$  прикладывается радиочастотное

(РХ) поле  $\vec{H}_1$  небольшой постоянной амплитуды (поле накачки). При совпадении частоты прецессии спинов с частотой поля  $\vec{H}_1$ , намагниченность образца ( $\vec{M}$ ) отклоняется от равновесного положения (вдоль  $\vec{H}_0$ ) и прецессирует синфазно с  $\vec{H}_1$ . При этом в приемной катушке, расположенной вокруг образца наводится э.д.с. индукции пропорциональная величине намагниченности, перпендикулярной  $\vec{H}_0$  (перпендикулярной намагниченности,  $M_{\perp}$ ). В качестве приемной часто используется та же катушка, что создает РХ-поле (приемно-передающая катушка).

Линейно поляризованное поле  $\vec{H}_1$  можно разложить на две циркулярно-поляризованные компоненты. Одна из них поляризована в направлении прецессии намагниченности. В дальнейшем говоря о РХ поле ( $\vec{H}_1$ ) мы будем подразумевать именно эту компоненту. Взаимодействие намагниченности с другой компонентой быстро меняется во времени (с удвоенной частотой прецессии) и при усреднении обращается в ноль. Величина  $H_1$  равна  $\frac{1}{2}\tilde{H}_1$ .

Компонента намагниченности ( $M_Y$ ), перпендикулярная  $\vec{H}_1$  и  $\vec{H}_0$  пропорциональна мощности, передаваемой системе ядерных моментов образца из РХ-поля:

$$W = M_Y H_1 = M_{\perp} H_1 \sin(\alpha - \varphi) V, \quad (26)$$

где  $\alpha$ -фаза прецессии намагниченности,  $\varphi$ -фаза РХ-поля, а  $V$  - объем образца. Наведенный ей сигнал называется поглощением# сигнал, наведенный второй компонентой, параллельной  $\vec{H}_1$  ( $M_X$ ), называется дисперсией. Поскольку напряжение индуцируемое в катушке прецессирующей намагниченностью пропорционально компоненте намагниченности, перпендикулярной оси катушки, то измеряя это напряжение через четверть периода прецессии мы получим величины, пропорциональные двум составляющим перпендикулярной намагниченности. Это осуществляется синхронным детектированием в квадратурах. Сигналы на двух выходах синхронного детектора ( $U$  и  $U$ ) определяются из:

$$U_x = AM_{\perp} \sin(\varphi - \alpha + \Delta) \text{ и } U_y = AM_{\perp} \cos(\varphi - \alpha + \Delta) \quad (27)$$

где  $A$ -чувствительность приемной схемы,  $\varphi$  и  $\alpha$  - фазы РХ-поля и прецессии соответственно, а  $\Delta$ - фазовый сдвиг, вносимый приемной схемой. Таким образом если подключить к выходу синхронного детектора двухкоординатный самописец, то модуль радиус вектора, проведенного из начала координат в любую точку этой кривой будет пропорционален средней по объему катушки поперечной намагниченности, а угол, образуемый им с осями координат - фазе прецессии относительно фазы РХ-поля плюс постоянный фазовый сдвиг, т.е. будет регистрироваться годограф вектора перпендикулярной намагниченности.

Меняя фазовый сдвиг  $\Delta$  можно "поворачивать" оси координат в которых измеряется  $\vec{M}_{\perp}$ , например можно разделить сигналы поглощения и дисперсии по выходам  $X$  и  $Y$  синхронного детектора, сделав  $\Delta=0$ . К сожалению, измерить величину  $\Delta$  сложно и различные методы, применявшиеся в наших экспериментах, например, расстройка входного контура или малое изменение частоты накачки, симулирующие сигнал дисперсии, дают результаты, отличающиеся на  $\sim 5^{\circ}$ . Это можно считать точностью определения ориентации системы координат поглощение-дисперсия.

Если поглощаемая из РХ-поля мощность не очень велика, а само поле достаточно сильно, т.е.  $W \ll M_{\perp} H_1$  то, соответственно  $\sin(\varphi - \alpha) \ll 1$  и фаза прецессии намагниченности равна фазе РХ-поля. Даже при большой поглощаемой мощности разность фаз прецессии и РХ поля не превышает  $\pi/2$ . Таким образом мы можем контролировать фазу прецессии намагниченности и связанную с ней фазу прецессии параметра порядка, контролируя фазу сигнала на выходе задающего генератора.

### 2.3. Экспериментальная ячейка.

В экспериментах, представленных в данной диссертации в

основном использовались три экспериментальные ячейки. Ячейки состояли из медной камеры с крышкой к которой приклеивалась верхняя часть, изготовленная из эпоксидной смолы "Stycast-1266". В медной камере находился теплообменник из спеченного серебряного порошка. Порошок с характерными размерами зерен около 1000 Å был напечен на три медные пластины и на дно камеры слоем толщиной 2 мм. В центре пластин имелись отверстия, а в дне камеры - стержень диаметром несколько большим диаметра отверстий. Корпус камеры охлаждался жидким азотом, после чего пластины напрессовывались на стержень. Площадь поверхности этого теплообменника, рассчитанная по размерам частиц порошка составляла  $60 \text{ м}^2$ . Медная камера с теплообменником на конусном контакте крепилась к верхушке ступени ядерного размагничивания, к которой были приварены проволочки ступени. Крышка уплотнялась индиевой прокладкой. Медная камера и теплообменник использовались во всех экспериментальных ячейках.

Минимальная температура до которой охлаждается  $^3\text{He}$  определяется теплопритоком к экспериментальной ячейке и качеством теплового контакта со ступенью размагничивания. Используемая конструкция теплообменника при относительной простоте позволила нам получить весьма низкую температуру  $^3\text{He}$ , несмотря на то, что мы не применяли таких сложных способов минимизации теплопритока, как двойные ячейки и т.д.

Ячейки отличались верхней частью. Эта деталь первой из ячеек изображена на рис.2-1. Она склеена той же эпоксидной смолой из нескольких изготовленных отдельно частей. Объемы с исследуемым  $^3\text{He}$  (5 и 6) представляли собой цилиндры с горизонтальными осями диаметром 4,5 и длиной 6 мм. Эти камеры соединялись между собой каналом (7), узкая часть которого

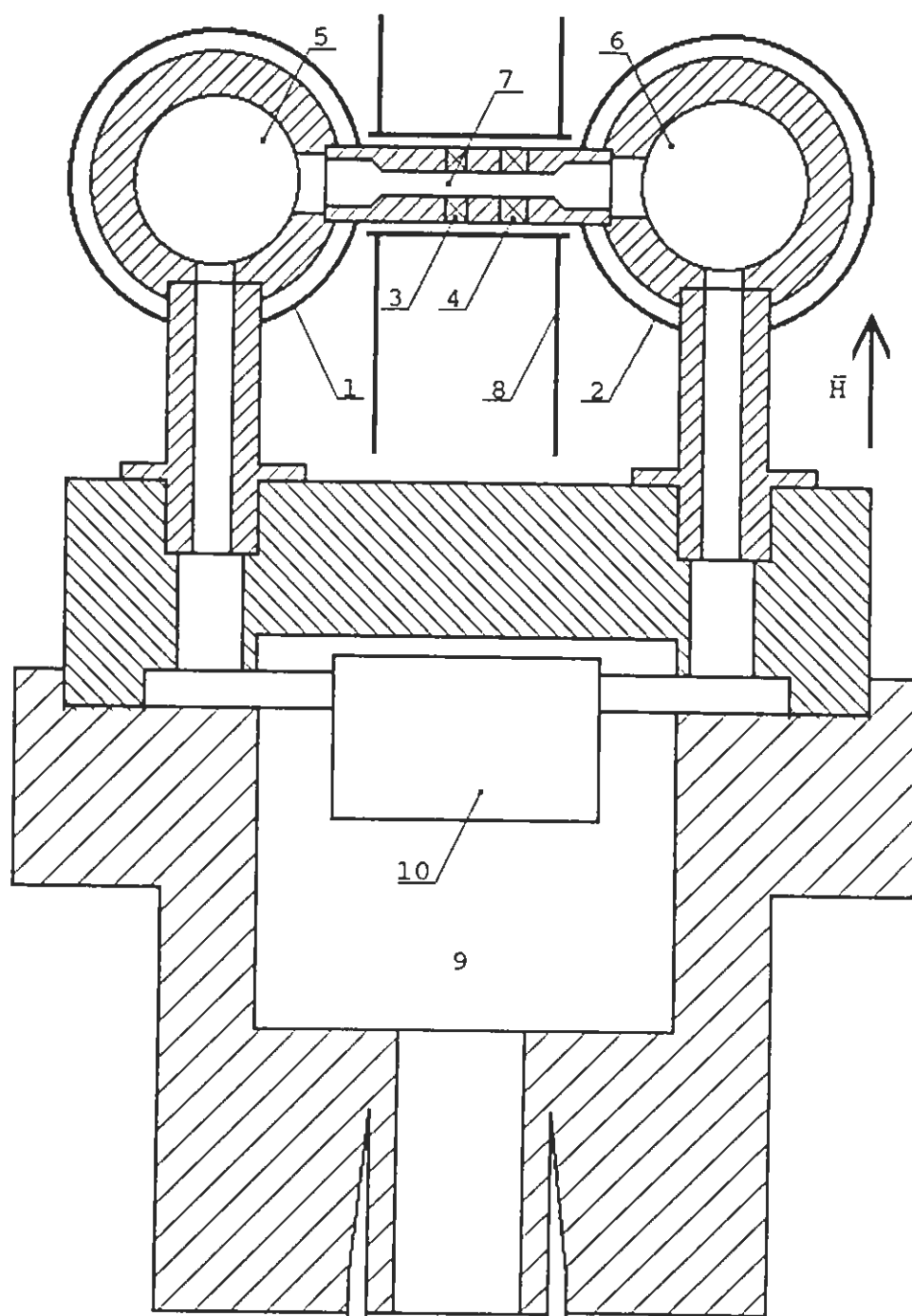


Рис.2-1. Эскиз первой экспериментальной ячейки. 1,2 - приемно-передающие катушки; 3,4 - миниатюрные приемные катушки, 5,6 - экспериментальные камеры с  $^3\text{He}$ ; 7 - канал; 8 - экраны; 9 - объем с  $^3\text{He}$ ; 10 - датчик ЯМР - термометра.

имела диаметр 0,6 мм и длину 5,5 мм. Кроме того отдельными каналами они соединялись с объемом с  $^3\text{He}$  (9), в котором находился датчик ЯМР-термометра (10), представляющий собой катушку, заполненную платиновым порошком. Этот объем соединялся с медной камерой теплообменника. Вокруг каждой из камер была намотана приемно-передающая катушка (1,2). Чтобы экспериментальная ячейка не разогревалась джоулевым теплом, выделяющимся в катушках, катушки были отделены от нее зазором. Несколько медных проволочек, приклеенных к катушкам отводили тепло к камере растворения.

На канале находились две миниатюрные приемные катушки (3,4). Они имели внутренний диаметр равный диаметру канала, наружный диаметр 1,6 мм и длину 0,6 мм. Области чувствительности этих катушек, измеренные по относительной величине создаваемого ими РХ-поля, практически не перекрывались (рис.2-2). Катушка 3 находилась на расстоянии 2,3 мм от левого (по рисунку) конца канала, катушка 4- в 3,9 мм.

Вокруг канала был помещен медный экран (8), благодаря которому РХ-поле не проникало в область канала.

Вторая экспериментальная ячейка отличалась от первой приемно передающими катушками, геометрическими размерами, формой канала, отсутствием катушек на канале и экранами. Эскиз ее экспериментальных камер изображен на рис.2-3. Приемно передающие катушки будут обсуждаться ниже при описании ЯМР-спектрометра. Цилиндрические объемы с  $^3\text{He}$  имели диаметр 4,5 мм и длину 6 мм. Канал между ними имел длину 4 мм и диаметр 1,4 мм. Посредине его была сделана перетяжка с минимальным диаметром 0,48 мм и характерной длиной 0,3 мм. Профиль перетяжки показан на врезке к рис.2-3. Медные экраны целиком окружали приемно-передающие катушки. Это существенно



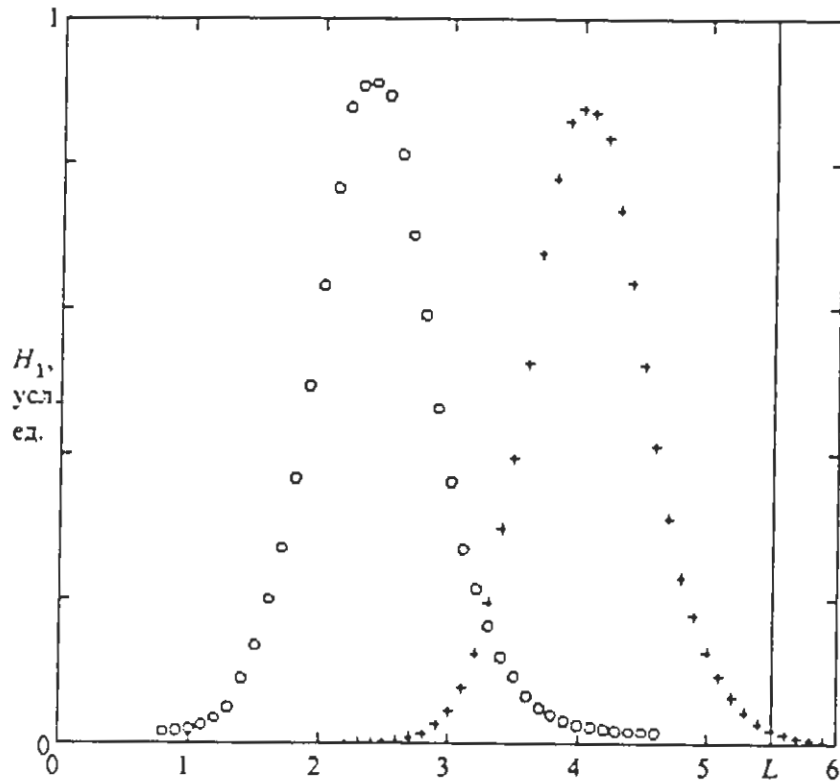


Рис. 2-2.

Распределение  $H_1$ -поля по оси миниатюрных премных катушек на канале. Символами (o) показано распределение поля катушки номер 3 (рис. 2-1), символами (+) - катушки номер 4. Начало координат совмещено с левым по рисунку концом канала. Вертикальной линией показано положение правого конца.

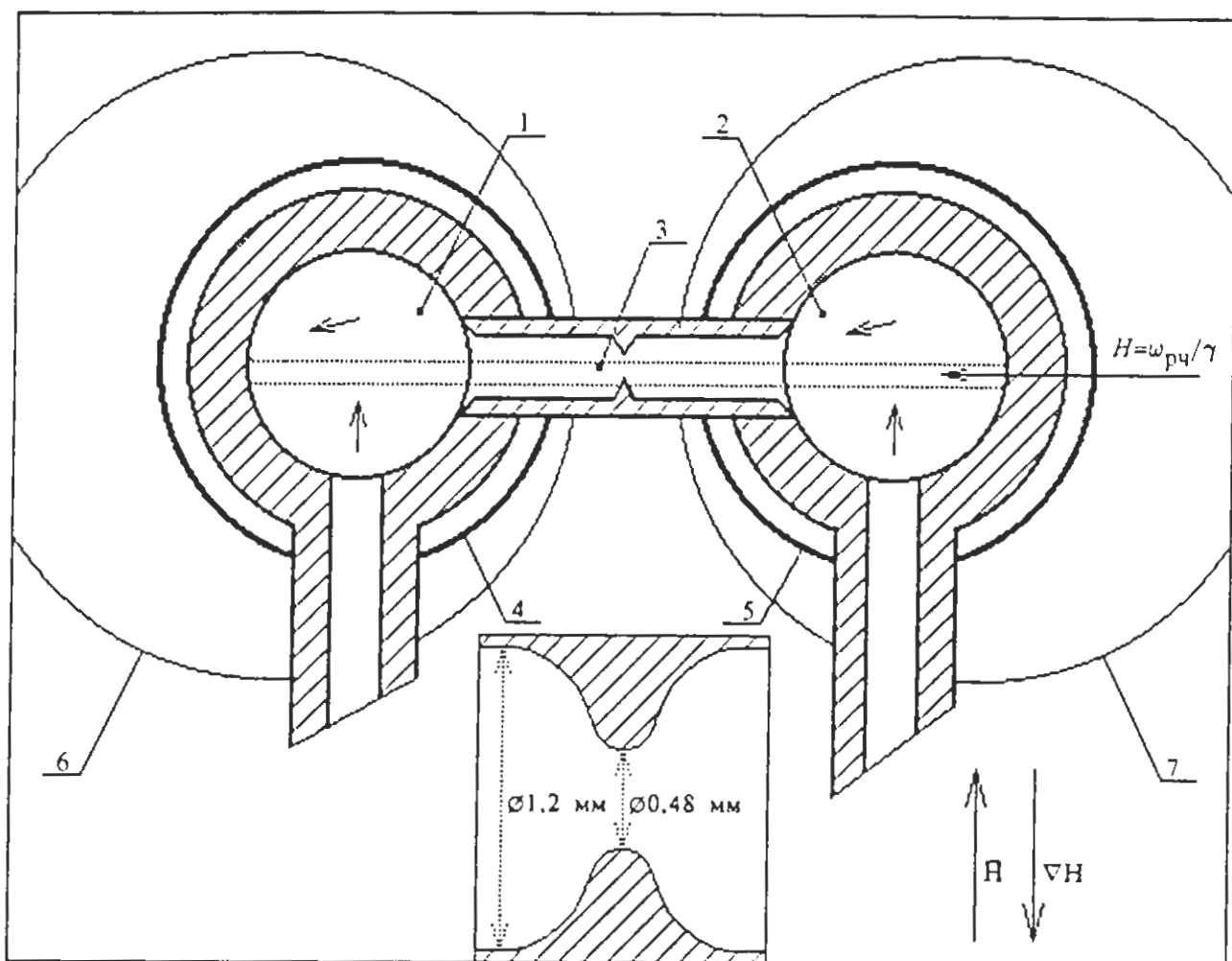


Рис. 2-3.

Эскиз экспериментальных камер второй ячейки. 1,2 - экспериментальные камеры с  ${}^3\text{He}$ ; 3 - канал с перетяжкой; 4,5 - приемно-передающие катушки; 6,7 - экраны. Пунктирными линиями показана доменная граница в экспериментах по наблюдению эффекта Джозефсона. Стрелкой отмечена точка где  $\xi \rightarrow \infty$ . На врезке показан профиль перетяжки на канале.

уменьшило их взаимоиндуктивность.

Третья экспериментальная ячейка (первая хронологически) схематически изображена на рис.2-4. От описанных ячеек она отличалась отсутствием экранов, геометрическими размерами, расположением канала и тем, что ее экспериментальные объемы имели вид вертикальных цилиндров. Последнее отличие наиболее существенно при интерпретации данных по непрерывному ЯМР, так как означает постоянство площади горизонтальных сечений камер. Экспериментальные объемы имели диаметр 5 мм и высоту 5 мм, канал, соединяющий их - длину 4 мм и диаметр 0,55 мм.

Магнитное поле было ориентировано вертикально, т.е. вдоль осей камер третьей и перпендикулярно осям камер первых двух ячеек.

#### 2.4. ЯМР-спектрометр.

Блок-схема ЯМР-спектрометра изображена на рис.2-5. Не все части приведенной схемы использовались в конкретных экспериментах.

Радиочастотное напряжение, генерируемое генераторами 1 и 4 через большие сопротивление  $R_{огр}$  (порядка 100 КОм) подавалось на приемно-передающие катушки. Таким образом задавалось РХ-поле накачки. Разность фаз между сигналами на выходе генераторов, равная разности фаз РХ-полей измерялась измерителем разности фаз 3 (Ф2-16). Сигналы с катушек экспериментальной ячейки поступали на предусилители (9,14,18) и затем на синхронный детектор (15), позволяющий выделять квадратурные компоненты сигнала. В качестве опорного в синхронном детекторе использовалось напряжение с выхода одного из задающих генераторов. Следовательно, сигналы на выходах синхронного детектора изменялись в зависимости от разности фаз между сигналом на его входе и фазой РХ-поля в одной из камер (опорной), т.е. фазой прецессии в опорном ОПД.

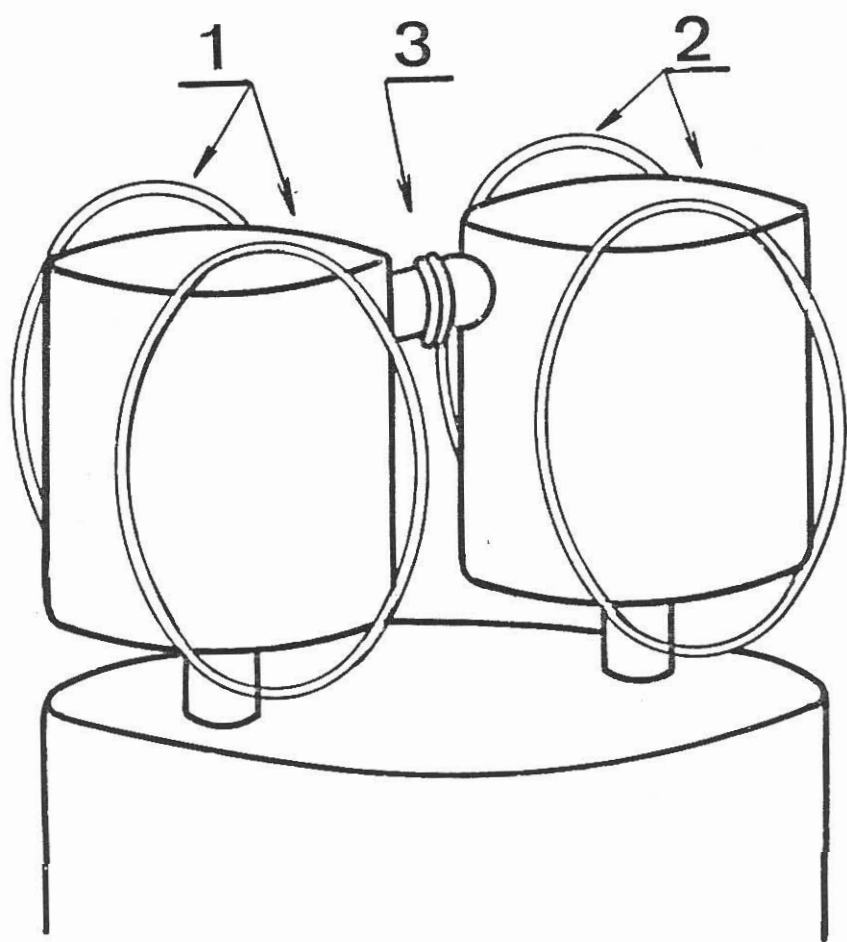


Рис. 2-4.

Внешний вид третьей экспериментальной ячейки. 1, 2 - приемно-передающие катушки, 3 - миниатюрная приемная катушка на канале.

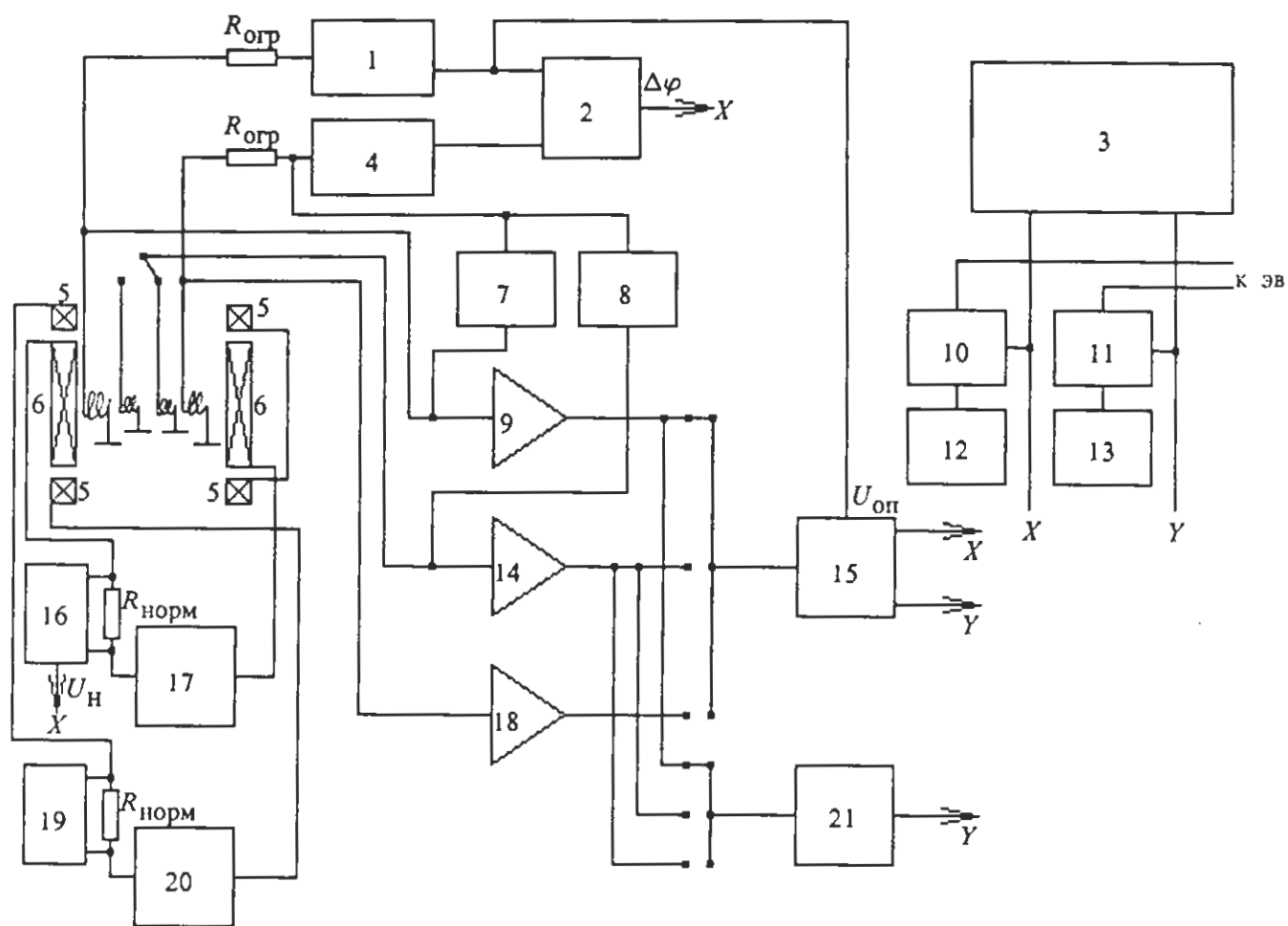


Рис. 2-5.

Блок схема ЯМР - спектрометра:

- 1,4 - задающие генераторы (марки ГЗ-110)
- 2 - измеритель разности фаз (Ф2-16)
- 3 - двухкоординатный самописец
- 5,6 - градиентные катушки и экспериментальный соленоид.
- 7,8 - цепочки компенсации.
- 9,14,18 - предусилители (обычно номер 1,2 и 3(4))  
соответственно)
- 10,11 - цифровые регистраторы (DL-905)
- 12,13 - осциллографы
- 17,20 - источники тока
- 16,19 - цифровые вольтметры.
- 21 - селективный милливольтметр (SMV 6.5 пр-ва. ГДР)

Напряжение на выходе синхронного детектора после фильтрации на RC-цепочке и компенсации постоянной составляющей регистрировалось двухкоординатным самописцем (3) или двумя цифровыми регистраторами (10 и 11) (марки DL-905 фирмы "DataLab"). Вместо одной из компонент сигнала можно было записывать напряжение с выхода измерителя разности фаз или напряжение на нормальном сопротивлении в цепи питания соленоида (6) ( $U_H$ ), создающего магнитное поле. Данные с регистраторов можно было наблюдать на осциллографа (12 и 13) и при необходимости передать в компьютер для дальнейшей обработки и хранения.

Для ослабления взаимного влияния двух передающих катушек и их влияния на миниатюрные приемные катушки использовались цепочки 7 и 8.

В качестве задающих использовались промышленные генераторы ГЗ-110. Эти генераторы обеспечивают дискретную перестойку частоты с шагом 0,01 Гц и плавную перестойку как органами управления самого генератора, так и внешним напряжением. Генераторы синхронизовались общим опорным генератором и при выключенной расстройке поддерживали постоянную разность фаз. Включая расстройку одного из генераторов мы могли медленно менять разность фаз (на  $2\pi$  за ~10 100 сек).

Цифровые регистраторы позволяли записывать сигнал в 1024 точке каждый. Максимальная скорость записи составляет 0,2 мкс на точку. При времени записи больше 10 с использовался внешний генератор развертки. Регистраторы запускались при перебросе показаний измерителя разности фаз от 0 к  $2\pi$  или обратно. Зная разность частот генераторов мы, таким образом, могли восстановить разность фаз генераторов, соответствующую данной точке записи, по времени, прошедшему от начала записи,

т.е. по номеру точки. Данные передавались в ЭВМ по интерфейсу, аналогичному описаному в [49].

Магнитное поле и градиент магнитного поля создавались отдельными сверхпроводящими магнитами (6 и 5 соответственно). Ток через них (около 0,4 А в первом и до 2 А во втором) создавался источниками тока марки VL-2 фирмы "Instruments for technology", которые после замены шунта и изменения схемы источника опорного напряжения обеспечивали разрешающую способность и стабильность тока  $\delta I/I \sim 10^{-5}$ .

Опишем подробнее самодельные блоки приемной схемы, а именно: ЯМР-катушки, предусилители, синхронный детектор и схемы компенсации взаимного влияния приемных каналов.

#### 2.4.1. Катушки.

Величина сигнала в непрерывном ЯМР пропорциональна коэффициенту заполнения (отношению объема образца к объему катушки) и добротности колебательного контура в который входит катушка. Геометрия катушки и, следовательно, коэффициент заполнения определяется постановкой опыта. Во всех использовавшихся камерах требовались двухсекционные катушки с диаметром и длиной около 8 мм с зазором между секциями около 3 мм в который проходили каналы, соединяющие камеры между собой и с теплообменником. Таким образом для увеличения сигнала необходимо было изготовить катушку с максимальной добротностью при заданной геометрии.

Было намотано несколько катушек разными способами. Измерение добротности производилось в транспортном дьюаре с жидким  $^4\text{He}$  при температуре 4,2 К. Конденсатор колебательного контура также охлаждался. Большинство промышленно изготавливаемых медных проводов имеют отношение  $R_{300\text{ K}}/R_{4.2\text{ K}}$  от 100 до 150. Добротность больших приемно-передающих катушек росла с частотой как  $f^{1/3}$  до некоторой частоты и затем быстро

падала при приближении к частоте собственного резонанса катушки. На частоте 460 КГц оптимальной намоткой оказалась многослойная намотка с прокладками между слоями толщиной около двух диаметров провода, которым была намотана катушка. Прокладки уменьшают влияние соседних слоев, приводящее к сужению скин слоя и увеличению высокочастотного сопротивления провода (эффект близости). Однако собственная частота таких катушек была довольно низкой и нам бы не удалось при необходимости увеличить рабочую частоту. Добротность однослойных катушек была ниже всего на примерно 20%. Мы остановились на однослойных катушках из провода диаметром 0,55 мм намотанного виток к витку. Оптимальная с точки зрения ослабления эффекта близости намотка с шагом  $3r$  [50] ( $r$ -радиус провода) практически не улучшает добротность.

В первой экспериментальной ячейке приемно-передающие катушки состояли из двух секций по 50 витков каждая. Диаметр катушек равнялся 8 мм, расстояние между секциями - 2,5 мм. Их индуктивность составляла 60 мкГн а добротность - 145 на частоте 460 КГц и уменьшилась до 126 при установке на экспериментальную ячейку, видимо, из-за потерь на токи Фуко в экранах. Во второй ячейке катушки диаметром 7 мм состояли из двух секций по 43 витка, имели индуктивность по 39 мкГн и добротность 57 на той же частоте, вероятно из за лучшей экранировки (больших потерь в экранах).

Миниатюрные катушки первой экспериментальной ячейки состояли из 145 витков провода ПЭЛ-0,042, имели индуктивность 17 мкГн и добротность около 15 при температуре жидкого гелия. Распределение создаваемых ими РХ-полей, пропорциональных чувствительности катушек, показанное на рис.7-2, измерялось по взаимоиנדуктивности с катушкой-зондом, вводимой в канал.

Для уменьшения потерь в кабелях, соединяющих катушки с



предусилителями, были изготовлены сверхпроводящие кабели от капки вакуумной рубашки до экспериментальной ячейки. Кабель состоял из мельхиоровой трубки луженой изнутри мягким припоем и внутреннего проводника из NbTi в фторпластовой изоляции. Для уменьшения теплопередачи вдоль кабелей они приводились в тепловой контакт с градусной камерой, камерой растворения и ядерной ступенью, причем в контакте с камерой растворения и ядерной ступенью находился как внешний, так и внутренний проводники. Оценки показывают, что такой кабель имеет пренебрежимо малую теплопроводность, а измерения добротности-что как диэлектрические так и омические потери в нем также малы.

При измерениях добротности катушек обнаружилось, что неожиданно высокую добротность имеют при температуре жидкого гелия конденсаторы марки БМ-2 - более 1000 на частоте 1,5 МГц.

При калибровке чувствительности спектрометра требуется величина РХ-поля приемно-передающих катушек. Для определения амплитуды РХ-поля необходимо знать отношение поля создаваемого катушкой к току через нее. Для катушек первой экспериментальной ячейки эта величина рассчитывалась из известной геометрии катушек. Для второй экспериментальной ячейки поле катушек определялось из амплитуды РХ-импульса, необходимого, чтобы повернуть намагниченность на  $\pi/2$ . При длительности импульса  $\tau$ , угол поворота намагниченности равен  $\theta = \gamma H_1 \tau$ , где  $\gamma$ -гиромагнитное отношение для  ${}^3\text{He}$ .

#### 2.4.2. Предусилители и шумы.

В приемной схеме использовались 4 типа предусилителей, один из которых был промышленного производства (от ЯМР-спектрометра РЛМ-3) с незначительными изменениями, а остальные-самодельные. Сравнительно малая величина ожидаемого

эффекта (изменения сигнала поглощения в приемно-передающих катушках и сигнал индукции с миниатюрных катушек на канале) потребовала разработки малошумящих предусилителей. При разработке малошумящих предусилителей большое значение имеет выбор входных транзисторов. Был исследован ряд полевых транзисторов отечественного производства. Измерялись шумовое напряжение  $e_{ш}$  и шумовой ток  $i_{ш}$ . При измерениях транзистор включался в простую схему, изображенную на рис.2-б. Сначала вход транзистора заземлялся, его шум после усиления и ограничения по частоте записывался цифровым регистратором и передавался в компьютер. Ограничение по частоте необходимо, чтобы частоты входного сигнала регистратора не превышали половины его частоты выборки (частота Найквиста), составлявшей максимум 5 МГц. В компьютере полная запись регистратора разбивалась на 8 выборок по 128 точек и от каждой из них делалось быстрое преобразование Фурье. Полученные спектры мощности накапливались. Обычно производилось около 50 считываний с регистратора. Затем ко входу транзистора подключался калиброванный источник шума, в качестве которого использовался выход предусилителя РЛМ-3, и аналогично обрабатывалась смесь шумов генератора и предусилителя. Входной шум транзистора вычислялся по формуле  $e_{ш} = e_{гш} \sqrt{(k^2 - 1)}$ , где  $k$ -отношение напряжений, измеренных в первом и во втором случаях, а  $e_{гш}$  - выходное напряжение генератора шума. Таким образом получалось зависимость шумового напряжения транзистора от частоты в диапазоне от 0 до 2 МГц.

Оказалось, что в интересующем нас частотном диапазоне 250 КГц-1 МГц наилучшие характеристики имеют транзисторы КП307Г. Их напряжение шума составляет 1,7-2 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$  и не зависит от частоты в нашем диапазоне частот. З.д.с. шума

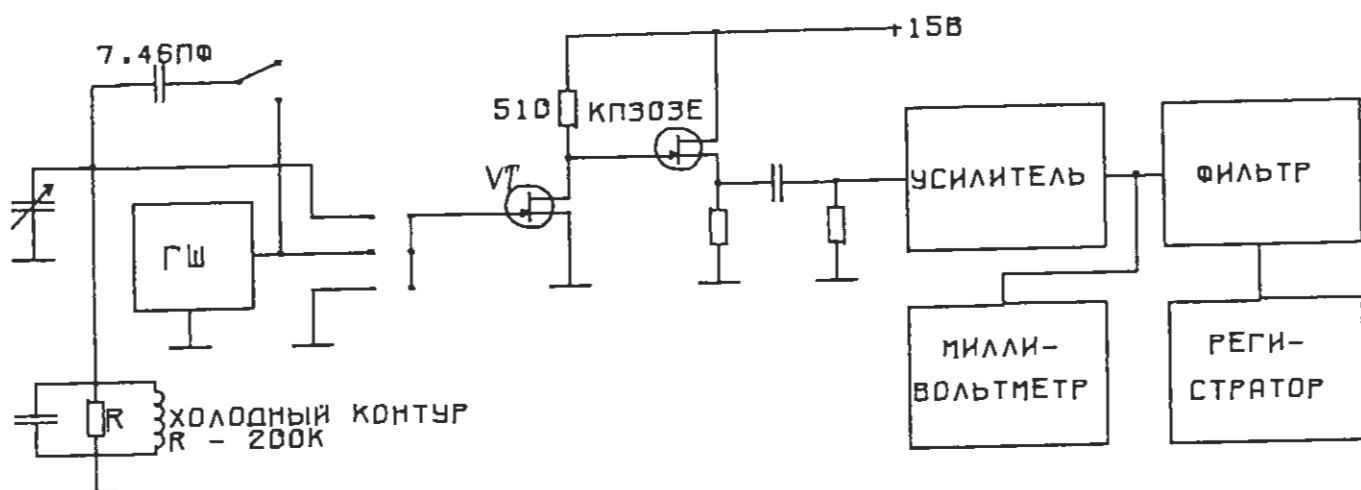


Рис.2-6.

Блок схема измерения шумовых характеристик транзисторов.

ГШ - генератор шума.

VT - исследуемый транзистор.

другой марки полевых транзисторов с  $p-n$  переходом - КП303Е, составляет 2,5-3 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$  и также не зависит от частоты. Э.д.с. шума транзисторов с МОП-структурой (КП305Д,Е,И, и КП350) падает с частотой как  $1/\sqrt{f}$  и для исследованных экземпляров составляет на частоте 1,8 МГц: для КП305Д-12 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$  (при токе стока  $I_C=18$  мА и крутизне  $S=7,8$  мА/В), для КП305Е - 10 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$  ( $I_C=26$  мА,  $S=7,3$  мА/В), для КП305И - 10 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$  ( $I_C=18$  мА,  $S=11$  мА/В). Поэтому для предусилителей использовались транзисторы КП307Г, подобранные по максимальной крутизне характеристики (около 6 мА/В при нулевом напряжении на затворе).

Шумовое напряжение полевых транзисторов с  $p-n$  переходом может быть оценено по формуле [51]:  $e_{ш}^2 = \frac{8}{3} \frac{k_B T}{S}$ , где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура транзистора. Шумовое напряжение, рассчитанное по этой формуле отличается от измеренного приблизительно в 2 раза.

Для оценки шумового тока транзисторов необходимо к их входу подключить большое сопротивление и измерить шумовое напряжение на нем. Поскольку шумовой ток полевых транзисторов очень мал, необходимо было увеличить сопротивление, подключенное ко входу. Паразитные емкости на входе транзистора порядка нескольких пикофард шунтируют вход реактивным сопротивлением порядка десятков килоом, что недостаточно для измерения тока. Поэтому на вход транзистора подключался колебательный контур, со сверхпроводящей катушкой, расположенной в транспортном дьюаре с жидким гелием. Колебательный контур имел добротность около 800 на 460 КГц и активное сопротивление около 1 МОм. Чтобы сделать это сопротивление контролируемым, контур шунтировался резистором 200 КОм, также расположенным в жидком гелии. Уровень шума на выходе усилителей измерялся селективным

милливольтметром в полосе 200 Гц. Делалось два измерения: без генератора шума и с генератором шума, подключенным через малую емкость. Измеренное значение шумового тока транзисторов КП307Г равно  $i_{ш} = 4,4 \cdot 10^{-14} \text{ А}/\sqrt{\text{Гц}}$ . Значительная часть этого тока, видимо, обусловлена не транзистором, а некоторыми паразитными источниками. Об этом говорит то, что увеличение числа параллельно включенных входных транзисторов до 3 увеличивало шумовой ток всего до  $5,4 \cdot 10^{-14} \text{ А}/\sqrt{\text{Гц}}$ , а не в  $\sqrt{3}$ , как можно было бы ожидать. Когда затвор транзистора подсоединялся к участку печатной платы площадью около  $0,2 \text{ см}^2$ , шумовой ток возрастал до  $7 \cdot 10^{-14} \text{ А}/\sqrt{\text{Гц}}$ , видимо из-за диэлектрических потерь в плате.

При таких значениях шумовых тока и напряжения оптимальное сопротивление источника сигнала равно  $R_{\text{опт}} = e / i_{ш} = 40 \text{ КОм}$  для одного транзистора на входе предусилителя и падает обратно пропорционально числу транзисторов. Сопротивление входных контуров составляет: для приемно-передающих катушек первой ячейки - 22 КОм, второй ячейки - 6,5 КОм и для миниатюрных катушек на канале - 700 Ом. Таким образом желательно было использовать на входе предусилителей несколько параллельно включенных транзисторов.

Мы также попытались охладить транзисторы входных каскадов предусилителя до температуры жидкого гелия. Было испытано около 15 транзисторов марок КП303 и КП307. Оказалось, что транзисторы работают в жидком гелии только если они охлаждались при токе стока около нескольких миллиампер. При выключении питания холодные транзисторы переставали проводить ток. После отогрева до комнатной температуры их работоспособность восстанавливалась. Это говорит о том, что транзисторы этих марок могут работать при температуре корпуса 4,2 К, но температура самого кристалла остается заметно более

высокой.

Электрические схемы самодельных предусилителей показаны на рис.2-7 2-9, а измеренные э.д.с. шума этих предусилителей и предусилителя термометра PIM-3 - на рис.2-10.

Предусилитель PIM-3 представляет собой дифференциальный усилитель. Это облегчает включение его в мостовую схему. Последнее важно, так-как при исследованиях сигнала с приемно-передающих катушек нам было нужно обнаружить малое напряжение, индуцируемое прецессирующей намагниченностью на фоне большого напряжения накачки. Поэтому, сигнал поступавший через большое сопротивление на приемно-передающие катушки, к которым был подсоединен неинвертирующий вход предусилителя подавался также на инвертирующий вход через включенные параллельно конденсатор и сопротивление, величина которых подбирались так, чтобы сделать как можно меньшим напряжение на выходе предусилителя. Такое включение устраняет ограничения связанные с динамическим диапазоном последующих каскадов и уменьшает шумы, вызванные нестабильностью амплитуды задающего генератора (но не нестабильностью частоты, см. ниже). Следует отметить, что э.д.с. шума нашего предусилителя оказалась почти вдвое большей, чем у экземпляра, использовавшегося в [52].

Предусилитель номер 2 (рис.2-7) использовался для приема сигнала с миниатюрных катушек на канале. Из-за малой индуктивности и добротности этих катушек, активное сопротивление входного контура мало и важно иметь предусилитель с малым отношением  $e_{ш}/i_{ш} = R_{опт}$ . Поэтому мы не использовали дифференциальный каскад на входе и входное каскадное звено состояло из пяти, включенных параллельно транзисторов КП307Г (VT1) и биполярного транзистора КТ3107Д (VT2). В качестве стоковой нагрузки входных транзисторов

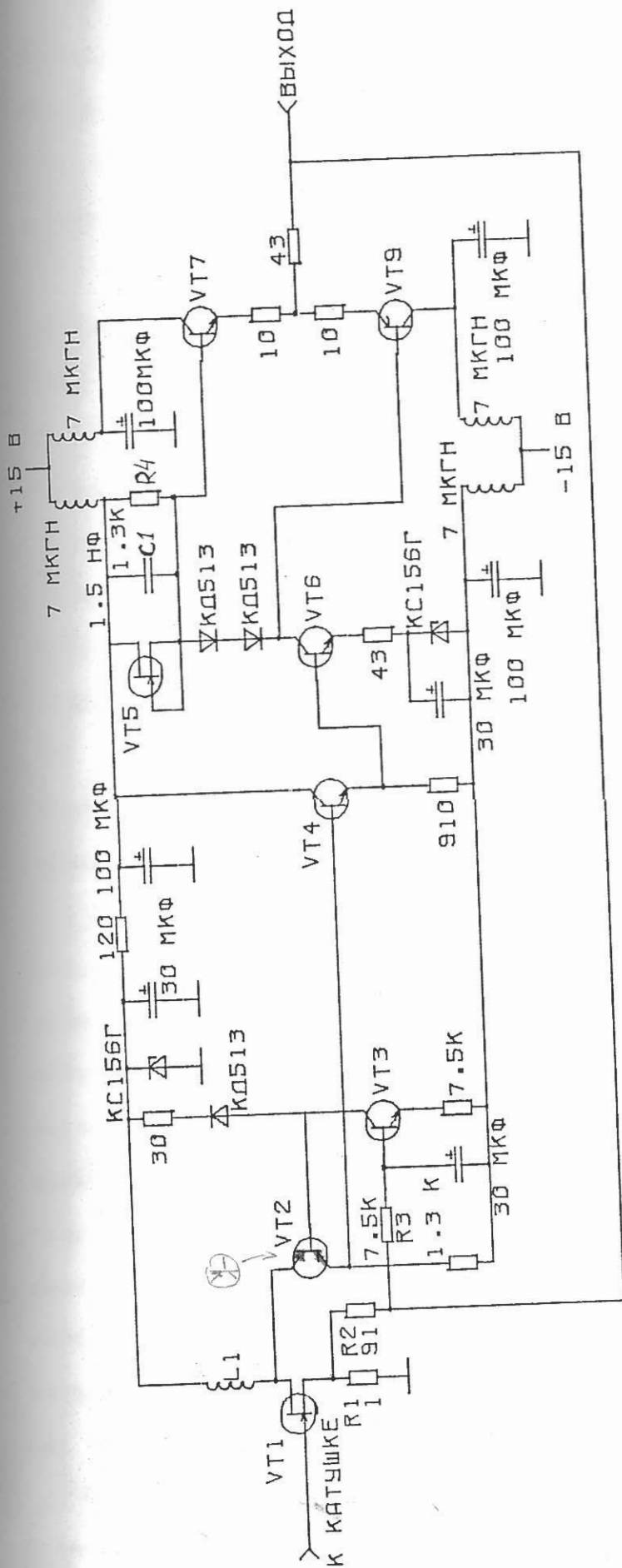


Рис. 2-7.

Принципиальная схема предусилителя номер 2.

VT1 - 5КП307Г, VT2, VT9 - КТ3107Д, VT3, VT4, VT6, VT7 - КТ3102Е,

VT5 - КП303Е.

использована индуктивность ( $L1$ ) а не сопротивление, чтобы не вносить дополнительных шумов. Это потребовало включить в схему цепочку обратной связи по постоянному току на  $VT3$ . Хастотная коррекция, предотвращающая самовозбуждение усилителя осуществляется цепочкой  $R4, C1$ .

Усиление предусилителя определялось цепочкой обратной связи по переменному току ( $R1, R2$ ) и составляло 90. Э.д.с. шума на частоте 460 КГц равнялась  $1.2 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ .

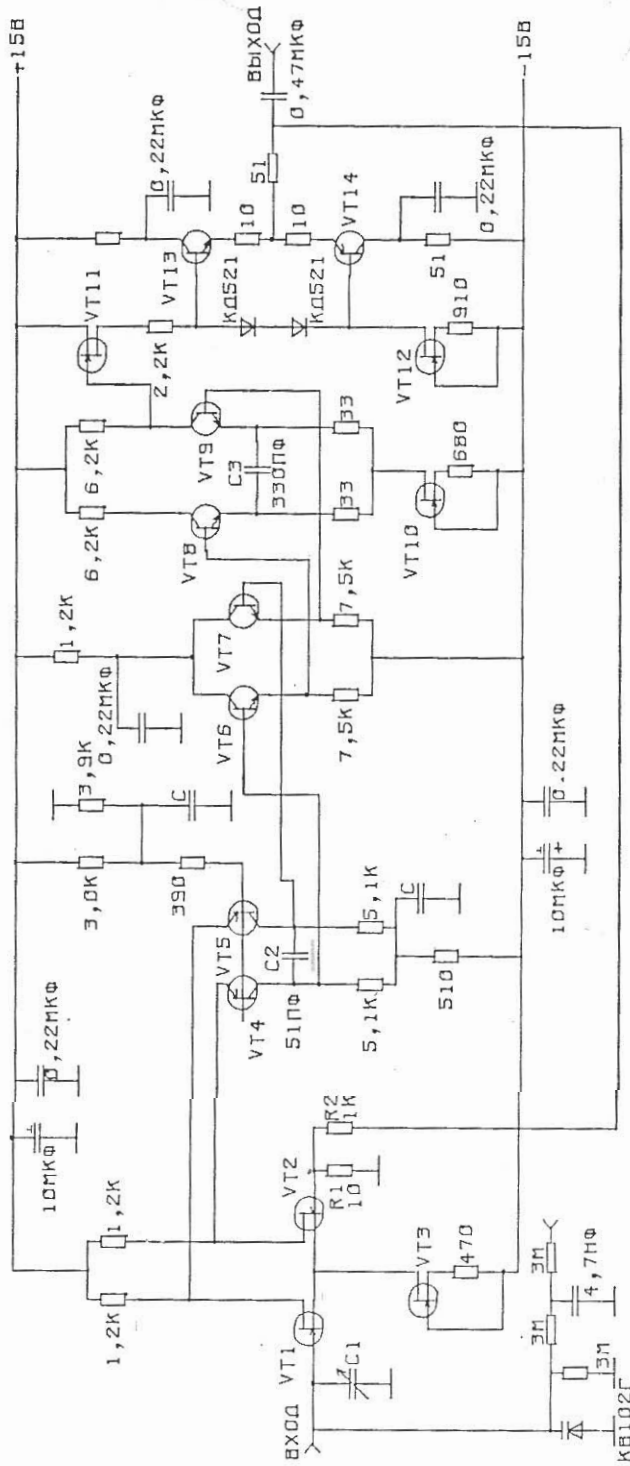
Предусилитель номер 3 (рис.2-8) первоначально был разработан для использования в импульсном ЯМР спектрометре и поэтому не имел дифференциального входа. В целом схема его подобна описанной в [53]. В нем предусмотрена емкостная обратная связь и контролируемый сдвиг фазы сигнала. Это позволяет уменьшать добротность входного контура или сдвигать его рабочую частоту без рассогласования по шумам. Это свойство предусилителя в экспериментах по непрерывному ЯМР, однако, не использовалось.

Приемно-передающие катушки первой ячейки имели довольно большую индуктивность и входные контуры в которые они включались оказывались сильно связанными. Это усложняет интерпретацию сигналов. Поэтому в большинстве случаев исследовался сигнал с одной из катушек, а вторая катушка делалась не резонансной. При необходимости катушка подключалась к колебательному контуру и входу предусилителя ключом  $K1$  (рис.2-8). Э.д.с. шума третьего предусилителя составляла  $2,3 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ . Однако отсутствие дифференциального входа не позволяло включать его в мостовую схему. Поэтому он был заменен предусилителем 4.

Предусилитель 4 (рис.2-9) аналогичен описанному в [54]. Отличия связаны, в основном, с заменой элементной базы на отечественную, что потребовало изменения некоторых узлов.







С - 10μF±0,22μF; VT1, VT2 - 2хКПЭ07Г; VT3, VT10, VT12 - КПЭ03; VT4, VT5 - КТЭ107Д; VT6-VT9 - КТЭ102Е  
 VT11 - КПЭ07; VT13 - КТЭ28Б; VT14 - КТЭ33А

Рис.2-9.

Принципиальная схема предусилителя номер 4.

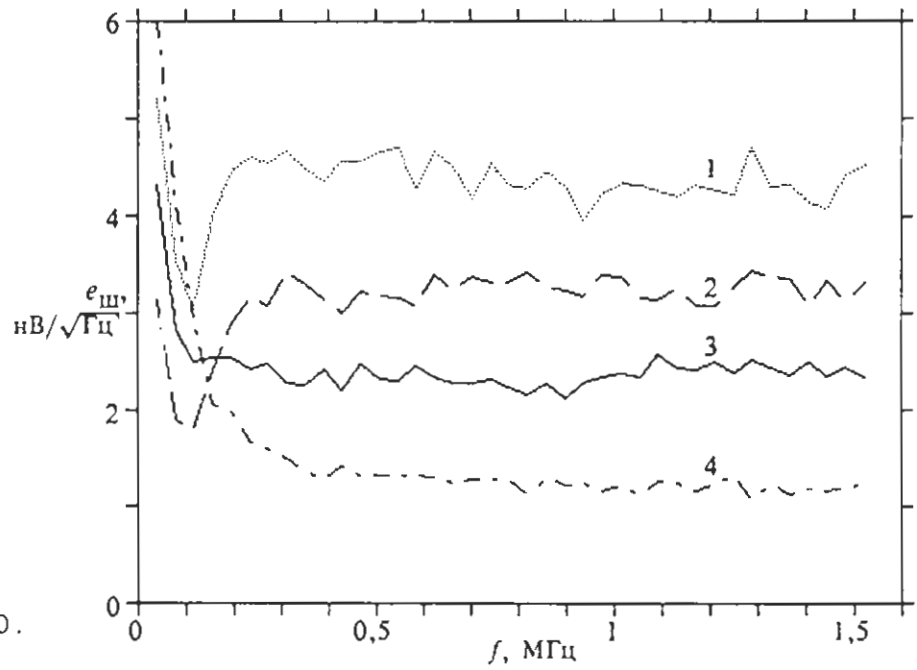


Рис. 2-10.

Зависимость э.д.с. шума использовавшихся предусилителей от частоты.

- 1 - предусилитель из комплекта термометра PLM-3
- 2 - предусилитель номер 4
- 3 - предусилитель номер 3
- 4 - предусилитель номер 2

Рабочий режим входных транзисторов выбран вблизи их термостабильной точки. Это как и использование дифференциального входного каскада несколько повышает э.д.с. шума предусилителя ( $3,3 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$  на частоте 460 Гц) но значительно увеличивает стабильность коэффициента усиления. Варикап, подсоединенный ко входному контуру, мог использоваться для небольшой растройки контура при определении осей поглощения и дисперсии. Конденсаторы  $C2$  и  $C3$  корректируют АХХ предусилителя, предотвращая генерацию. Коэффициент усиления предусилителя определялся обратной связью  $R1, R2$  и составлял 100.

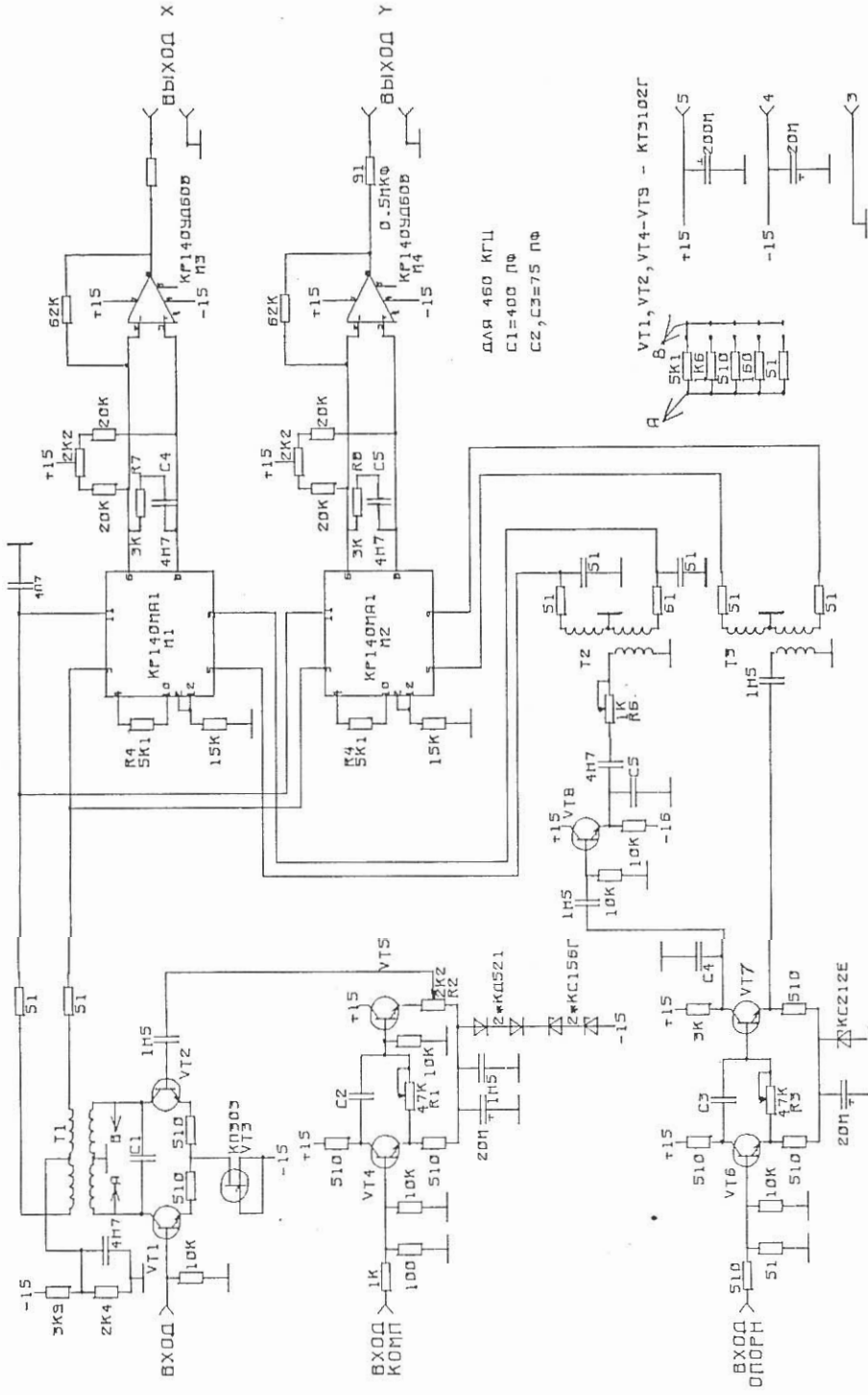
Стабилитроны, используемые в схеме вносят очень большой шум, даже при использовании в выходных каскадах, если не шунтировать их конденсаторами. Из нескольких проверявшихся марок, наименьший шум вносят стабилитроны марки КС156Г.

В описываемых экспериментах при исследовании сигнала с миниатюрных катушек шум приемной схемы определялся шумами предусилителя номер 2. Шум, возникающий при исследовании сигнала с приемно-передающих катушек был разным для сигнала дисперсии и поглощения. Шум в канале поглощения определялся шумом предусилителя, а шум в канале дисперсии фазовым шумом задающего генератора (или, что эквивалентно, кратковременной нестабильностью частоты). Эта разница вызвана тем, что опорное плечо использовавшейся мостовой схемы было практически частотно-независимым. Поэтому нестабильность амплитуды генератора приводит к одинаковому изменению сигнала в обоих плечах моста и не увеличивает выходной шум. Нестабильность частоты приводит к изменению сигнала только в рабочем плече моста, содержащем колебательный контур с высокой добротностью. Шум в канале дисперсии соответствовал нестабильности частоты генератора около 1 Гц. Имеющийся в

нашем распоряжении генератор Г4-158 давал примерно в 1,5 раза меньший шум, но он не позволяет плавно менять частоту и при этом синхронизоваться со вторым генератором. Кроме описанных источников шума измерениям мешали вибрации криостата, из-за микрофонного эффекта в катушках или подводящих кабелях, влияющие на сигнал ЯМР. Изменение давления в гелиевом объеме криостата на  $\sim 0,1$  бар меняло сигнал сильнее, чем спиновый ток максимальной величины. При исследовании сигналов при малых размерах ОПД (при исследовании эффекта Джозефсона) шум определялся случайными или имеющими сложный спектр изменениями сигнала от ОПД.

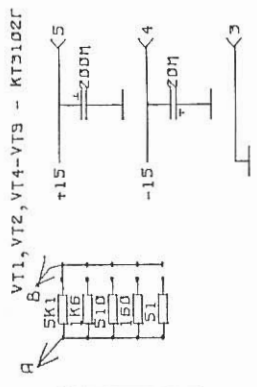
#### 2.4.3. Синхронный детектор.

Схема синхронного детектора, использовавшегося в работе показана на рис.2-11. В его основе лежит микросхема балансного смесителя КР140МА1. Входной сигнал усиливается дифференциальным каскадом. На другой вход этого каскада можно подать напряжение, необходимое, чтобы скомпенсировать какую-либо компоненту входного сигнала, например, напряжение накачки или сигнал наведенный в приемной катушке РХ-полем передающей катушки. Компенсирующее напряжение регулируется по фазе ( $R1$ ) и амплитуде ( $R2$ ). Нагрузкой дифференциального каскада служит резонансный трансформатор  $T1$ , со вторичных обмоток которого снимаются два сигнала в противофазе, необходимые для работы балансных смесителей. Резонансный контур на этом трансформаторе служит предварительным фильтром, уменьшая шумы на частотах гармоник входного сигнала. Усиление синхронного детектора регулируется изменением добротности контура. Фаза опорного сигнала регулируется резистором  $R3$  от 0 до примерно  $150^\circ$ . После фазовращателя опорный сигнал подается на расщепляющий фазу трансформатор  $T2$  одного из каналов, и, после дополнительного



Принципиальная схема синхронного детектора.

ДЛЯ 460 КВА  
C1=400 ПФ  
C2, C3=75 ПФ

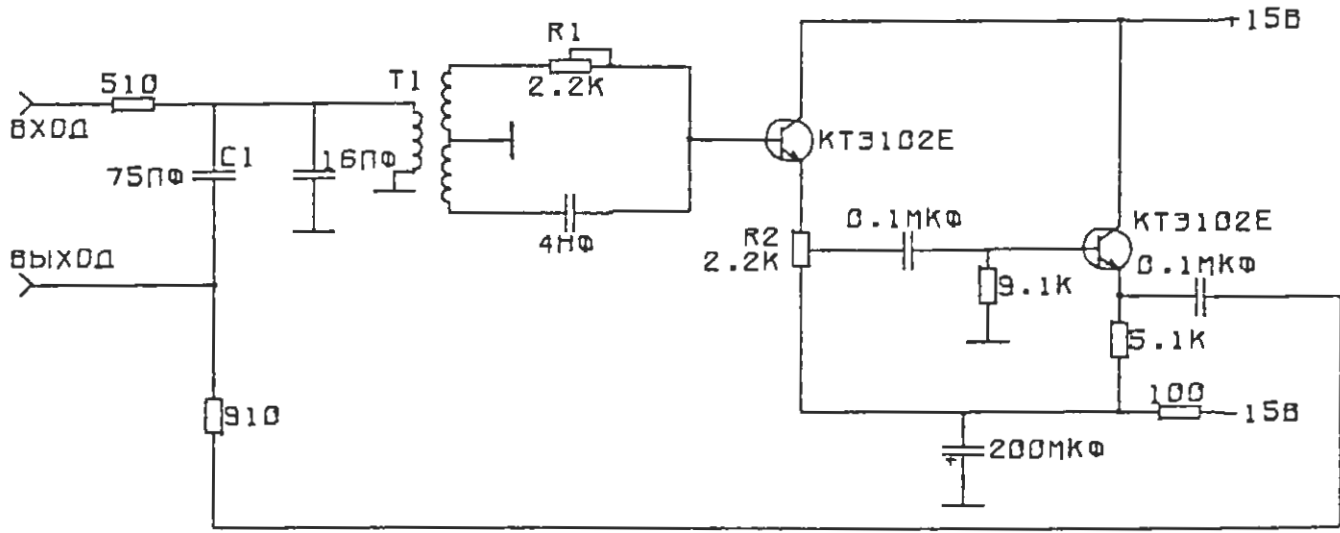


изменяя фазы на  $90^\circ$  каскадом на VT8 с подстройкой фазы (R6), на трансформатор второго канала. Резисторы R4 и R5 задают коэффициент преобразования смесителей. Сигнал с выхода смесителей усиливается операционными усилителями M3 и M4 и поступает на выход через RC звено, отфильтровывающее компоненты с рабочей и кратными частотами. Цепочки R7, C4 и R8, C5 вместе с операционными усилителями образуют фильтр низких частот.

#### 2.4.4. Цепочки компенсации.

Цепочки компенсации, схема одной из которых представлена на рис.2-12 служили для компенсации напряжения наводимого на приемные катушки за счет взаимной индукции катушек и паразитных связей. Достаточно компенсировать напряжение наводимое с генератора не используемого в качестве опорного. Действительно, фазы наводки с опорного генератора не изменяется относительно фазы его выходного напряжения и поэтому эта наводка даст лишь постоянную добавку к выходному напряжению синхронного детектора, в то время как наводка с другого генератора будет изменяться с изменением разности фаз между генераторами. Компенсационные схемы представляли собой фазовращатели, аналогичные использовавшимся в синхронном детекторе. На выходе фазовращателя стоит потенциометр, регулирующий амплитуду компенсирующего напряжения. Для регулировки фазы и амплитуды в этой схеме необходимо использовать потенциометры с высоким разрешением по сопротивлению. Мы использовали прецизионные потенциометры СП5-35Б.

В первой экспериментальной ячейке наводка возникала в основном из-за большой взаимной индукции приемно-передающих катушек. Фаза наводки при этом связана с фазой генератора. Во второй ячейке взаимная индуктивность была намного меньше и



R1 R2 - СП-356

Рис. 2-12.

Принципиальная схема цепочки компенсации.

Рис. 2-12.



наводка в основном возникала из-за паразитных связей по цепям заземления. Фаза ее при этом менялась от одной серии экспериментов к другой. Поэтому была введена емкость  $C_1$  создающая "запланированную наводку".

Цепочки компенсации позволяли скомпенсировать наводку до уровня шума. Однако схема требовала частой перенастройки, так-как любые изменения в спектрометре изменяли величину наводки.

Глава 3. Образование двухдоменной структуры в непрерывном ЯМР.

Исследования сигнала непрерывного ЯМР от двухдоменной структуры в основном проводились в третьей экспериментальной ячейке. Измерения проводились при давлениях 0, 11, 20 бар на частоте 460 КГц. Сигналы, снятые на частотах 230 и 920 КГц при образовании ОПД для исследования сверхтекучих спиновых токов имели качественно такой же вид.

На первом этапе исследований синхронный детектор не применялся и спектрометр представлял собой простой Q-метр. Если входной контур настроен точно в резонанс с напряжением накачки ( $U$ ), то изменение напряжения на нем индуцированное прецессирующей намагниченностью ( $\delta U$ ), равно в первом порядке по  $\delta U/U$ :  $\delta U/U = \frac{M}{H_1} Q_0$ , здесь  $Q_0$  - добротность контура вдали от сигнала ЯМР. Таким образом изменение напряжения на контуре пропорционально сигналу поглощения.

При малых амплитудах РХ-поля накачки форма и амплитуда линии поглощения ЯМР определяется текстурой параметра порядка и неоднородностью магнитного поля и не зависит от направления сканирования магнитного поля. Однако при амплитуде РХ-поля, большей некоторого порогового значения, форма и величина сигнала ЯМР, снятого при уменьшении поля резко изменяется.

На рис.3-1 показаны типичный сигнал поглощения при достаточно большой величине РХ-поля ( $\vec{H}_1 = 2,7 \cdot 10^{-3}$  Э), полученные при разных направлениях сканирования внешнего однородного поля и наличии градиента поля  $\nabla H = 0,5$  Э/см. На сигнале, снятом при уменьшении поля, можно выделить следующие участки: плато от  $H_a$  до  $H_b$ , рост поглощения от  $H_b$  до  $H_d$  скачок поглощения в  $H_c$  и срыв сигнала в  $H_d$ . Сигнал, снятый при увеличении магнитного поля имел такой же вид, как и при

малом поле накачки, он много меньше по амплитуде и не заметен

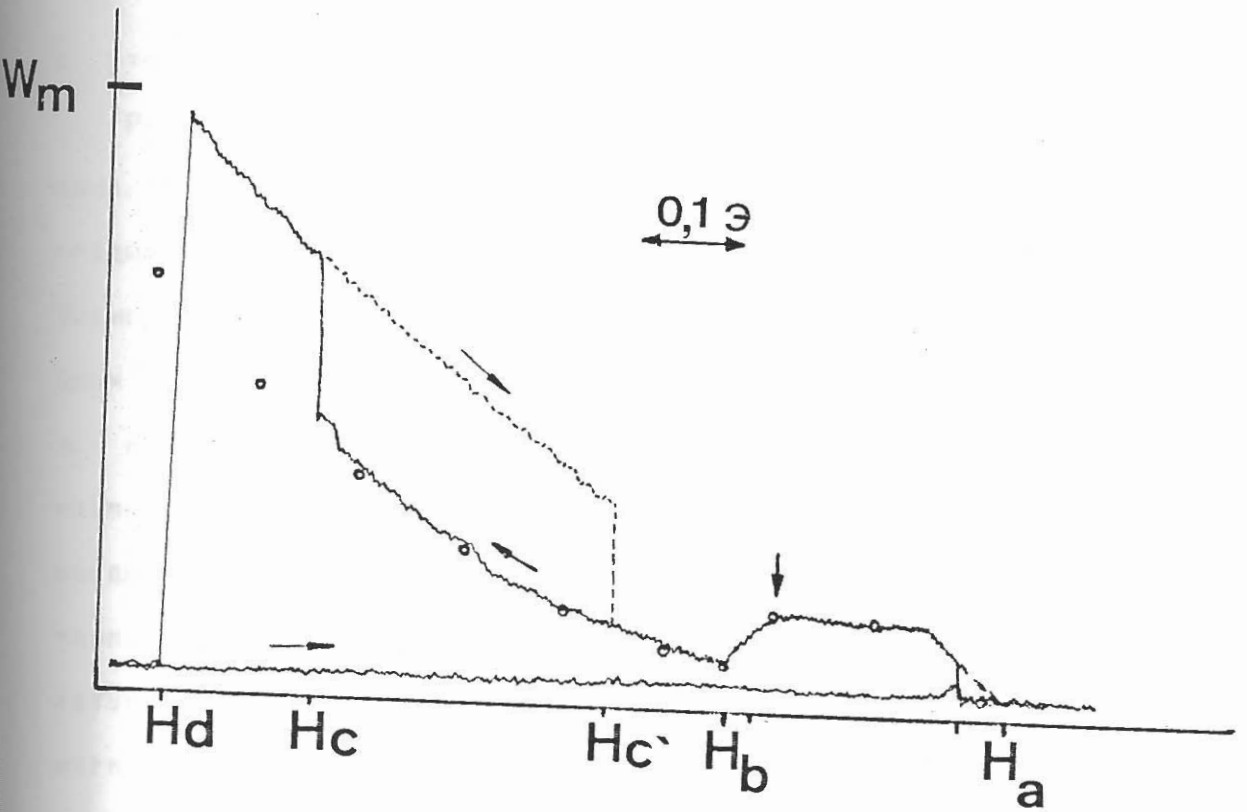


Рис.3-1. Форма сигнала поглощения  $^3\text{He-B}$  при  $T=0,65 T_c$ ,  $P=20$  бар,  $\tilde{H}_1=2,7 \cdot 10^{-3}$  Э,  $\nabla H=0,54$  Э/см. Точками показана теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле 18.

в этом масштабе.

Разница  $H_a - H_b$  линейно росла с ростом градиента магнитного поля. На рис.3-2 сигналы A-D получены при увеличении градиента магнитного поля от 0,79 Э/см (A) до 0,045 Э/см (D). Зависимость  $H_a - H_b$  от градиента представлена на рис.3-3 для двух температур. На рисунке также показана прямая  $H = \nabla H h$ , где  $h$  - высота камеры. Видно, что длина плато соответствует размеру камеры. Ноль градиента магнитного поля из-за неоднородности рассеяного магнитного поля соленоида размагничивания не соответствует нулевому току градиентных катушек и определялся по форме линии непрерывного ЯМР в нормальной фазе  $^3\text{He}$ : В нулевом градиенте наблюдается самая узкая и высокая линия.

Мы интерпретируем полученные сигналы следующим образом. При возбуждении непрерывного ЯМР в неоднородном магнитном поле возбуждается узкий слой  $^3\text{He}$ , в том месте где частота прецессии совпадает с частотой накачки. Разность частот прецессии по обе стороны от этого слоя приводит к разности фаз прецессии, а это в свою очередь - к спиновому току, переносящему продольную намагниченность. Если возбужденный слой расположен не у стенки камеры, то намагниченность переносится с одной стороны слоя на другую и там релаксирует. Направление переноса определяется направлением градиента магнитного поля: намагниченность переносится от больших полей к меньшим. Если градиент магнитного поля направлен сверху вниз и возбужденный слой расположен у верхней стенки ячейки, то намагниченность будет накапливаться у стенки. Это приведет к росту угла отклонения в этой области. Когда  $\beta$  достигнет  $104^\circ$ , образуется ОПД. Это происходит при поле  $H_a$  таком, что поле на верхней стенке камеры  $H(z=0) = \omega_{pX} / \gamma$ ,  $\omega_{pX}$  - частота поля накачки, ось  $z$  направлена вертикально. Эта стадия развития

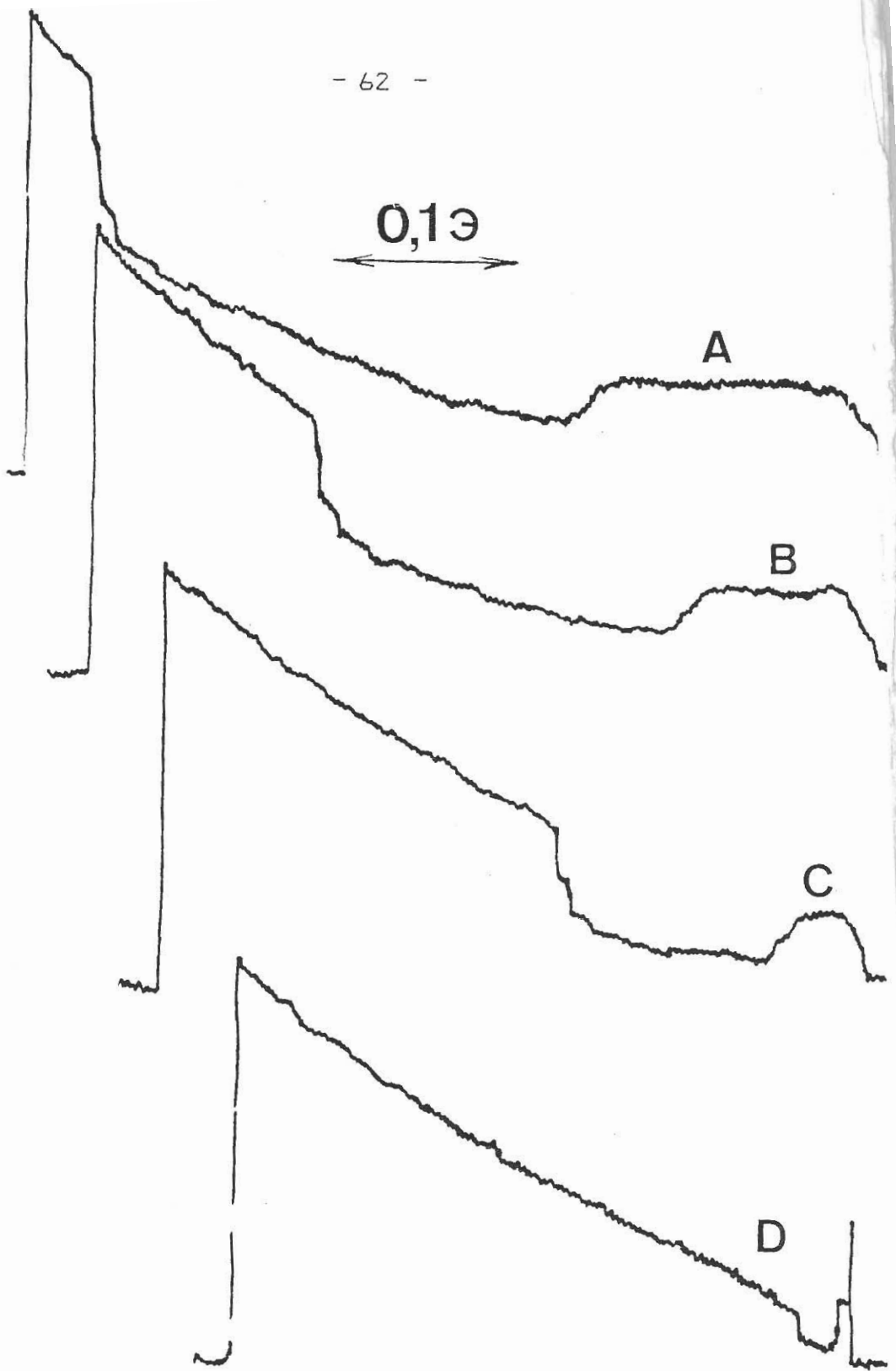


Рис. 3-2.

Сигналы поглощения в  $^3\text{He-B}$ , снятые при разных значениях градиента магнитного поля: 0,79 Э/см (A), 0,53 Э/см (B), 0,29 Э/см (C) и 0,045 Э/см (D).  $P=11$  бар,  $T=0,62 T_c$ ,  $H_0=142$  Э.

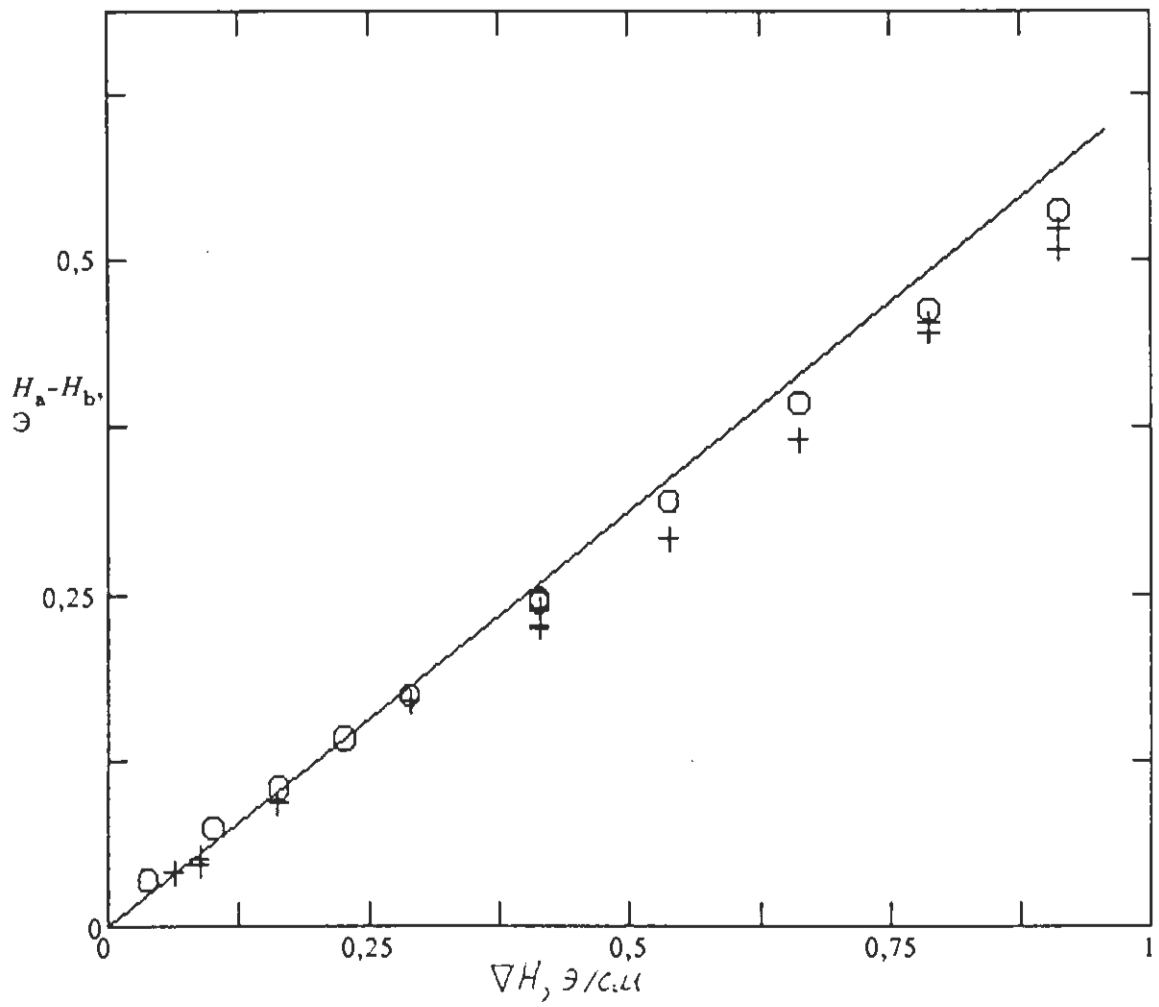


Рис. 3-3.

Зависимость величины плато в сигнале поглощения от градиента магнитного поля при давлении  $P=11$  бар, магнитном поле  $142$  Э, и двух температурах:  $0,53 T_c$  (+) и  $0,7 T_c$  (o). Прямая - линия  $H_a - H_b = \Delta H \cdot h$ .

домена показана на рис.3-4-а. При уменьшении поля ОПД начинает расти, так-как положение доменной границы ( $z_{ГР}$ ) определяется условием:  $H(z_{ГР})=H(0)-\nabla H z_{ГР}=\omega_{РМ}/\gamma$  (рис.3-4-б). При этом появляется дополнительное поглощение энергии, связанное, в основном с диффузионной релаксацией на доменной границе. Это поглощение не зависит от размера домена и пропорционально площади доменной границы. Поле  $H_b$  определяется условием  $z_{ГР}=h$ . При этом поле домен заполняет всю камеру, доменная граница входит в канал, соединяющий камеру с теплообменником, и площадь ее резко падает (рис.3-4-с). Диффузионная релаксация практически исчезает и дальнейший рост поглощения связан с релаксацией по механизму Леггетта-Такаги. Рост и уменьшение диффузионной релаксации при перемещении доменной стенки происходит плавно, так-как ее характерный размер  $2\lambda$  сравним с высотой камеры. В целом зависимость сигнала поглощения от магнитного поля описывается формулой (18). В этой формуле координата одного из концов домена совпадает с положением стенки экспериментальной ячейки, около которой образуется ОПД. Координата второго конца равна либо положению доменной границы, если ОПД заполняет не всю камеру, либо  $h$ . На рис.3-2 точки, рассчитанные по этой формуле с одним подгоночным параметром - чувствительностью спектрометра, показаны точками. При расчете коэффициент диффузии брался из измерений скорости релаксации ОПД в импульсных ЯМР экспериментах [21], а  $\tilde{\tau}_{LT}$  из [55].

ОПД исчезает когда сигнал поглощения достигает своего максимального значения: поглощаемая мощность, определяемая (26) не может быть больше  $W_{\max.} = M_{\perp} H_1 V$ . Величина  $W_{\max.}$ , определенная по известным значениям  $H_1$  и  $M_{\perp} = \chi H_0 \sin(104^\circ)$  отмечена на рис.3-1.

При увеличении  $P_M$  поля ОПД возникает пороговым образом.



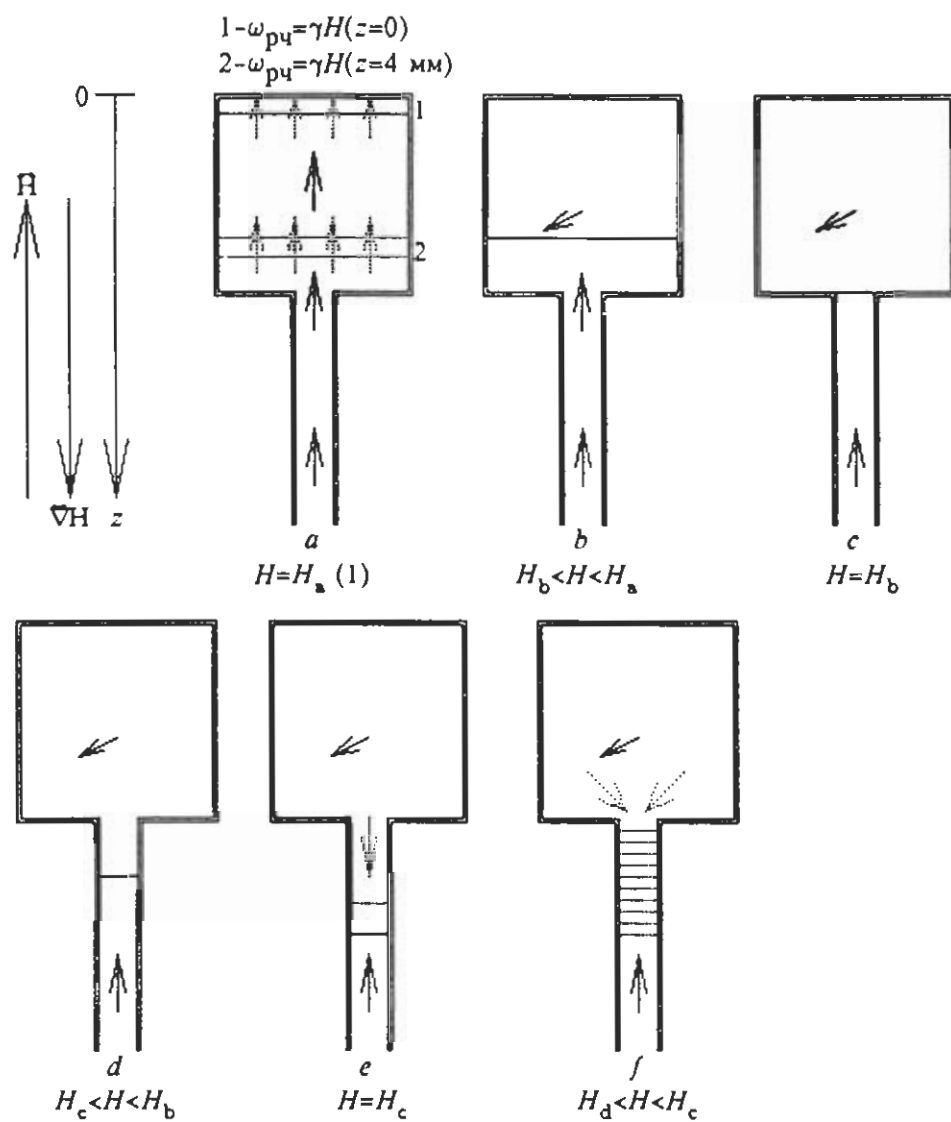


Рис. 3-4.

Стадии развития ОПД. Магнитное поле уменьшается от рисунка *a* к *f*. Сплошными стрелками показано направление намагниченности, пунктирными - спинового тока. На рис. *a* показаны две ситуации: частота поля накачки равна ларморовской частоте на верхней стенке камеры (1) и внутри камеры (2).

Из приведенной модели следует, что это происходит тогда, когда угол отклонения намагниченности около стенки камеры достигает  $104^\circ$ . При этом возникает дипольный сдвиг частоты, за счет этого увеличивается объем  ${}^3\text{He}$ , находящегося в резонансе с РХ-полем и увеличивается максимальная поглощаемая мощность. Если же  $\beta$  не достигает  $104^\circ$  то при дальнейшем уменьшении поля возбужденный слой просто перемещается в глубь камеры. Угол отклонения определяется с одной стороны поглощаемой мощностью, максимальное значение которой пропорционально амплитуде РХ поля, с другой стороны магнитной релаксацией.

Различные стадии развития ОПД продемонстрированы схемами на рис.3-4 а - f.

При увеличении поля сначала возбуждается  ${}^3\text{He}$  у нижней стенки ячейки, намагниченность переносится от стенки и релаксирует в объеме камеры. Угол отклонения намагниченности при этом не увеличивается и ОПД не образуется.

После образования ОПД он может существовать при РХ поле меньшем, чем необходимо для его образования, так-как при увеличении размеров ОПД, диссипация, определяющаяся, в основном, спиновой диффузией, не изменяется, а объем  ${}^3\text{He}$ , способного поглощать энергию из РХ-поля, растет.

Скачок в  $H_c$  наблюдался на большинстве сигналов. Этот скачок имел ярко выраженный гистерезис при изменении направления сканирования поля. Ход сигнала при изменении направления сканирования в точке  $H_d < H < H_c$  показан на рис.3-1 пунктиром. Положение и форма его были неустойчивы, т.е. могли меняться от эксперимента к эксперименту. Скачок иногда разбивался на несколько мелких скачков, как в сигналах, изображенных на рис.3-2. Каждый из этих скачков имеет небольшой гистерезис. Однако, если изменений формы сигнала не

было, то  $H_a - H_c$  линейно изменялась с градиентом. На рис.3-5 показаны положения первого из серии скачков, возникающих при уменьшении поля ( $H_a - H_c$ ) и скачка, возникающего при увеличении поля ( $H_a - H_c$ ) от градиента магнитного поля. Наклон прямых проведенных через экспериментальные точки показывает, что скачок в  $H_c$  происходит при значениях полей, соответствующих размеру домена, равному 11,4 мм, скачок в  $H_c$  - при значениях, соответствующих размеру 8,2 мм. При температуре  $0,7 T_c$  скачки происходят при размерах ОПД 9,2 и 6,5 мм. В низких температурах разность  $H_a - H_c$  достигала значений, соответствующих доменам высотой 16 мм.

Описанные скачки, видимо связаны с изменением режима протекания спинового тока в канал, связывающий экспериментальную камеру с теплообменником. Этот ток необходим для компенсации потерь на магнитную релаксацию в ОПД в канале.

Для доказательства того, что наблюдавшиеся особенности сигнала ЯМР действительно связаны с образованием ОПД, проводился следующий эксперимент. После образования ОПД выключалось поле накачки и в тот же момент цифровой регистратор начинал записывать сигнал. После выключения РХ-поля ОПД должен продолжать прецессировать создавая в приемно-передающей катушке сигнала спада свободной индукции, так же, как это происходит в импульсных ЯМР-экспериментах. В этом эксперименте использовались блоки спектрометра импульсного ЯМР, описаного в [21]. Полученный таким образом сигнал был аналогичен сигналу спада свободной индукции, полученному после возбуждения ОПД мощным РХ-импульсом. Это продемонстрировано на рис.3-6. Осциллограммы *a* и *b* получены при выключении РХ-поля, осциллограмма *c* - при возбуждении ОПД РХ-импульсом при тех же условиях. Осциллограммы *a* и *b*

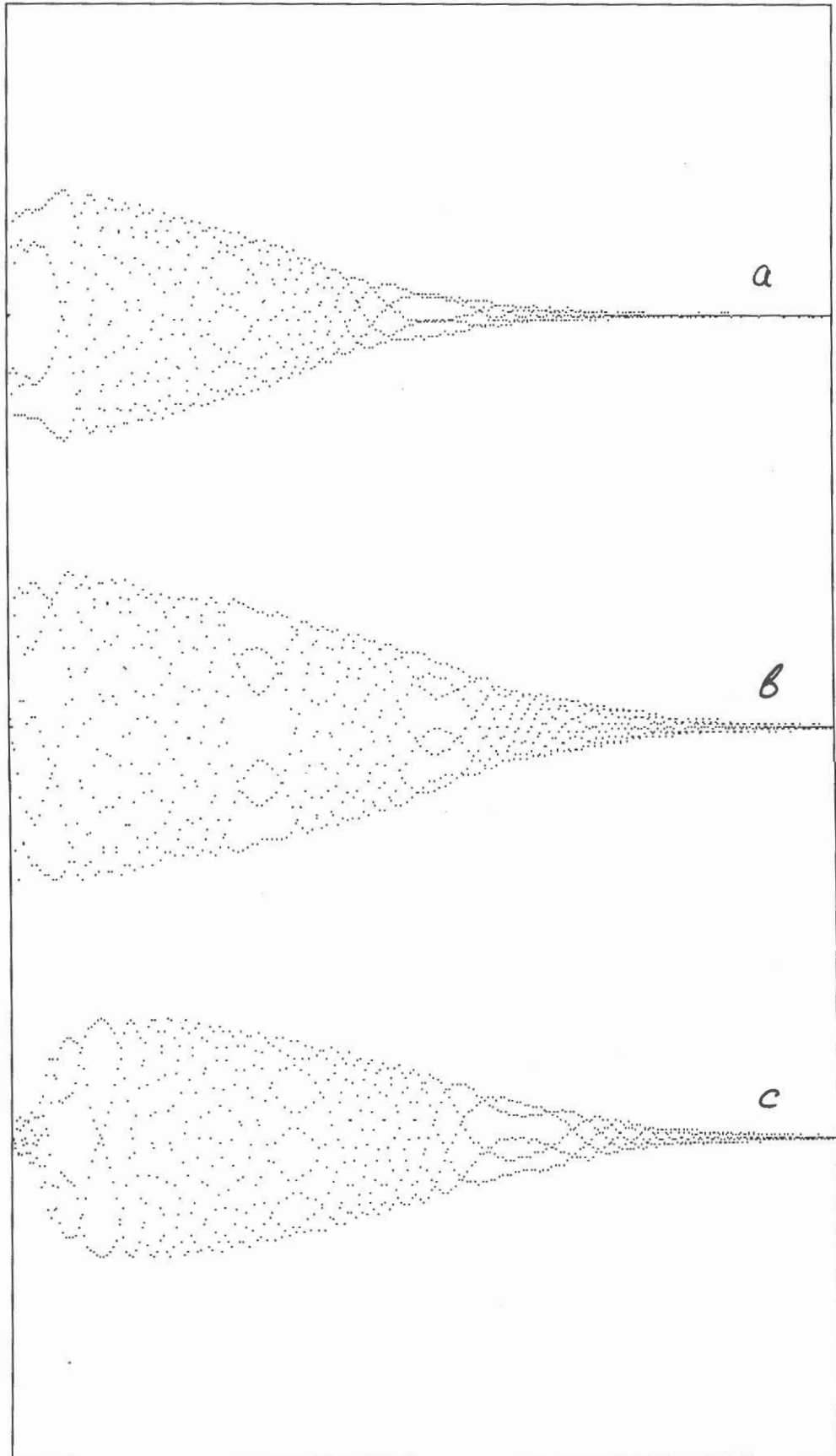


Рис. 3-5. Осциллограммы сигналов, снятых при выключении поля накачки (а, б) и при импульсном возбуждении ОПД (в).  $P=11$  бар,  $H=142$  Э,  $T=0,72$  Т.

0

с

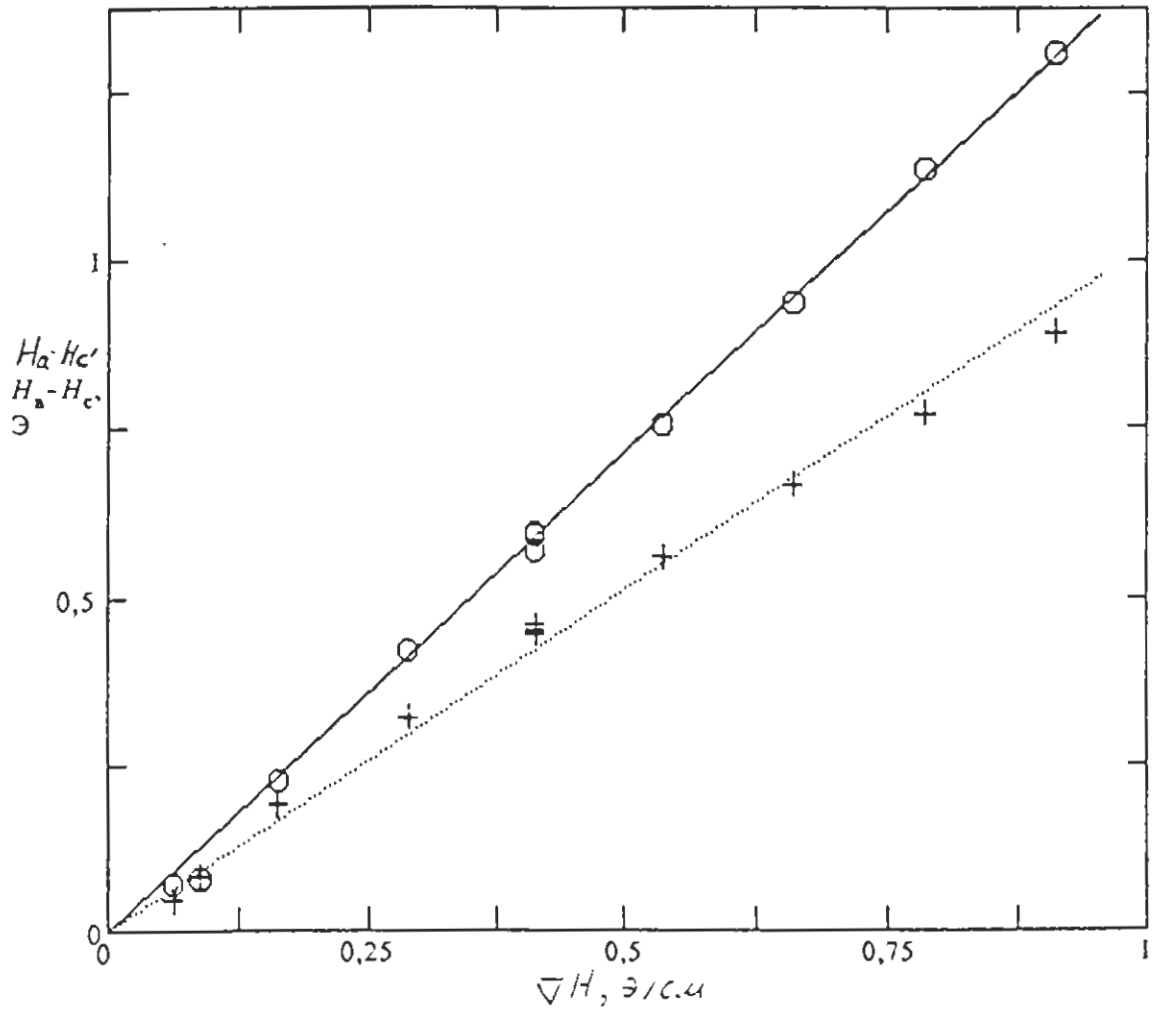


Рис. 3-6.

Зависимости положения скачков сигнала поглощения при уменьшении ( $H_a - H_c$ , o) и увеличении ( $H_a - H_c$ , +) магнитного поля.  $P=11$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,53 T_c$ . Прямые проведены через экспериментальные точки методом наименьших квадратов.

различаются полем, при котором выключалась накачка: запись  $a$  снималась при поле  $H_a + \frac{2}{3}(H_a - H_b)$ , т.е. на две трети заполненной ОПД камере, запись  $b$  снималась в точке  $H_b$ , т.е. при полностью заполненной камере. Соответственно, запись  $b$  имеет большую интенсивность и длительность.

При заполнении камеры ОПД, т.е. в интервале полей  $H_a - H_b$  должен расти модуль поперечной намагниченности в катушке, при дальнейшем уменьшении поля  $M_{\perp}$  должен оставаться постоянным, но фаза прецессии намагниченности должна меняться относительно фазы  $R_X$ -поля, так, чтобы обеспечивать равенство поглощаемой (форм. 26) и диссипирующей в ОПД мощностей (форм. 18). "Срыв" ОПД должен происходить когда  $\vec{M}_{\perp}$  отстанет по фазе от  $H_1$  на  $90^\circ$  и поглощаемая мощность достигнет максимально возможного при данной амплитуде  $R_X$ -поля значения.

На рис.3-7 показан сигнал непрерывного ЯМР от ОПД в координатах поглощение-дисперсия. Кривая представляет собой годограф усредненного по объему катушки вектора поперечной намагниченности во вращающейся вместе с  $R_X$ -полем системе координат ( $R_X$ -поле направлено по оси  $X$ ). Сигнал снимался при уменьшении магнитного поля.

От точки  $O$  до точки  $B$  поперечная намагниченность растет, а затем поворачивается относительно  $R_X$ -поля, оставаясь почти постоянной по модулю. Срыв домена происходит при угле поворота намагниченности меньшем  $90^\circ$ . Это может быть связано с разностью фаз прецессии по ОПД или с развитием его неустойчивости при поглощении, близком к максимальному.

Из приведенного годографа и сигналов поглощения видно, что в большей части области существования ОПД, угол между поперечной намагниченностью и  $R_X$ -полем мал. В частности он не превышает  $10^\circ$  при не полностью заполненной ОПД камере (на участке  $O-B$  кривой). Таким образом фаза прецессии

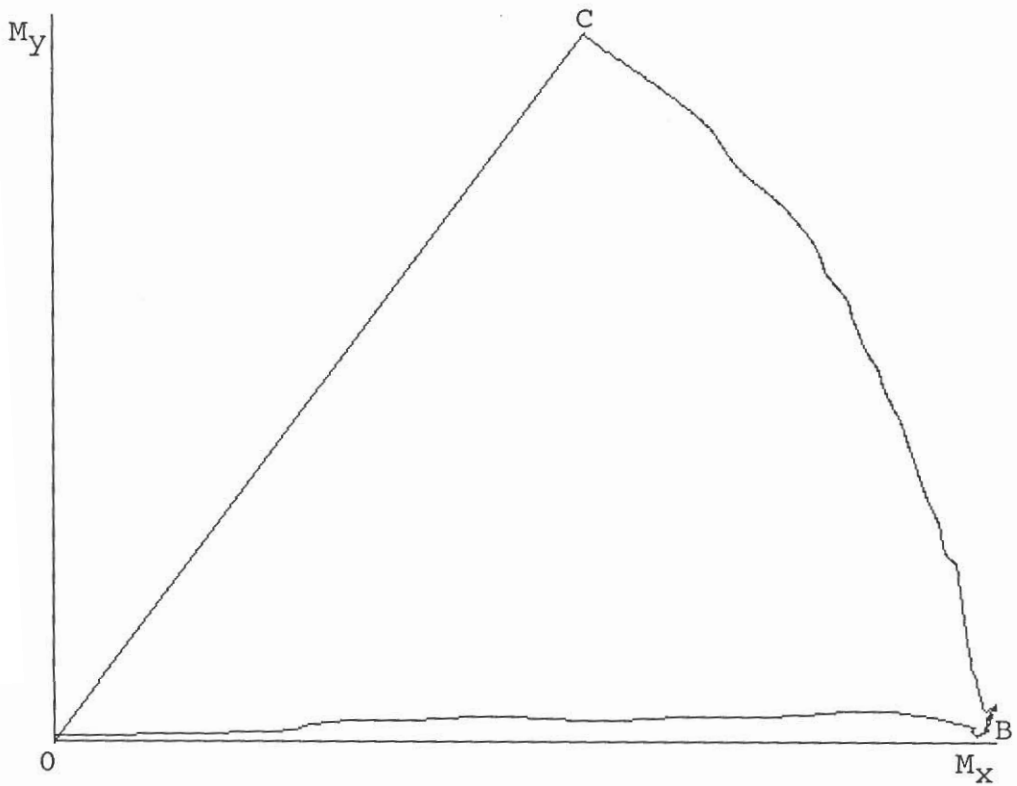


Рис. 3-7.

Годограф вектора поперечной намагниченности. По оси  $X$  отложена величина сигнала дисперсии, по оси  $Y$  - сигнала поглощения. Кривая снята при уменьшении магнитного поля.  $P=29.3$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,48 T_c$ ,  $\tilde{H}_1=1 \cdot 10^{-2}$  Э.

контролируется фазой РХ поля, и даже при максимальной поглощаемой мощности отличается от нее не более чем на  $90^\circ$ .

Наблюдавшийся Ошеровым [13] и Веббом [14] нелинейный ферромагнитный резонанс имеет те же особенности, что и сигнал от ОПД, наблюдавшийся нами: возникает пороговым образом при увеличении  $H_1$ , имеет гистерезис при изменении направления сканирования магнитного поля, ширина сигнала растет с увеличением  $H_1$ . Видимо, он также был вызван формированием ОПД, хотя в использовавшихся в [13,14] открытых камерах ОПД не мог образоваться полностью.

В заключение этой главы отметим, что при поле, слегка превышающем  $H_D$  видны колебания поглощаемой мощности с частотой 50-100 Гц. Эти колебания, видимо, являются автоколебаниями доменной стенки, возникающими из-за ее взаимодействия со стенками камеры. Мода низкочастотных колебаний доменной стенки, аналогичная гравитационным колебаниям поверхности жидкости наблюдалась при образовании ОПД в импульсном ЯМР [56] и теоретически исследовались в [57]. На рис.3-8. показан квадрат частоты колебаний сигнала поглощения в непрерывном ЯМР в зависимости от градиента магнитного поля. Прямая - предложенный в [57] спектр "гравитационных" колебаний доменной стенки, вычисленный с использованием скорости спиновых волн, определенной как описано в разделе 4-3.

Низкочастотные (~10 Гц) колебания поглощаемой мощности наблюдались также при  $H_D < H < H_C$  при давлении 0,6 бар. Природа этих колебаний остается пока неясной.



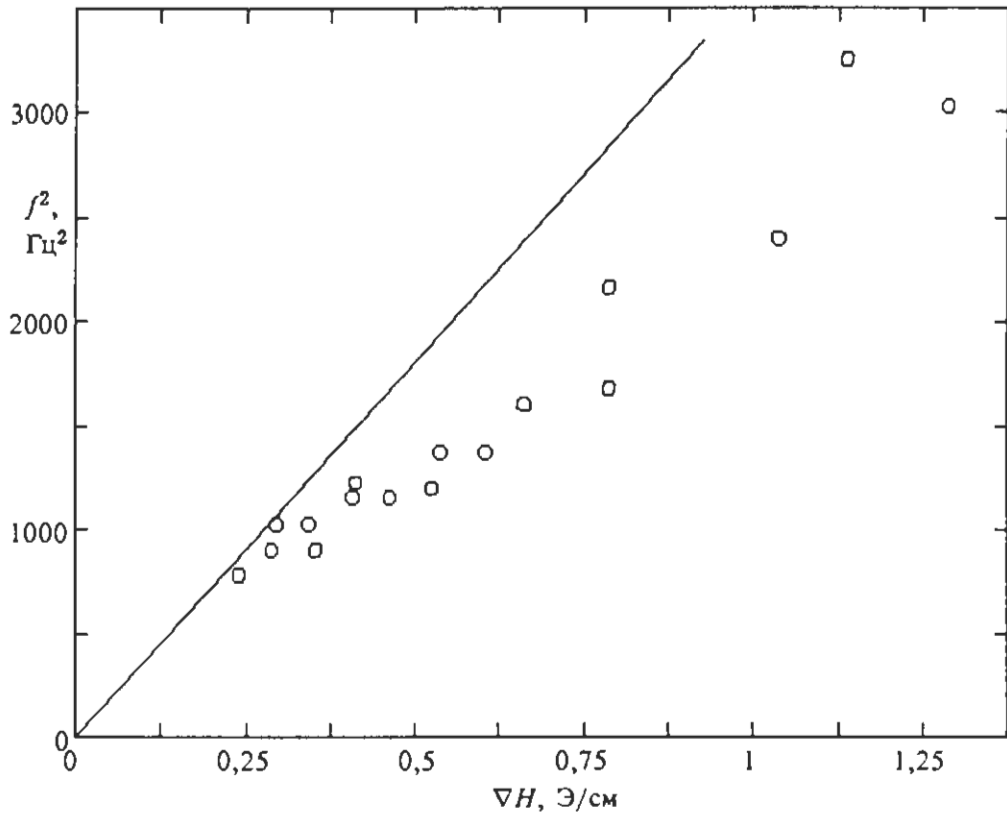


Рис. 3-8.

Зависимость квадрата частоты осцилляций сигнала поглощения вблизи поля  $H_b$  от градиента магнитного поля. Прямой показана теоретическая зависимость.  $P=11$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,62 T_c$ ,  $\tilde{H}_1=1,9 \cdot 10^{-3}$  Э.

#### Глава 4. Сверхтекучий спиновый ток в длинном канале.

##### 4.1. Измерение величины сверхтекучего спинового тока.

Использование ОПД в качестве "электродов" при исследовании сверхтекучих спиновых токов заметно облегчает постановку и интерпретацию экспериментов. Во-первых ориентация параметра порядка жестко связана с ориентацией намагниченности# во-вторых в ОПД угол отклонения  $\beta \approx 104^\circ$  а фаза прецессии определяется фазой РХ поля, т.е. из двух углов, градиенты которых определяют спиновый ток, один постоянен, а второй легко контролируется# в третьих сравнительно малая магнитная релаксация позволяет заметить небольшое изменение поглощаемой мощности, вызванное спиновым током. Соединив два ОПД узким каналом можно свести задачу к одномерной. Наконец, образование ОПД в непрерывном ЯМР позволяет поддерживать спиновый ток достаточно долго.

Исследования, описанные в этой главе проводились в магнитном поле 142 Э при температурах 0,25 0,8  $T_C$  и давлениях 0-29,3 бар. Использовалась первая экспериментальная ячейка (рис.2-1). При измерениях в обоих объемах с  $^3\text{He}$  (5 и 6) образовывались ОПД. После этого магнитное поле фиксировалось, частота одного из задающих генераторов изменялась на -0,1 0,01 Гц и начинала расти разность фаз прецессии двух ОПД.

Поглощаемая из РХ поля мощность равна разности мощности диссипируемой в ОПД и переносимой спиновым током в единицу времени зеемановской энергии. Таким образом перетекание намагниченности приводит к изменению сигнала поглощения. Это изменение и измерялось в экспериментах.

На рисунке 4-1 показан годограф намагниченности в одном из объемов, подобный изображенному на рис.3-7. Часть *ABC* кривой также снята при уменьшении магнитного поля. Отличие состоит в

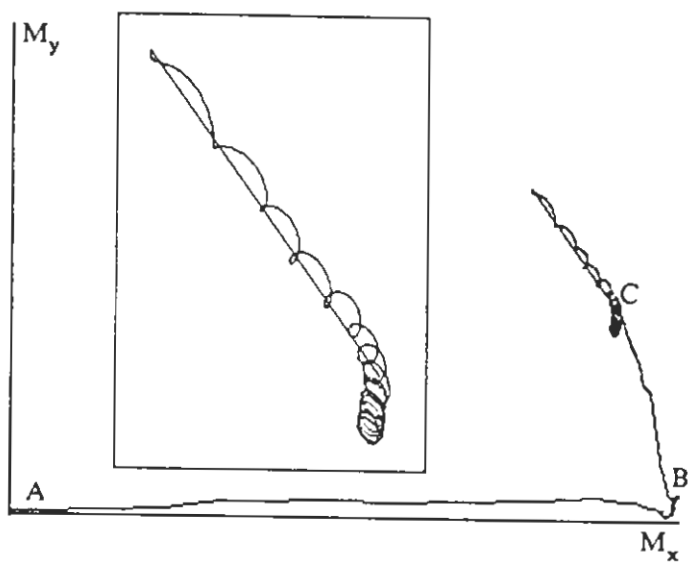


Рис.4-1.

Годограф вектора поперечной намагниченности. По оси X отложена величина сигнала дисперсии, по оси Y - сигнала поглощения. Часть ABC кривой снята при уменьшении магнитного поля, часть, увеличенная на врезке, - при изменении разности фаз РХ-поля на концах канала.  $P=29,3$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,48 T_c$ ,  $\tilde{H}_1=1 \cdot 10^{-2}$  Э.

том, что в точке  $C$  магнитное поле фиксировалось и начинала увеличиваться разность фаз РХ-полей, т.е. разность фаз прецессии. Снятая при этом часть кривой увеличена на врезке.

Как видно из рисунка, с увеличением  $\Delta\varphi$  увеличивается поглощаемая мощность. При достижении некоторой разности фаз ( $\Delta\varphi_c$ ) поглощаемая мощность скачком падает до некоторого предыдущего значения, снова достигает критической и т.д.. При изменении знака разности частот поглощаемая мощность достигала первоначального значения (точки  $C$ ) и затем продолжала уменьшаться, пока не достигала критического значения в другом направлении. Далее кривая повторялась, но, возможно с другим периодом. На рис.4-2 показано изменение поглощаемой мощности в зависимости от разности фаз РХ-полей. Ноль разности фаз определялся как средняя точка между скачками в противоположенных направлениях.

На верхней ветви кривой разность фаз увеличивается. В точках  $B$  происходит скачкообразное уменьшение поглощаемой мощности и затем кривая повторяется. В точке  $D$  был изменен знак разности частот РХ-полей и разность фаз начала уменьшаться, в точке  $B$  происходит скачок в обратном направлении. Если зафиксировать разность фаз, поглощение будет оставаться постоянным.

Мы интерпретируем полученные зависимости следующим образом. При росте разности фаз прецессии, равной разности фаз РХ-полей, в канале появляется и растет градиент фазы прецессии. Это приводит к возникновению спинового тока, в зависимости от знака разности фаз, вносящего или выносящего продольную намагниченность. При росте градиента фазы поток намагниченности достигает критической величины, при которой происходит сброс одного ( $2\pi$ ), либо нескольких ( $2\pi n$ ) витков разности фаз. Градиент фазы и поток намагниченности

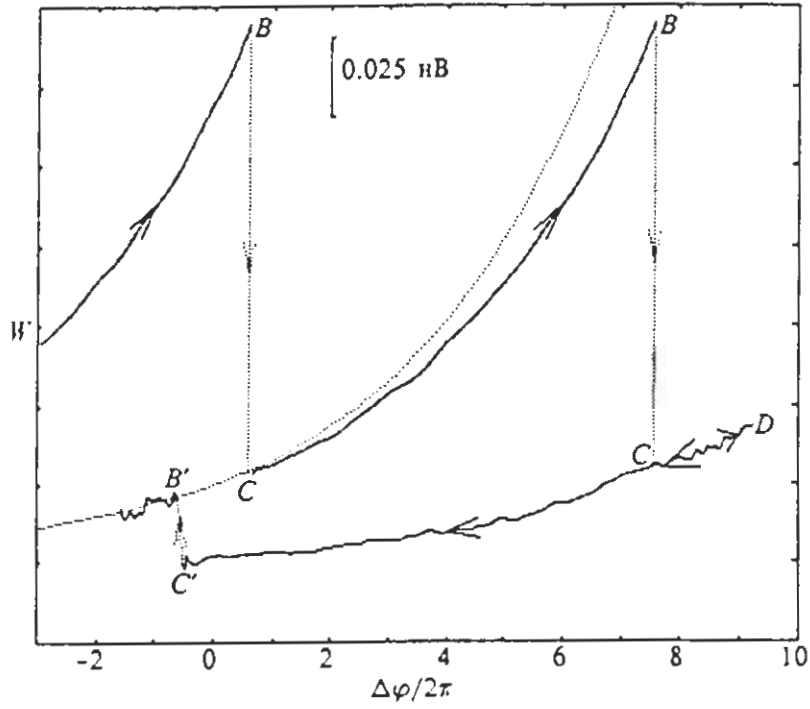


Рис. 4-2.

Изменение сигнала поглощения при изменении разности фаз РЧ-полей на канале. Стрелками показано направление изменения разности фаз. Пунктирная кривая - теоретическая зависимость.

$P=29,3$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,48 T_c$ ,  $\bar{N}_1=1 \cdot 10^{-2}$  Э,

$(\omega_{PЧ} - \gamma H_0)/2\pi=1,46$  КГц.

скачкообразно уменьшаются, снова достигают критических величин и т.д.. При постоянной разности частот в канале возникает состояние, аналогичное резистивному состоянию в сверхпроводниках [58], причем разность частот аналогична напряжению на слабой связи.

Кривая на рис.4-2 имеет период по  $\Delta\varphi$  равный  $14\pi$ . Следует отметить, что любая зависимость сигнала поглощения от  $\Delta\varphi$ , вызванная, например, вкладом в сигнал от рассеяного РХ поля второй катушки должна иметь период по  $\Delta\varphi$ , равный  $2\pi$ . Небольшие биения с  $\Delta\varphi=2\pi$  на кривой рис.4-1 связаны как раз с таким вкладом, не полностью удаленным цепочками компенсации.

Число витков разности фаз, сбрасываемых при ее проскальзывании, менялось в зависимости от экспериментальных условий. Мы не проводили специальных исследований этой зависимости, однако можно сказать, что величина сброса фазы во-первых растет с увеличением давления: при давлении 29 бар наблюдались сбросы от  $2\pi$  до  $16\pi$ , при давлении 0 бар -  $2\pi$  и  $4\pi$ , во-вторых растет с увеличением разности  $\omega_{РХ}/\gamma-H_K$ , где  $H_K$  - магнитное поле в канале, т.е. с увеличением параметра  $\xi$  (24). На рис.4-3 показана зависимость поглощаемой мощности от разности фаз при меньшей  $\xi$ . Сброс фазы здесь составляет всего  $4\pi$ .

Пунктирными кривыми на рис.4-2 и 4-3 показаны теоретические зависимости поглощаемой мощности (21)  $\frac{\partial E}{\partial t} W = \frac{U}{A} Y$ , где  $U$  - величина сигнала поглощения, а  $A$  - чувствительность спектрометра (подгоночный параметр). В качестве эффективного коэффициента диффузии, входящего в (21), использовалось значение  $D_1$ , измеренное в [21]. Это связано с тем, что хотя и имеются теоретическая работа [59], в которой величины  $D_1$  и  $D_2$  связаны между собой (в обозначениях работы [59]  $D = D$ ,  $D = D - D$  см. [25].), но эта

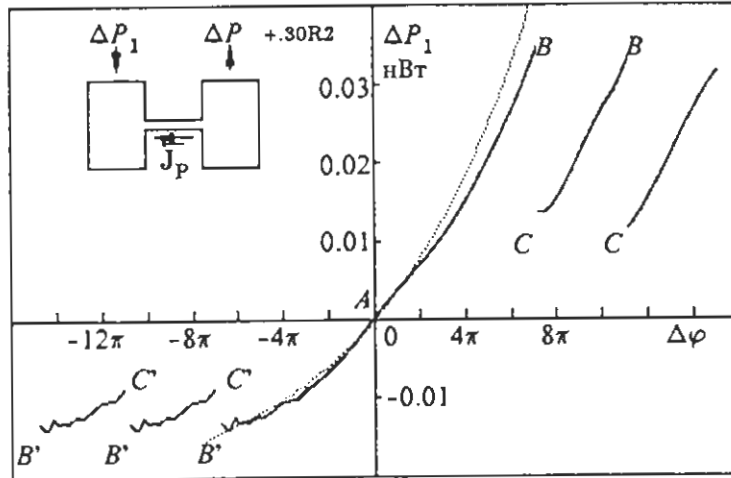


Рис.4-2.

Изменение сигнала поглощения при изменении разности фаз РХ-полей на канале. Стрелками показано направление изменения разности фаз. Пунктирная кривая - теоретическая зависимость.  
 $P=29,3$  бар,  $H_0=142$  Э,  $T=0,48 T_c$ ,  $\tilde{H}_1=1 \cdot 10^{-2}$  Э,  
 $(\omega_{pч} - \gamma H_0)/2\pi=1,46$  КГц.

связь установлена без учета эффекта Леггетта-Райса. Эффект Леггетта-Райса [60], наблюдавшийся ранее в нормальном  $^3\text{He}$  [61], приводит к уменьшению эффективного значения коэффициента спиновой диффузии на частотах порядка  $\frac{1}{\tau}$ , где  $\tau$  - время соударения квазичастиц. Измерения  $D_{\perp}$  [21] показывают, что влияние этого эффекта существенно во всей области температур, в которой проводились измерения. С другой стороны согласно [59], при  $T \approx 0,5 T_c$ ,  $D_{\parallel} \approx D_{\perp}$  и, следовательно,  $D_2 \approx 0$ . Возможно с отличием  $D_2$  от нуля и связана несколько завышенная по сравнению с экспериментом оценка диффузионной диссипации.

Для сравнения с чувствительностью спектрометра, полученной при сравнении экспериментальных кривых с теорией, мы оценивали ее также исходя из величины РХ-поля. Величина РХ-поля определялась как описано выше в главе 2. Далее чувствительность вычислялась как

$$A = \frac{W}{U_y} = \frac{M_y H_1}{U_y} = \frac{U_y / (U_x^2 + U_y^2) \times H_0 \sin 104^\circ H_1}{U_y} = \frac{\chi H_0 H_1 \sin 104^\circ}{U_x^2 + U_y^2}$$

здесь  $U_x$  - величина сигнала дисперсии, а сумма  $U_x^2 + U_y^2$  равна максимальному модулю сигнала с приемно-передающей катушки (расстоянию  $AB$  на рис. 4-1). Вычисленная таким образом чувствительность оказалась в 4 раза меньше, чем полученная из сравнения теории с экспериментом. Возможная причина этого - отличие эффективного диаметра канала от геометрического, вызванное, например, гидродинамической концентрацией тока вблизи концов канала.

Мы не наблюдали уменьшения величины спинового тока перед сбросом фазы, которое предсказывает теория (рис. 1-5). В канале, с длиной, большей  $\xi$ , можно рассматривать локальное поведение намагниченности в областях с размером порядка  $\xi$ . Если мы мысленно разобьем канал на два участка и будем рассматривать один из них, как "нагрузку", включенную



последовательно со вторым, то падающая ветвь зависимости спинового тока от разности фаз может стать неустойчивой (задача аналогична задаче о генерации колебаний вольтовой дугой, вольт-амперная характеристика которой имеет падающий участок).

#### 4.2. Поведение намагниченности в канале.

Фазу прецессии в канале легко определить непосредственно, наблюдая поведение намагниченности в канале по сигналам с миниатюрных приемных катушек. Пример таких сигналов снятых при тех же условиях что и сигнал на рис.4-1, но с центральной приемной катушки (3 на рис.2-1), показан рис.4-4-а и б для разных направлений изменения разности фаз. Аналогичные кривые соответствующие кривой на рис.4-3 показаны на рис.4-5-а и с. Сплошной кривой на этих рисунках показан сигнал снятый при медленном изменении разности фаз. Точка А(А) соответствует нулевой разности фаз, определенной как и на рис.4-2,4-3. Эта точка лежит в области кривой с максимальным расстоянием от начала координат, т.е. максимальной усредненной по объему катушки поперечной намагниченностью ( $\bar{M}_\perp$ ). Видно что с изменением  $\Delta\varphi$ , меняется угол, образуемый радиус вектором, проведенным из начала координат в данную точку кривой, т.е. разность фазы прецессии и фазы РХ-поля в опорном домене (см. раздел 2.2). При достижении в точке В критического значения  $\Delta\varphi$  происходит скачок в положение С и кривая повторяется. При изменении знака разности частот движение происходит в другом направлении (А → В → С → В → С → ...). Уменьшение  $\bar{M}_\perp$  с ростом  $\Delta\varphi$  связано с конечными размерами катушки: для катушки с прямоугольным распределением РХ-поля, усредненная по катушке поперечная намагниченность обращается в ноль, когда на ее размерах разность фаз меняется на  $2\pi$ . Для равнения, на рис.4-6 показана симуляция сигнала в центральной катушке,

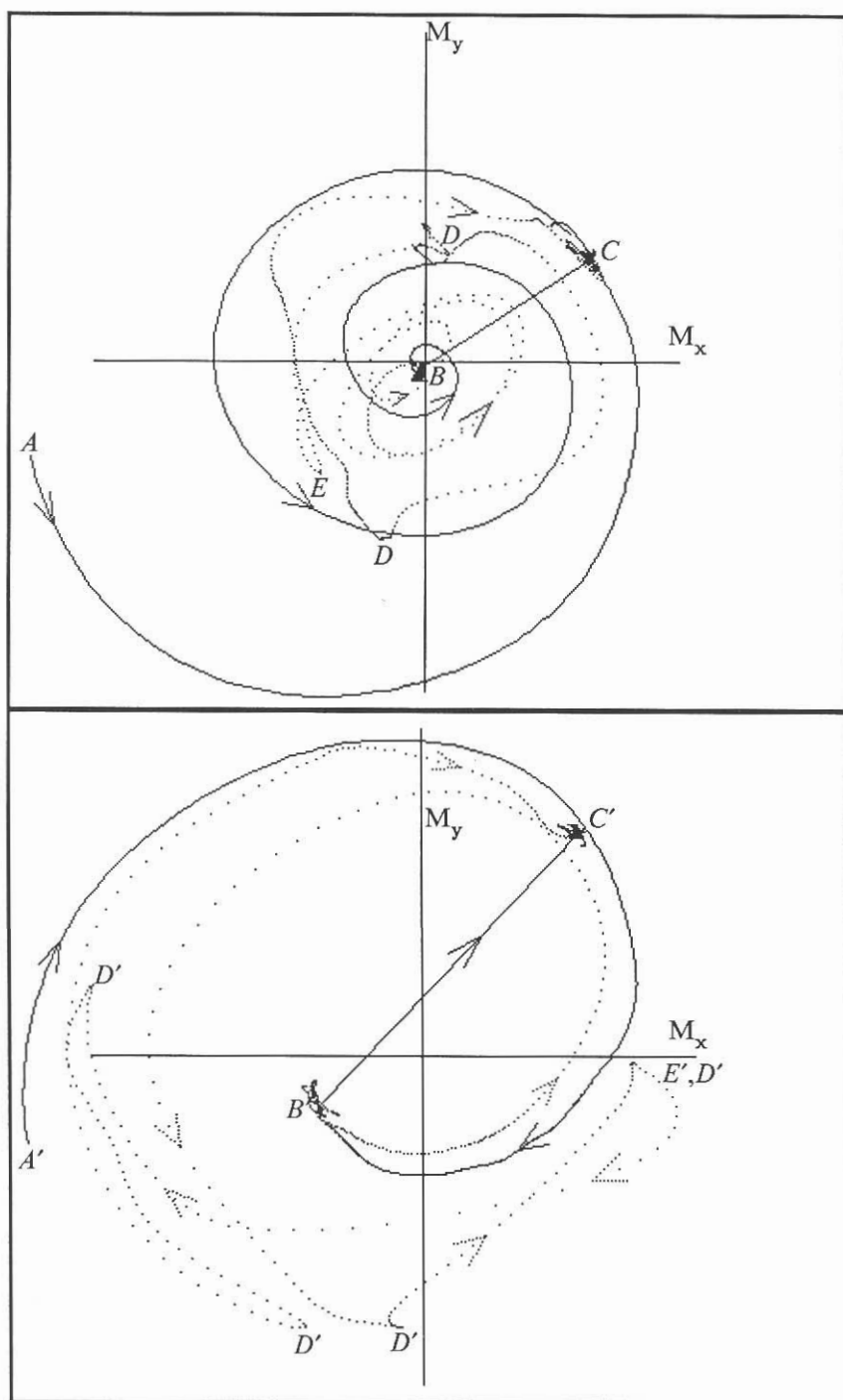


Рис. 4-4.

Годографы вектора поперечной намагниченности в канале при разных направлениях изменения разности фаз. В точке  $B$  происходит сброс в витков разности фаз  $(16\pi)$ , в точке  $B'$  сбрасывается 7 витков.  $P=29.3$  бар,  $H=142$  Э,  $T=0,48$  Т,  $\tilde{H}=1 \cdot 10^{-2}$  Э,  $(\omega - \gamma H) / 2\pi = 1,52$  КГц.

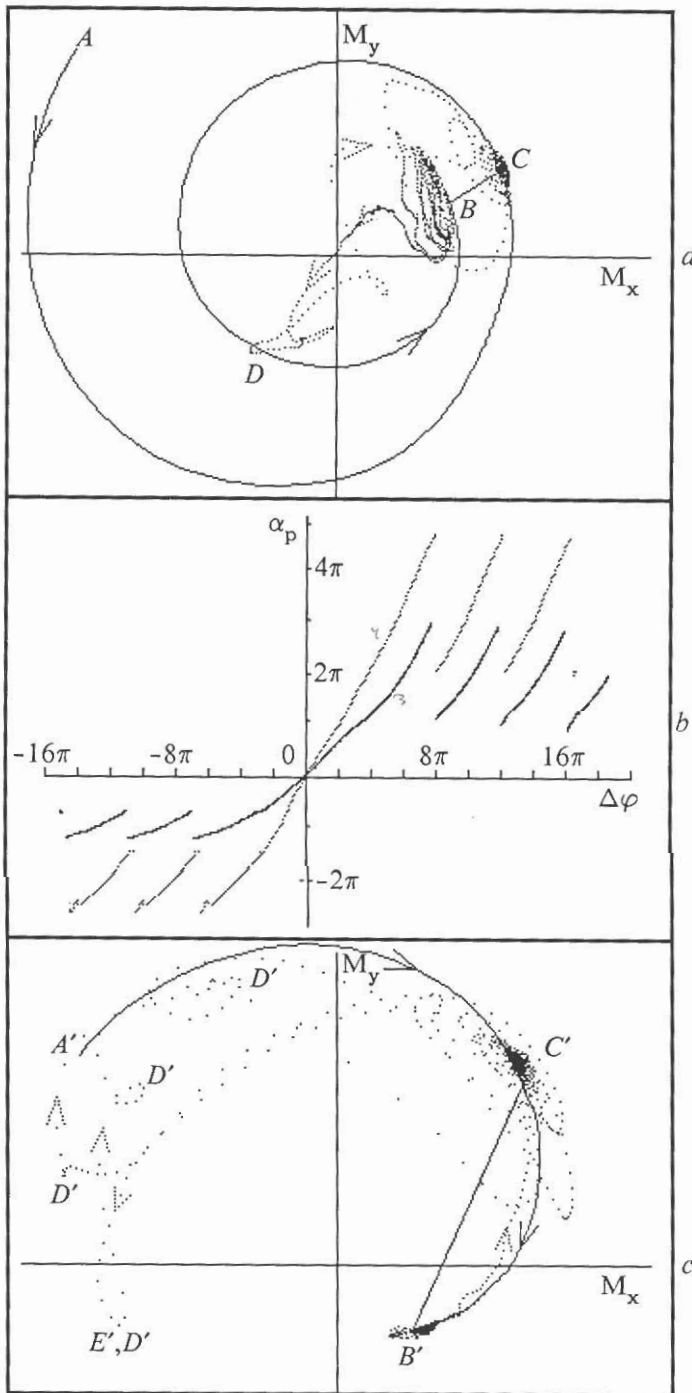


Рис. 4-5.

Годографы вектора поперечной намагниченности в канале при разных направлениях изменения разности фаз. Зависимость фаз прецессии в двух катушках на канале от разности фаз РЧ-полей (b). Сплошная линия - в катушке номер 3, пунктир - в катушке номер 4.  $P=29,3$  бар,  $H=142$  Э,  $T=0,48$  Т,  $\tilde{H}=1 \cdot 10^{-2}$  Э,  $(\omega - \gamma H) / 2\pi = 0,22$  КГц.

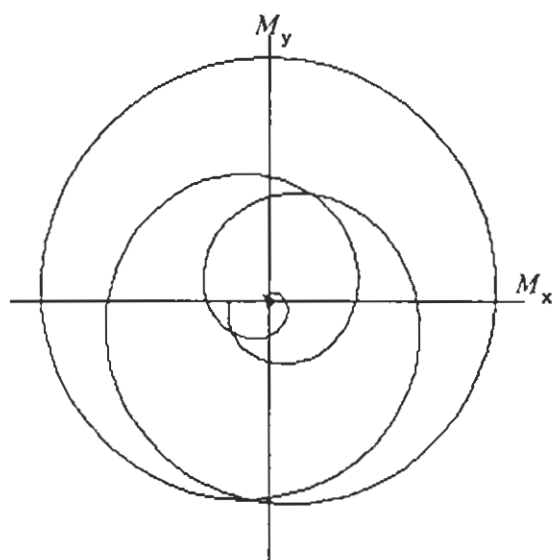


Рис. 4-6.

Компьютерная симуляция годографа поперечной намагниченности в катушке номер 3 на канале. Параметр  $\Lambda$  рассчитан с использованием коэффициента диффузии, определенного по зависимости критического спинового тока от сдвига частоты,  $\Lambda=0,0192$ . Разность фаз на канале изменяется от  $-14\pi$  до  $14\pi$ .

полученная с использованием реального распределения поля катушки при изменении разности фаз от  $-14\pi$  до  $+14\pi$ . Параметр  $\Lambda$ , вычисленный по значению коэффициента спиновой диффузии, полученного при подгонке зависимости критического тока от разности фаз равнялся 0,0195.

Точками на рисунке 4-4-а и б, 4-5-а и с показан процесс сброса фазы. Если сплошные кривые на этих рисунках записывались за времена около 10 с, то запись сброса фазы занимала 50 мс (интервал между точками 50 мкс). Кривые осложнены возникающими колебаниями намагниченности, видимо, аналогичными крутильным колебаниям ОПД [40]. Однако, из вида сбросов фазы можно определить положение центра проскальзывания фазы относительно катушки. Если во время сброса намагниченность движется в том же направлении, что и между сбросами, т.е. годограф в цикле  $C \rightarrow B \rightarrow C$  обходит вокруг начала координат, как на рис 4-4-а, то центр проскальзывания фазы образовался между катушкой и опорным доменом, и наоборот, как на рис. 4-4-б и 4-5-с. Эти две ситуации продемонстрированы на рис.1-4. Фаза прецессии на опорном конце равна нулю по определению, а фаза на другом конце увеличивается (рис.1-4-а) или уменьшается (рис.1-4-б). При этом фаза прецессии между сбросами изменяется как показано на рисунках сплошной линией, а при сбросе так, как показано пунктирной. Как видно из рисунков (4-4, 4-5), положение центра проскальзывания фазы меняется при изменении направления спинового тока. Причина этого понятна из рис.1-4. Потери на спиновую диффузии приводят к тому, что на входе в канал градиент фазы прецессии больше, чем на выходе из него, здесь раньше достигается критическое значение тока и именно здесь образуется центр проскальзывания фазы.

Сброс изображенный на рис.4-5-а, произошел в

непосредственной близости от катушки, так-как годограф намагниченности во время сброса проходит через начало координат.

Динамика сброса фазы заслуживает специального исследования. Можно отметить, что фаза прецессии во время скачка обычно заходит за положение равновесия и даже за значение  $\Delta\varphi=0$  (точки  $E, E$  на рис.4-4 и 4-5). Во время скачка намагниченность может останавливаться около определенных точек обычно лежащих на траектории движения между сбросами (точки  $D, D$ ).

Для количественного анализа полученных годографов мы строили зависимость фазы прецессии от разности фаз РХ-полей. За ноль фазы прецессии бралось значение  $\alpha_p$  при  $\Delta\varphi=0$ . Полученные зависимости для двух рассматриваемых случаев приведены на рис.4-7 и на рис.4-5-б. На рис.4-7 пунктирной линией показана зависимость, выражаемая формулой (20). Коэффициент диффузии выбирался также как и в предыдущем разделе. Видно, что оценка влияния диффузионной диссипации вновь получилась несколько завышенной.

На рис.4-5-с показаны зависимости фазы прецессии в точках расположения обоих миниатюрных катушек. Левый по рисунку 2-1 конец канала был опорным и здесь  $\alpha_p = 0$ . Фаза прецессии намагниченности внутри катушки 3 (рис.2-1), расположенной на расстоянии  $x=2,3$  мм от опорного конца показана сплошной кривой, внутри катушки 4 ( $x=3,93$  мм)-пунктиром. Таким образом видно, что фаза прецессии растет вдоль канала от опорного конца к катушке номер 3 и далее к катушке номер 4.

#### 4.3. Измерение критического значения спинового тока.

Критическая разность фаз на канале определялась по формуле:  $\Delta\varphi = (\Delta\varphi^+ + \Delta\varphi^-) / 2$ , где  $\Delta\varphi^+$  и  $\Delta\varphi^-$  - разности фаз при

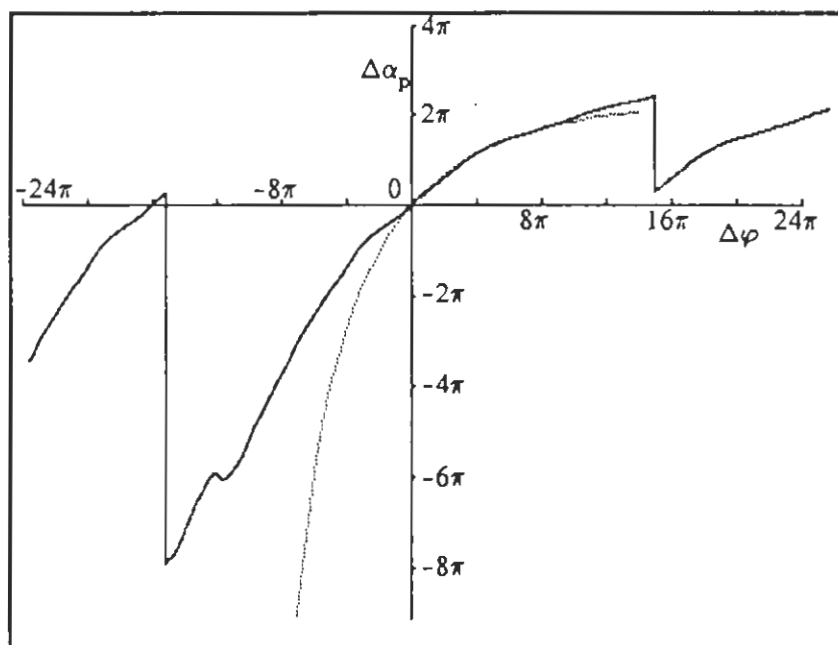


Рис. 4-7.

Зависимость фазы прецессии в катушке номер 3 от разности фаз  $R\vec{H}$ -полей. Пунктирной кривой показана теоретическая зависимость, вычисленная при  $D=0,058 \text{ см}^2/\text{с}$ .  $P=29,3 \text{ бар}$ ,  $H=142 \text{ Э}$ ,  $T=0,48 \text{ Т}$ ,  $\tilde{H}=1 \cdot 10^{-2} \text{ Э}$ ,  $(\omega-\gamma H)/2\pi=1,52 \text{ КГц}$ .

которых происходило проскальзывание фазы при разных направлениях изменения  $\Delta\varphi$ . На рис.4-8 показаны зависимости критической разности фаз от  $\omega_{PX} - \gamma H_K$ . Поле  $H_K$  определялось по появлению сигнала на катушках в канале. Сигнал в канале появляется при  $\omega_{PX} - \gamma H_{K0}$ , и  $\omega_{PX} - \gamma H_K = \gamma \Delta H$ , где  $\Delta H$  - изменение поля по сравнению с  $H_{K0}$ , измерявшееся по току соленоида. Заполненными кружками показаны экспериментальные точки, снятые при давлении  $P=29,3$  бар и температуре  $T=0,52 T_C$ . Сплошные кривые - соответствующие этим условиям теоретические зависимости (20), разрешенные относительно  $\Delta\alpha$ .

$$\Delta\varphi_C = \Delta\alpha_C = \frac{1}{\Lambda} \ln(1 + \alpha_C \Lambda L) \quad (26)$$

Выражение для  $\alpha_C = 1/\xi$  нужно брать с разными знаками для разных направлений спинового тока.

Зависимости рассчитаны как с учетом (кривые 2,3) так и без учета (кривая 1) спиновой диффузии. Скорость спиновых волн бралась из работы [39], где она измерялась на кривой плавления и пересчитывалась на нужное давление пропорционально фермиевской скорости, т.е.  $s(P) = s(34,5 \text{ бар}) \frac{v_F(P)}{v_F(34,5)}$ . Кроме того использовались соотношения (13). Правильность такого пересчета скорости спиновых волн подтверждается измерениями спектров колебаний ОПД [40], сделанных при 20 бар. Кривая 3 получена при подгонке зависимости (20) с коэффициентом спиновой диффузии в качестве подгоночного параметра. Вычисленное таким образом значение  $D$  равно 0,024 см/с. Кривая 2 построена с использованием измеренного ранее значения  $D=D_1=0,058$  см/с. Отличие этих значений может объясняться упоминавшейся анизотропией коэффициента спиновой диффузии. Возможная гидродинамическая концентрация тока вблизи концов канала должна привести к меньшей критической разности фаз и еще более низкой оценке для  $D$



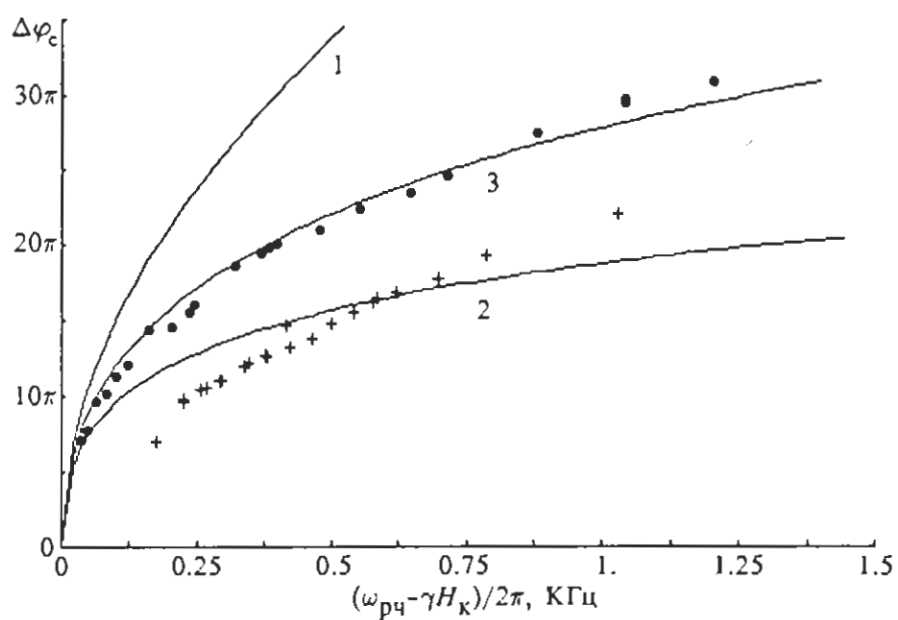
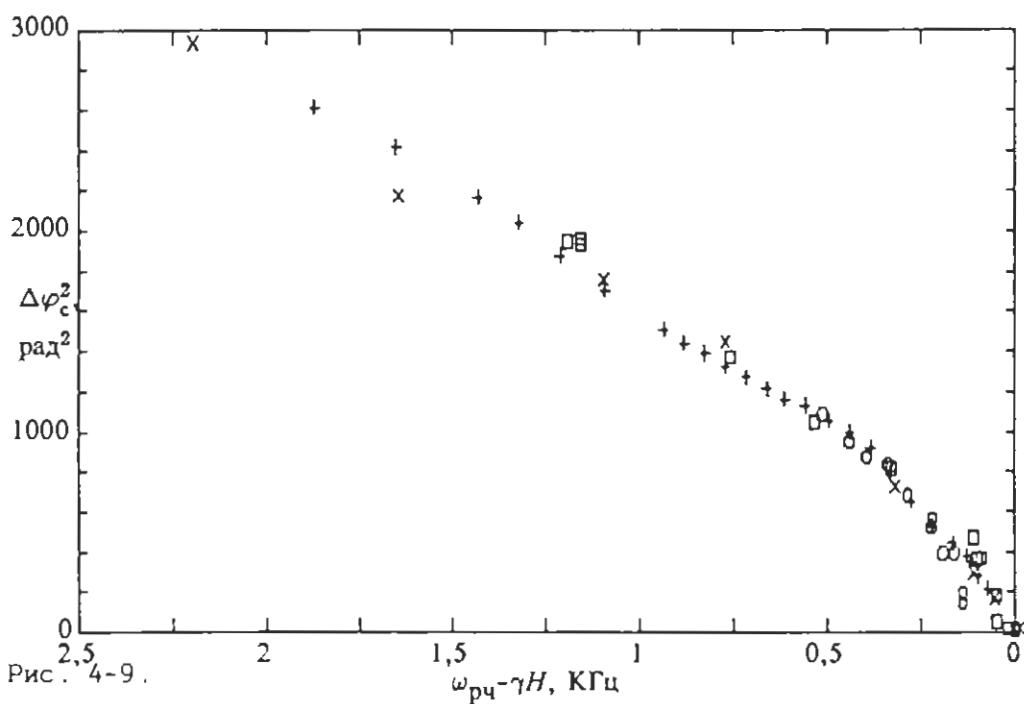


Рис. 4-8.

Зависимость критической разности фаз от сдвига частоты в канале при  $P=29,3$  бар,  $T=0,52 T_c$  (●) и  $P=0$  бар,  $T=0,29 T_c$  (+). Сплошные линии соответствуют теоретическим зависимостям при  $D=0$  (кривая 1),  $D=0,024 \text{ см}^2/\text{с}$  (кривая 3) и  $D=0,058 \text{ см}^2/\text{с}$  (кривая 2) и тех же условиях, что первая серия экспериментальных точек (●).



Зависимость квадрата критической разности фаз от сдвига частоты в канале для четырех температур.  $P=29,3$  бар,  $T=0,45 T_c$  (x),  $T=0,49 T_c$  (+),  $T=0,63 T_c$  (\*) и  $T=0,7 T_c$  (o).

На том же рисунке крестиками показано значение  $\Delta\varphi_c$  для  $P=0$  бар и  $T=0,29 T_c$ . Значения критической разности фаз здесь меньше, благодаря большему значению скорости спиновых волн.

Поскольку канал экранирован от  $R\mu$ -полей, то ОПД невозможно возбудить непосредственно в канале. Поэтому он должен "затечь" туда из больших камер. В слишком низких или слишком высоких температурах в наших экспериментальных условиях этого не происходит. При низких температурах это может быть вызвано большим сдвигом частоты прецессии в текстуре, образующейся в канале. При повышении температуры уменьшается величина критического спинового тока и увеличивается Леггетт-Такагиевская и (в области, где существенен эффект Леггетта-Райса) диффузионная релаксация. По этим причинам спиновый ток, видимо, не может перенести достаточно продольной намагниченности, чтобы образовать ОПД.

Иногда наблюдался спиновый ток меньшей амплитуды с меньшими значениями критического тока и меньшей величиной поперечной намагниченности в канале (меньшим сигналом с катушек на канале). Это состояние иногда удавалось перевести в обычное уменьшив магнитное поле (т.е. увеличив критический ток) или разрушив ОПД в канале и создав его заново.

ОПД проникал в канал при температурах  $\sim 0,45$   $0,7 T_c$  при давлении 29,3 бар и  $0,3$   $0,4 T_c$  при давлении 0 бар. На рисунке 4-9 показана зависимость квадрата критической разности фаз от  $\omega_{R\mu} - \gamma H_k$  для четырех температур:  $0,45 T_c$ ,  $0,49 T_c$ ,  $0,63 T_c$  и  $0,7 T_c$ , практически перекрывающих доступный нам диапазон температур. Видно, что в нашем температурном диапазоне не заметно температурной зависимости  $\Delta\varphi_c$ .

При давлении 0 бар мы исследовали моды колебаний намагниченности в канале. Для этого частота накачки в опорном

домене модулировалась синусоидой с периодом в несколько миллисекунд и на осциллографах, подключенных к выходам синхронного детектора наблюдался сигнал с центральной катушки на канале. Были видны тангенциальные осцилляции намагниченности, т.е. менялась только фаза прецессии, но не модуль  $M_{\perp}$ . При некоторых периодах модуляции ( $T_1$  и  $T_2$ ) осцилляции сигнала резко усиливались. На рисунке 4-10 показана зависимость  $T_1$  от фазы прецессии, а на рисунке 4-11 - зависимость  $T_1$  и  $T_2$  от магнитного поля для разных значений разности фаз на канале. Пунктирными линиями на обоих рисунках обозначены точки, где происходил сброс фазы. На рис.4-10 обозначены сбросы фазы при разных знаках  $\Delta\alpha$ , а на рис.4-11 при разных значениях  $\Delta\alpha$ , происходящие при увеличении магнитного поля. Видно, что во-первых  $T_1$  и  $T_2$  не зависят от разности фаз на канале вдали от сброса фазы. Во-вторых  $T_1$  возрастает при приближении к сбросу фазы, как при изменении поля, так и при изменении разности фаз. Таким образом, период осцилляций зависит не от абсолютного значения спинового тока, а от разницы между данным значением и критическим. Это служит косвенным доказательством того, что перед сбросом фазы в канале изменяется поведение намагниченности, возможно, изменяется угол ее отклонения.

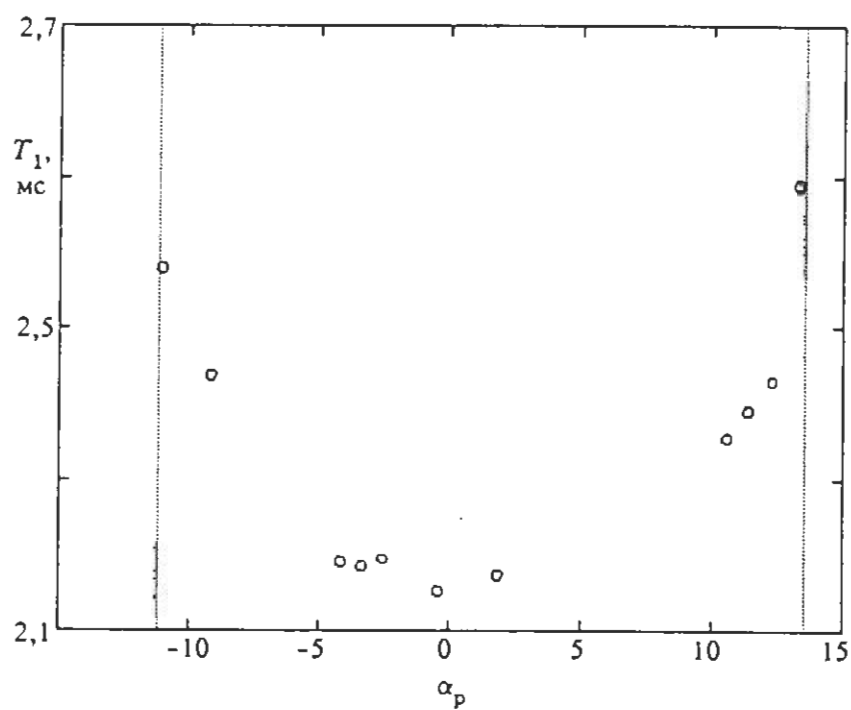


Рис. 4-10.

Зависимость первого резонансного периода колебаний намагниченности в канале от фазы прецессии в катушке номер 3. Пунктирными линиями показаны фазы прецессии при которых происходит сброс фазы.  $P=0$  бар,  $T=0,37 T_c$ ,  $H_0=142$  Э.

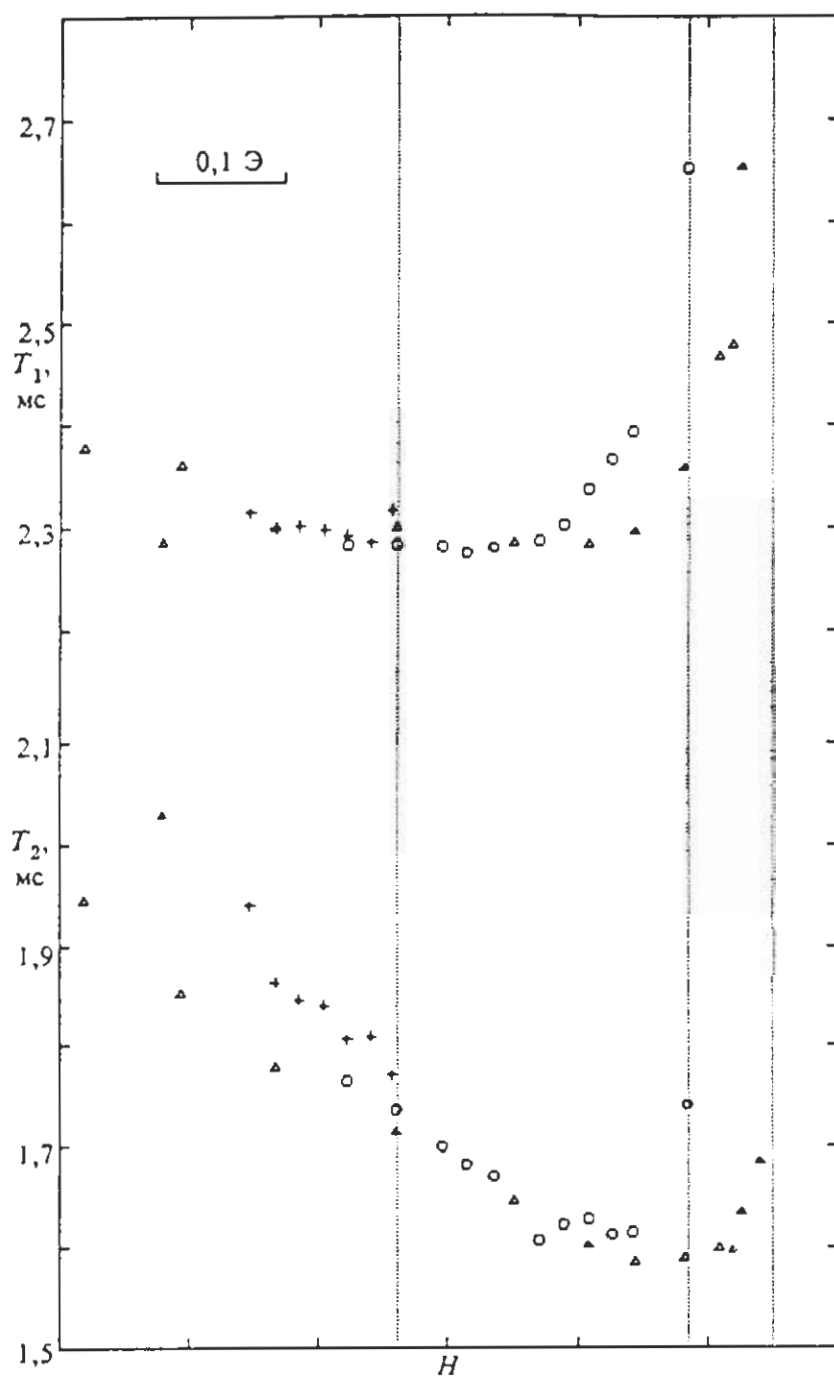


Рис.4-11.

Зависимость резонансных периодов колебаний намагниченности в канале от магнитного поля при разных значениях разности фаз на канале. Пунктирными линиями показаны магнитные поля при которых происходит сброс фазы.  $P=0$  бар,  $T=0,37 T_c$ ,  $H_0=142 \text{ Э}$ .

## Глава 5. Эффект Джозефсона

на сверхтекучем спиновом токе.

В этой главе описаны исследования характера протекания спинового тока, переносящего продольную намагниченность  $^3\text{He-B}$  сквозь узкий перешеек в канале (3 на рис. 2-3).

Экспериментально наблюдался переход от режима протекания тока со сбросом фазы к безгистерезисной зависимости тока от разности фаз параметра порядка. Эксперименты проводились во второй экспериментальной ячейке аналогично описанным в главе 4. Мы снимали зависимость поглощаемой в ОПД мощности от разности фаз РХ-полей при разных значениях длины  $\xi$  (24). Чтобы изменить  $\xi$ , мы передвигали доменную стенку по камере, изменяя магнитное поле. В однородном градиенте магнитного поля  $\xi$  обращается в бесконечность в середине доменной границы и затем падает при движении в глубь ОПД. Пододвигая доменную границу достаточно близко к перешейку можно попытаться увеличить  $\xi$  до размеров порядка размеров перешейка.

В эффекте Джозефсона должна наблюдаться однозначная (безгистерезисная) токофазная зависимость с периодом по разности фаз РХ-полей в  $2\pi$  и, возможно, близкая к синусоидальной. Такой же вид имеет сигнал, обусловленный взаимдукцией приемно-передающих катушек. Поэтому большее внимание уделялось экранировке катушек и настройке схем компенсации. Катушки были полностью окружены медными экранами (6,7 на рис. 2-3). Сигнал наводки, который появлялся из-за раскомпенсации приемной схемы записывался в ЭВМ в отсутствие ОПД в камерах и затем вычитался из экспериментальных кривых.

В ЭВМ проводилась обработка сигналов включающая в себя вычитание сигнала наводки, коррекцию и цифровую фильтрацию фильтром низкой частоты. Коррекция делалась цифровым корректирующим фильтром первого порядка и устраняла

"затягивание" скачков сигнала вызванное большой постоянной времени приемной схемы (44 мс). Цифровая фильтрация сигналов со сбросами фазы проводилась по частям - от скачка до скачка. Кроме того мы могли поворачивать систему координат поглощение-дисперсия, если она не была ориентирована по каналам X-Y синхронного детектора во время эксперимента и, при необходимости, выполнять еще ряд операций с сигналами.

Эксперименты проводились в полях 71, 142 и 284 Э при давлении 0 и 20 бар и температуре 0,3 0,55 T<sub>c</sub>.

Переход от скачков фазы к безгистерезисной зависимости наблюдался в полях 142 Э и 71 Э и при давлении 0 бар. В поле 142 Э безгистерезисная зависимость наблюдалась только при градиентах магнитного поля, больших 2,5 Э/см и в очень узком диапазоне  $\Delta H = (\omega_{pX} - \gamma H_k) / \gamma$  (см. предыдущую главу). В поле 71 Э безгистерезисная зависимость (эффект Джозефсона) наблюдалась и в малых градиентах, а диапазон ее существования был шире.

На рис.5-1 показаны типичные зависимости тока от разности фаз прецессии при разных величинах  $\Delta H$ . При уменьшении сдвига  $\Delta H$  наблюдаются сначала скачки фазы (рис.5-1-а), затем однозначная токофазная зависимость в виде искаженной синусоиды (рис.5-1-б) и затем практически синусоидальная зависимость (рис.5-1-с). Скачки фазы легко отличаются от эффекта Джозефсона по отсутствию гистерезиса при смене направления изменения разности фаз.

Для того, чтобы точнее определить расположение доменной границы относительно канала, был измерен начальный наклон (при  $\Delta \varphi \approx 0$ ) токо-фазовых зависимостей. Как следует из формулы (14), коэффициент пропорциональности между величиной градиента угла прецессии и спинового тока увеличивается при увеличении угла отклонения намагниченности. Наклон должен быть практически постоянным, пока угол отклонения



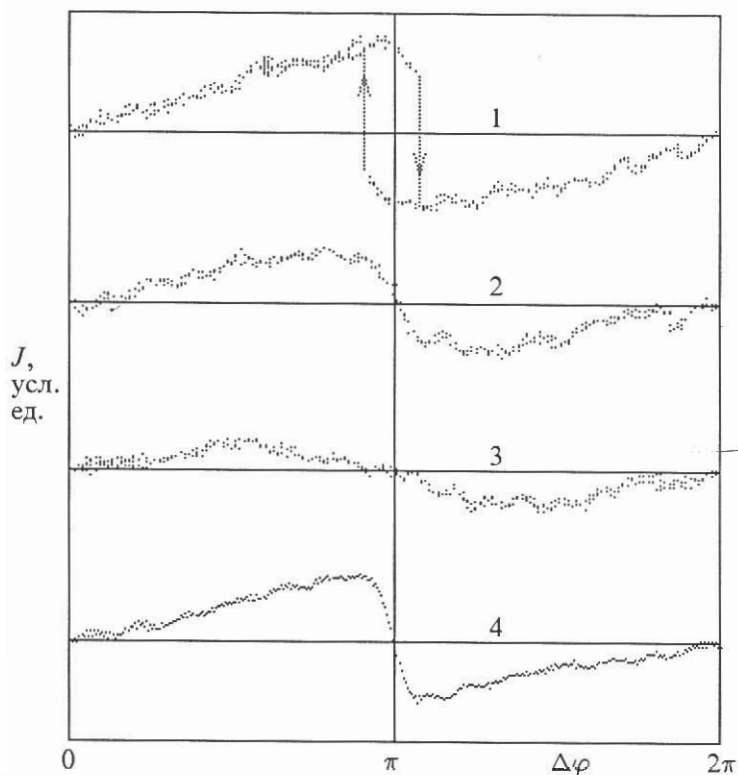


Рис. 5-1.

Зависимость сигнала поглощения от разности фаз для нескольких значений параметра  $\xi$ .  $P=0$  бар,  $T=0,47 T_C$ ,  $H_0=71$  Э,  $\xi=0,7$  мм (1),  $\xi=0,82$  мм (2),  $\xi=1,35$  мм (3),  $\xi=0,99$  мм (4);  $\nabla H=0,9$  Э/см (1,2,3),  $\nabla H=0,15$  Э/см (4).

намагниченности в канале близок к  $104^\circ$  и уменьшаться при уменьшении угла отклонения, т.е. при прохождении через канал доменной границы. На рис.5-2 показаны зависимости  $A$  от  $\Delta H$  для  $\nabla H=0,9$  Э/см ( $\Sigma, \circ$ ) и  $0,15$  Э/см ( $\text{ , } \text{ )}$ . Символами ( $\circ, \text{ )}$  показаны точки, в которых получены безгистерезисные токо-фазовые зависимости. Видно, что они получены в условиях, когда угол отклонения в канале меньше  $104^\circ$ , т.е. когда в канале находилась доменная граница.

Поле, при котором  $\xi \rightarrow \infty$  ( $H_{k0}$  см. предыдущую главу) определялось по точке пересечения прямой, проведенной через эти точки ( $\circ, \text{ )}$  с осью  $X$ .  $\xi$ , вычисленное по определенному таким образом  $H_{k0}$ , составило для кривой  $a$  -  $0,70$  мм, для кривой  $b$  -  $0,82$  мм, для кривой  $c$  -  $1,35$  мм.

К сожалению, количественное сравнение полученных нами зависимостей с теорией затруднительно, так-как во-первых перетяжка канала имеет сложную форму, во-вторых все характерные длины: длина когерентности  $\xi$ , диаметр перетяжки  $d$  и толщина доменной стенки имеют в наших экспериментах один порядок величины. Кроме того форма токофазных зависимостей несколько меняется от эксперимента к эксперименту, как например на рис.5-2- $d$  ( $\xi=0,99$  мм) на котором токофазная зависимость ближе к треугольной по сравнению с зависимостью на рис.5-2- $b$ . Однако качественно полученные нами кривые несомненно согласуются с кривыми, рассчитанными на основе теории Маркелова [45] (рис.1-6).

Как видно из рис.5-2 последние точки при которых наблюдался спиновый ток не доходят до  $\Delta H=0$ . При увеличении магнитного поля (уменьшении  $\Delta H$ ) канал скачком перестает проводить спиновый ток.

Начальный наклон токофазной зависимости должен изменяться при прохождении через него доменной границы. Это должно

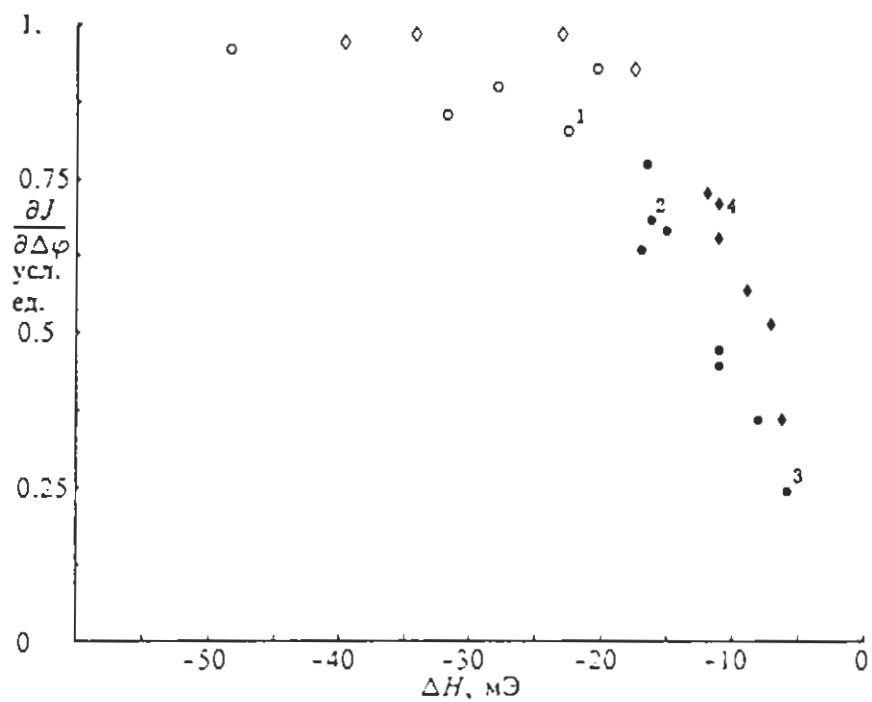


Рис. 5-2.

Наклон зависимости спинового тока от разности фаз при  $\Delta \varphi = 0$ .  
 $P=0$  бар,  $T=0,47 T_c$ ,  $H_0=71$  Э;  $\nabla H=0,9$  Э/см ( $\sigma, \Sigma$ ),  $\nabla H=0,15$  Э/см  
 ( $\bullet, \circ$ ). Точки, обозначенные заполненными символами, отвечают  
 записям, в которых наблюдался эффект Джозефсона, открытыми -  
 проскальзывание фазы. Числами 1,2,3,4 обозначены точки,  
 соответствующие записям на рис.5-1.

происходить при изменении  $\Delta H \sim \nabla H / (d+2\lambda)$ , где  $2\lambda$  - толщина доменной стенки,  $d$  - диаметр канала. При градинте магнитного поля  $0,9$  Э/см,  $\lambda=0,43$  мм,  $\nabla H / (d+2\lambda)=120$  мЭ при  $\nabla H=0,15$  Э/см,  $\lambda=0,78$  мм,  $\nabla H / (d+2\lambda)=30$  мЭ. Из рисунка видно, что начальный наклон перестает меняться при заметно меньших  $\Delta H$ . Возможно, это связано с поверхностным натяжением доменной границы, за счет которого она может "прилипнуть" к стенкам канала. Можно провести очень простую оценку величины эффекта. Рассмотрим плоскую площадку расположенную внутри ОПД на расстоянии  $\delta$  от доменной границы. Толщиной доменной границы пренебрежем.

В задачу входят следующие виды поверхностной энергии: энергия доменной границы, равная градиентной энергии в ней, поверхностные энергии на стенке камеры в статическом домене и в ОПД. Первая из этих энергий мала. Действительно, градиентные энергии сравниваются с поверхностными при характерных размерах неоднородностей [35]  $\sim 0,5$  мм;  $\left(\frac{30 \text{ Э}}{H_0}\right)^2 \approx 0,09 \text{ мм} \ll 2\lambda$ . Поверхностные энергии равны [62]:

$$E_s = - \frac{1}{2} \Delta\chi \xi_0 H_0^2 R_{xy}^2 S \quad (27)$$

здесь  $\Delta\chi = \chi_N - \chi_B \approx 2\chi_B$  - разность восприимчивостей нормальной и В-фаз  $^3\text{He}$ ,  $\xi_0 \sim 10^{-5}$  см - длина когерентности (размер куперовской пары),  $S$  - площадь стенки, а  $R_{xy}$  - коэффициент порядка единицы, зависящий от ориентации вектора  $\vec{n}$  вблизи стенки. В статическом домене этот коэффициент имеет минимальное значение, а в ОПД ориентация  $\vec{n}$  сильно отличается. Для оценки по порядку величины можно положить разность  $R_{xy}^2$  в двух доменах равной 1. Для того, чтобы найти положение доменной границы надо сравнивать эту энергию с  $\chi/\gamma^2 \omega_p (\omega_p - \omega_L) \cos\beta V$  ( $V$  - объем камеры), подобно тому, как это делалось Фоминым для расчета критического тока (см. главу 1).

Эта энергия возрастет на  $1,25 \chi H_0 \nabla H \delta^2 S$  если доменная граница "прилипнет" к стенке камеры. Приравнивая два выражения, получим:

$$\delta \sim \left[ \frac{2}{5} \frac{\Delta \chi}{\chi} \frac{\xi_0 H_0}{\nabla H} \right]^{1/2} \sim 0,3 \text{ мкм} \quad (28)$$

в градиенте  $\nabla H = 1$  Э/см и  $H_0 = 142$  Э. Полученная оценка говорит о том, что поверхностные эффекты могут играть существенную роль, увеличивающуюся при уменьшении градиента магнитного поля. С другой стороны, можно провести эксперимент в очень малом градиенте магнитного поля, при котором толщина доменной стенки станет больше всех характерных размеров ( $\lambda \gg d, \lambda \gg \xi$ ), но в нашей установке этому препятствует неоднородность магнитного поля  $\frac{\delta H}{H} \sim 10^{-4}$ , вызванная рассеянным полем соленоида размагничивания.

Спиновый ток может образовывать вихри, подобные вихрям в  $^4\text{He}$  и в массовом токе в  $^3\text{He}$ . В коре вихря спинового тока на фоне однородной прецессии угол отклонения равен 0. Фаза прецессии должна меняться на целое число  $2\pi$  при обходе вокруг кора вихря.

Структура спиновых вихрей с осью, параллельной магнитному полю (вертикальной) была рассчитана Фоминым.

При понижении  $\Delta H$  меньше значений, при которых наблюдался эффект Джозефсона, на токофазной зависимости появлялись "двойные скачки", т.е. сигнал поглощения падал двухступенчато. Оба скачка имели гистерезис при смене направления изменения разности фаз. Пример таких сигналов приведен на рис. 5-3, где двойные скачки отмечены стрелками. Диапазон  $\Delta H$  в которых наблюдались двойные скачки был наибольшим в поле 284 Э, где не наблюдался эффект Джозефсона и проскальзывание фазы переходило непосредственно в "двойные скачки". Возможно, это связано с тем, что  $\xi$  падает с ростом

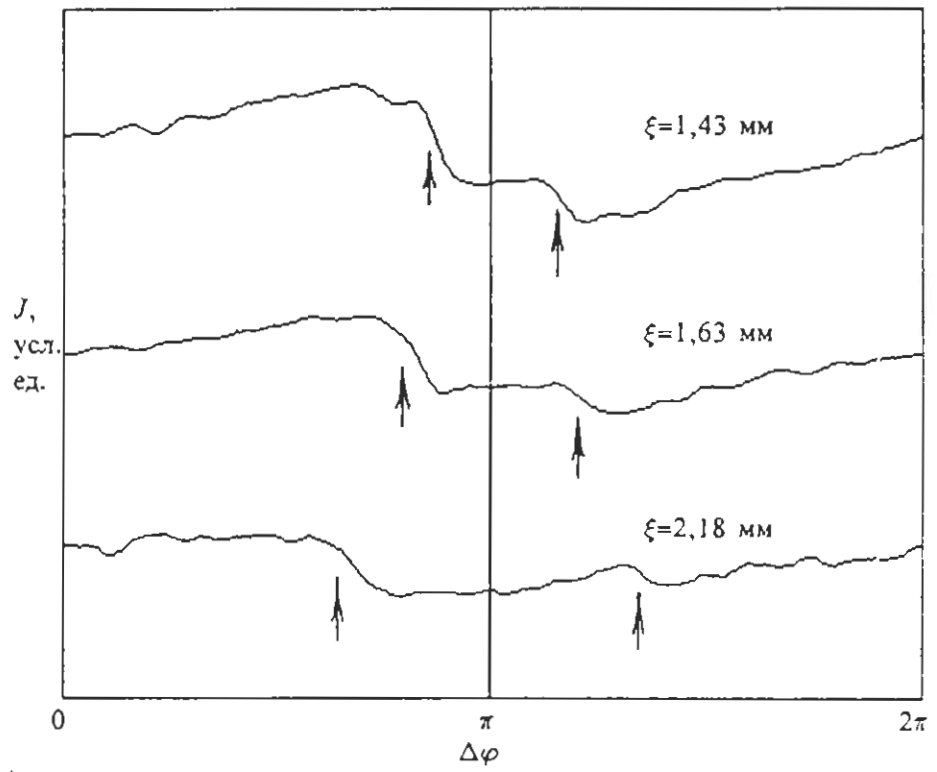


Рис. 5-3.

Зависимость сигнала поглощения от разности фаз для нескольких значений параметра  $\xi$ . Стрелками отмечены скачки сигнала.

$P=0$  бар,  $T=0,47 T_c$ ,  $H_0=71$  Э,  $\nabla H=0,15$  Э/см.

магнитного поля. При уменьшении  $\Delta H$  расстояние между скачками увеличивается. Это хорошо видно на рис.5-4, где положение скачков отложено в зависимости от величины  $\Delta H$ .

Возможно образование скачков связано с образованием в канале вихря сверхтекучего спинового тока с горизонтальной осью. Действительно, в градиенте магнитного поля величина  $\xi$  меняется поперек канала, причем при уменьшении  $\Delta H$  разница в  $\xi$  увеличивается. При этом критическая величина спинового тока должна достигаться сначала в области с большим  $\xi$ , и намагниченность здесь начинает разворачиваться вдоль магнитного поля. Если область с  $\beta \approx 0$  оторвется от стенки канала то образуется состояние, в котором вдоль горизонтальной линии, пересекающей канал,  $\beta = 0$ , а выше и ниже ее разность фаз отличаются на  $2\pi$  и ток в области с большим  $\xi$  меньше. Против гипотезы образования спинового вихря, впрочем, говорит большая величина  $\xi$  в области, в которой наблюдаются двойные скачки ( $\xi > d$ )

Сигналы поглощения с несколькими скачками наблюдались нами ранее в камерах с короткими каналами: ячейке номер 3 и ячейке, не описаной в данной диссертации, которая отличалась от первой экспериментальной ячейки в основном длиной канала (~1 мм). Эти сигналы отличаются большим количеством скачков и тем, что скачки существуют и при больших  $\Delta H$ . Поэтому возможно, что они имеют другое происхождение, чем скачки поглощаемой мощности в ячейке 2.

Во второй экспериментальной ячейке при давлении 0 бар, температуре  $0,36 T_c$  и в поле 142 Э удалось наблюдать ОПД, стационарно существующий в отсутствии радиочастотного поля. Необходимая для компенсации магнитной релаксации мощность подводилась из ОПД, расположенного в другой камере по каналу сверхтекучим спиновым током. Для наблюдения этого

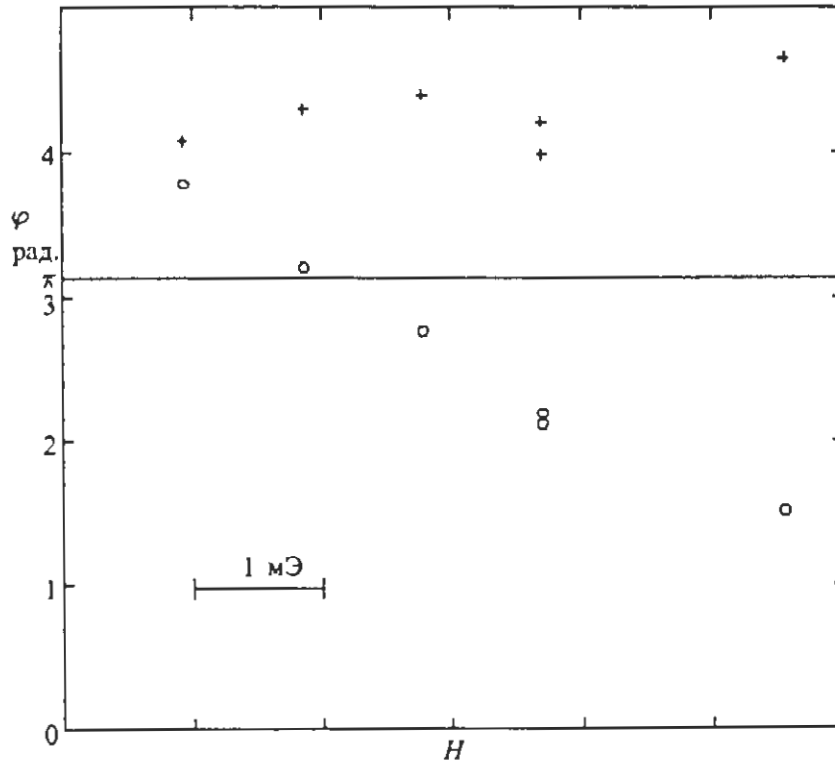


Рис. 5-4.

Разность фаз РХ-полей при которой происходят скачки сигнала поглощения (рис.5-3.) в зависимости от магнитного поля.

$P=0$  бар,  $T=0,42 T_c$ ,  $H_0=284$  Э,  $\nabla H=0$ .



явления магнитное поле менялось до тех пор пока поглощаемая мощность при спиновом токе критической величины вносящем зеemanовскую энергию в камеру не становилась минимальной. Это поле соответствует полностью заполненной ОПД камере (точка В на рис.4-1). После этого  $R_{\Sigma}$ -поле в данной камере выключалось. При этом наблюдался сигнал, индуцируемый ОПД. Как и следовало ожидать его фаза определяется фазой  $R_{\Sigma}$ -поля во второй камере, а амплитуда имеет ту же величину, что и при включенном  $R_{\Sigma}$ -поле. Таким образом в некоторых условиях ОПД не поглощает энергию из  $R_{\Sigma}$ -поля а излучает ее, так-как энергия вносимая спиновым током больше диссипирующей в ОПД.

Заключение.

Материал, представленный в диссертации содержит следующие основные результаты:

1. Создан высокочувствительный спектрометр непрерывного ЯМР, пригодный для одновременного исследования  $^3\text{He}$  в двух близко расположенных камерах.

2. Удалось образовать прецессирующий магнитный домен методом непрерывного ЯМР. Тем самым показано, что нелинейный ферромагнитный резонанс, наблюдавшийся в  $^3\text{He-V}$  [13,14], обусловлен формированием двухдоменной структуры. Стало возможным исследование сверхтекучих спиновых токов.

3. Наблюдался сверхтекучий спиновый ток, переносящий продольную намагниченность вдоль длинного канала. Измерена зависимость спинового тока от разности фаз прецессии на канале. Непосредственно наблюдался градиент фазы прецессии вдоль канала.

4. Измерена величина критического сверхтекучего спинового тока, при котором происходит проскальзывание фазы.

5. Обнаружен эффект Джозефсона на сверхтекучем спиновом токе. Измерены токофазные зависимости для разных значений параметра, играющего роль длины когерентности.

Таким образом работа, описаная в диссертации, является первым непосредственным исследованием сверхтекучих спиновых токов.

Следует несколько более подробно остановиться на вопросе применимости термина "сверхтекучий" к спиновому току в  $^3\text{He-V}$ . Действительно с этим током в наших экспериментальных условиях при ненулевой температуре неизбежно связана диссипация. Однако, по ряду причин его следует считать сверхтекучим. При рассмотрении спинового тока в  $^3\text{He-V}$  роль химического потенциала играет частота прецессии, а роль числа частиц -

величина  $P$  (см. главу 1). Если одинаковы частота прецессии то одинаков и химический потенциал в обоих ОПД. Однако, разность фаз, и следовательно, спиновый ток могут быть не равными нулю. Энергия, поглощаемая в процессе диссипации связана, таким образом, не разностью химпотенциалов на краях канала, а с уменьшением "числа частиц"  $P$ . Это несохранение делает спиновый ток более сложным для изучения, однако, он сохраняет основную особенность сверхтекучести - ток вызывается градиентами симметричных переменных: углов ориентации параметра порядка, а не химического потенциала. Янг [63] предложил наличие ненулевых недиагональных элементов в матрице плотности в качестве основного отличительного свойства сверхтекучего  $^4\text{He}$  и сверхпроводников.  $^3\text{He}$  обладает этим свойством и сверхтекучий спиновый ток является его следствием.

Рассмотрим некоторые возможные эксперименты, которые могут служить развитием исследований, представленных в данной диссертации.

Сверхтекучий спиновый ток в  $^3\text{He}$  отличается от спиновых токов, которые могут наблюдаться в магнитоупорядоченных веществах тем, что перенос им намагниченности связан с переносом массы. Действительно, спиновый ток в  $^3\text{He}$  можно рассматривать как противоток сверхтекучих компонент с проекцией спина  $S_z = +1$  и  $-1$ , движущихся с одинаковой скоростью в противоположенных направлениях. При ненулевой намагниченности  $^3\text{He}$  радиусы Ферми сфер этих компонент отличаются, и, следовательно, присутствует массовый ток. Эффективная скорость массового тока меньше скорости спинового тока в меру поляризации  $^3\text{He}$  ( $\sim 10^{-4}$  в наших условиях). Для наблюдения массового тока можно предложить следующий эксперимент: в кольце, заполненном  $^3\text{He-B}$ , возбуждается ОПД,

заполняющий одно из полуколец. Если теперь возбудить вдоль этого полукольца спиновый ток, то по кольцу потечет массовый ток. Его можно наблюдать, сделав во втором полукольце перетяжку с диаметром порядка нескольких сот нанометров и используя технику, подобную описанной в [44]. Оценки показывают, что основной трудностью на этом пути становится паразитный массовый ток, вызванный неравномерным разогревом <sup>3</sup>He из-за разности поглощаемой из РХ-поля мощности.

Спиновый ток должен взаимодействовать с электрическим полем, подобно тому, как электрический ток в сверхпроводниках взаимодействует с магнитным полем. Обнаружение такого взаимодействия наглядно проявило бы квантовую природу сверхтекучего спинового тока. Для наблюдения этого эффекта можно образовать ОПД в камере без РХ-поля, как это описано в разделе 1.6 и измерять изменение фазы прецессии в зависимости от приложенного к каналу электрического поля. Оценки показывают, что поля порядка 100 КВ/см, достаточно, чтобы изменить фазу прецессии на обнаружимую величину.

Исследование непрерывным ЯМР сигнала поглощения от ОПД позволяет измерить коэффициент спиновой диффузии и скорость Леггетт-Такагиевской релаксации. Особый интерес представляют исследования сигнала поглощения ОПД во вращающемся <sup>3</sup>He. В этом случае в <sup>3</sup>He возникают вихри, которые должны служить источником дополнительной магнитной релаксации. Измеряя зависимость поглощения от скорости вращения <sup>3</sup>He, т.е. от количества вихрей, можно получить информацию об их структуре. В настоящее время Ю.М.Буньковым проведены предварительные эксперименты такого типа, показавшие возникновение нового механизма магнитной релаксации во вращающемся <sup>3</sup>He-В. Эти эксперименты можно провести на вращающейся установке "Вихрь" в ИФ АН ГССР после ее завершения, а также в рамках

советско-финского проекта РОТА на установке РОТА в Хельсинском технологическом университете.

Представляет интерес также исследование мод колебаний ОПД путем модулирования фазы или амплитуды поля накачки с частотой порядка 10-1000 Гц, а также детальное исследование природы гистерезисного скачка в сигнале поглощения. Для этого необходимо на канале заполнения камеры также расположить приемную катушку.

Дополнительных экспериментов требует изучение динамики процесса проскальзывания фазы. Возможно, это удастся сделать располагая несколько пробных катушек на сужении канала, с последующим восстановлением движения намагниченности по сигналам с катушек.

Интересно было бы попытаться обнаружить спиновый вихрь. Это можно сделать в канале прямоугольной формы, расположив на разных его стенках плоские катушки и сравнивая времена, в которые происходит проскальзывание фазы в обеих катушках. Если двойные скачки обусловлены формированием такого вихря, то проскальзывание фазы на разных стенках канала происходит при разных значениях  $\Delta\varphi$ .

Исследование мод колебаний ОПД в каналах с хорошо определенной геометрией позволит по их спектру определить величину скорости спиновых волн.

Наблюдение эффекта Джозефсона хотелось бы повторить в слабых связях меньших размеров и простой геометрии. Эксперименты, проведенные на второй экспериментальной ячейке показали, что ОПД легко проникает в короткий канал и размеры канал можно уменьшить. Измерения в однородном магнитном поле позволили бы разделить порядки характерных для эксперимента размеров. Такие эксперименты позволили бы провести количественное сравнение с теорией.

Все экспериментальные исследования, описанные в данной диссертации были выполнены в Институте физических проблем АН СССР.

Криостат ядерного размагничивания представляет собой сложную установку и мне хочется отдать дань памяти академика П.Л.Капицы при поддержке которого она была создана.

Все работы, описанные в диссертации проходили под руководством и при постоянном участии академика А.С.Боровика-Романова и автор хочет выразить ему благодарность как вдохновителю, руководителю и участнику исследований.

Автор глубоко благодарен своему научному руководителю Ю.М.Бунькову за повседневное руководство и участие в работе над диссертацией, плодотворную критику и споры в которых рождалось понимание физики сверхтекучих спиновых токов.

Автор благодарит также В.В.Дмитриева, вносящего большой вклад в работу на всех стадиях а также Д.А.Сергацкова, А.де Ваард и В.Макроциеву принявших участие в исследованиях сверхтекучего спинового тока.

Работа проводилась в постоянном сотрудничестве с И.А.Фоминим, исследования которого составили теоретическую основу нашей работы. Автор также благодарен А.В.Маркелову и Е.В.Поддьяковой за полезные дискуссии.

Автор признателен С.М.Елагину за большую помощь в создании криостата ядерного размагничивания и техническом обеспечении экспериментов.

Е.Р.Подольку автор признателен за многочисленные ценные советы по различным вопросам электроники и программного обеспечения, возникавшим в процессе работы, а Р.И.Кириллову - за помощь в автоматизации экспериментов.

Кроме того автор выражает благодарность всем сотрудникам

Института, оказывавшим помощь в работе, в первую очередь  
сотрудникам вычислительного центра, азотной и гелиевой  
мастерских.

1. Onnes H.K. ...*The resistance of pure mercury at helium temperatures.*-Comm.Leiden, 1911, v.10, 120b , pp.3-5.
2. Капица П.Л. Вязкость жидкого гелия при температурах ниже точки  $\lambda$ .-Доклады АН СССР, 1938, т.18, стр. 21-23
3. Пятаевский Л.П. К вопросу о сверхтекучести жидкого  $^3\text{He}$ .-ЖЭТФ, 1959, т.37, стр.1794-1807.
4. Osheroff D.D., Richardson R.C., Lee D.M. *Evidence for a New Phase of Solid  $^3\text{He}$ .*-Phys.Rev.Lett., 1972, v.28, pp.885-888.
5. Osheroff D.D., Gully W.J., Richardson R.C., Lee D.M. *New Magnetic Phenomena in Liquid  $^3\text{He}$  below 3 мК.*-Phys.Rev.Lett., 1972, v.29, pp.920-923.
6. Greywall D.S.  *$^3\text{He}$  specific heat and thermometry at millikelvin temperatures.*- Phys.Rev.B, 1986, v.33, pp.7520-7538.
7. Anderson P.W., Morel P. *Generalized Bardeen-Cooper-Schrieffer States and the Proposed Low Temperature Phase of Liquid  $^3\text{He}$ .* Phys.Rev., 1961, v.123, pp.1911-1934.
8. Balian R., Werthamer N.R. *Superconductivity with Pair in a Relative p Wave.*- Phys.Rev., 1963, v.131, pp.1553-1564.
9. Liu M. *Broken Relative Symmetry and the Hydrodynamics of Superfluid  $^3\text{He}$ .*- Physica, 1982, v.109 & 110B, 1615-1628.
10. Leggett A.J. *The Spin Dynamics of the Anisotropic Fermi Superfluid ( $^3\text{He}$  ?).*-Annals of Phys., 1974, v.85, pp.11-55.
11. Corruccini L.R., Osheroff D.D. *Pulsed NMR experiments in superfluid  $^3\text{He}$ .*- Phys.Rev.B, 1978, v.17, pp.126-140.
12. Gianetta R.W., Smith E.N., Lee D.M. *Pulsed NMR Studies of Superfluid  $^3\text{He}$ .*- J.Low.Temp.Phys., 1978, v.45, pp.295-333.
13. D.D.Osheroff. in "Quantum Fluids and Solids" ed. by Trickey, Adams, Dufty, Plenum Press N.Y., 197 . p.164.



14. Webb R.A. *Ferromagnetic Like Resonance Behavior in Superfluid  $^3\text{He-B}$* .-Phys.Rev.Lett., 1977, v.39, pp.1008-1011.
15. Webb R.A. *Tip-Angle Dependent Magnetic Relaxation in Superfluid  $^3\text{He}$* .-Phys.Rev.Lett., 1978, v.40, pp.883-886.
16. Sager R.E., Kleinberg R.L., Warkentin P.A., Wheatley J.C. *Magnetic Relaxation in Superfluid  $^3\text{He}$  Near the Critical Temperature*.-Phys.Rev.Lett, 1977, v.39, pp.1343-1346.
17. Osheroff D.D., Corruccini L.R. *Unusual magnetic relaxation in superfluid  $^3\text{He-B}$* .- Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, pp.564-567 и ссылка 16 в этой работе.
18. Vuorio M. *Relaxation by Magnetic Counterflow in superfluid  $^3\text{He}$* .-J.Phys.C, 1976, v.9, L267-L271.
19. Vuorio M. *Condensate spin current in helium-3*.-J.Phys. C: Solid St.Phys., 1974, v.7, pp.L5-L8.
20. А.С.Боровик-Романов, Ю.М.Буньков, В.В.Дмитриев, Ю.М.Мухарский. Исследование долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$ .- Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, стр.256-259.
21. А.С.Боровик-Романов, Ю.М.Буньков, В.В.Дмитриев, Ю.М.Мухарский, К.Флахбарт. Разбиение прецессии намагниченности в  $^3\text{He-B}$  на два магнитных домена ?эксперимент%. -ЖЭТФ, 1985, т.88, стр.1218-1232.
22. Дмитриев В.В. Импульсный ЯМР в  $^3\text{He-B}$ .- Дисс . . . . канд. физ.-мат. наук.-Москва, 1985.
23. Буньков Ю.М. Исследование сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  методами ЯМР.-Дисс. . . . докт. физ.-мат. наук.-Москва, 1985.
24. Фомин И.А. Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в  $^3\text{He-B}$ .-Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, стр.260-262.
25. Фомин И.А. Разбиение прецессии намагниченности в  $^3\text{He-B}$  на два магнитных домена. Теория.- ЖЭТФ, 1985, т.88, стр.2039-2043.

- 26 Leggett A.J. *A theoretical description of the new phases of liquid  $^3\text{He}$* .-Rev.Mod.Phys., 1975, v.47, pp.331-415.
27. Brinkman W.F. *Low field ringing in the  $^3\text{He-B}$  phase*.- Phys.Lett, 1974, 49A, 411-412.
28. Фомин И.А. Критический сверхтекучий спиновый ток в  $^3\text{He-B}$ .-Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, стр.106-108.
29. Likharev K.K. *Superconductig weak links*.-Rev.Mod.Phys., 1979, v.51, p.101.
30. А.С.Боровик-Романов, Ю.М.Буньков, В.В.Дмитриев, Ю.М.Мухарский. Наблюдение проскальзывания фазы при протекании сверхтекучего спинового тока по капилляру.- Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, стр.98-101.
31. A.S.Borovik-Romanov, Yu.M.Bunkov, V.V.Dmitriev, Yu.M.Mukharsky. *Observation of Phase Slips in Spin Supercurrents in  $^3\text{He-B}$* .-Proc. 18th Int. Conf. on Low Temperature Physics, Kyoto, 1987 in Jap.J.Appl.Phys, 1987, v.26, Suppl.26-3, pp.175-176.
32. Lee D.M., Richardson R.C. *Superfluid  $^3\text{He}$* .- in the: the Physics of Liquid and Solid Helium.- ed. Benneman, Keterson, Willey, N-Y, 1978.
33. Alvesalo T.A., Haavasoja T., Manninen M.T. *Specific Heat of Normal and Superfluid  $^3\text{He}$* .- J.Low.Teemp.Phys., 1981, v.45, pp. 373-405.
34. Brinkman W., Smith C.H. *Large angle tipping frequency shift in pulsed NMR for  $^3\text{He (B)}$* .- Phys.Lett., 1975, v.53A, pp.43-44.
35. Smith H., Brinkman W.F., Engelsberg S. *Textures and NMR in superfluid  $^3\text{He-(B)}$* .- Phys.Rev.B, 1977, v.15, pp.199-213.
36. Фомин И.А. Низкочастотная спиновая динамика сверхтекучего  $^3\text{He-II}$  в магнитном поле.- ЖЭТФ, 1987, т.93, стр.2002-2014.

37. Фомин И.А. Прецессия намагниченности в сверхтекучих фазах  $^3\text{He}$ . - ЖЭТФ, т.71 (1976), стр.791-801.
38. Сонин Э.Б. Бездиссипативные потоки и сверхтекучесть. - УФН, 1982, т.137, стр.267-304.
39. D.D.Osheroff. *Textural spin waves in  $^3\text{He-B}$* . - Physica, v.90B (1977), pp.20-34.
40. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Крутильные колебания с однородной прецессией намагниченности в  $^3\text{He-B}$ . - Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, стр.131-134.
41. Leggett A.J., Takagi S. *NMR in  $^3\text{He-A}$  and  $^3\text{He-B}$ : The Intrinsic Relaxation Mechanism*. - Phys. Rev. Lett., 1975, v.34, p.1424-1427.
42. Brinkman W.F., Smith. *Collective spin-orbit waves in the B phase of  $^3\text{He}$* . - Phys.Rev., 1974, v.10, pp.2325-2329.
43. Э.Б.Сонин. Сверхтекучий перенос прецессии в  $^3\text{He-B}$ . - Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, стр.586-589.
44. Avenel O., Varoquaux E. *Josephson Effect and Phase Slippage in Superfluids*. - Proc.of 18 Int.Conf. on Low Temp.Phys. in Jap.J.Appl.Phys., 1987, v.26, Suppl.26-3, pp.1798-1802.
45. Маркелов А.В. Эффект Джозефсона на сверхтекучем спиновом токе в  $^3\text{He-B}$ . - ЖЭТФ, 1988, т.93, стр.155-162.
46. Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Гвалашвили Г.К. Мощный рефрижератор растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  и криостат ядерного размагничивания. - Труды 22 Всесоюзного совещания по физике низких температур, Кишинев, 1982, часть 3, стр.248-249.



47. Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Твалашвили Г.К. Криостат ядерного размагничивания и криостат растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  с большой холодопроизводительностью.- ПТЭ, 1985, н.3, стр.185-192.
48. A.S.Borovik-Romanov, Yu.M.Bunkov, V.V.Dmitriev, Yu.M.Mukharsky. *A nuclear Demagnetization Cryostat and  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  Dilution Refrigerator.*- Proceedings of 18th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, in Jap.J.Appl.Phys., 1987, v.26, suppl.26-3, pp.1719-1720.
49. Кириллов В.И. Двухпроводная интерфейсная магистраль в системе автоматизации эксперимента.- ПТЭ, 1983, н.1, 56-60.
50. Terman F.E. *Radio Engineer Handbook.*- 1st ed., McGraw-Hill, N-Y, 1943, pp.77-85.
51. А. ван дер Эил. Шумы при измерениях.-Москва, Мир, 1979.
52. J.Lepaisant, D.Bloyet, E.Varoquaux. *Noise current measurements and signal-to-noise improvment in low-temperature, low-frequency nuclear-magnetic-resonance experiments.*- Rev.Sci.Instrum., 1984, v.55, pp.521-526.
53. D.I.Hoult. *Fast recovery, high sensitivity NMR probe and preamplifier for low frequencies.*- Rev.Sci.Insrum., 1979, v.50, pp.193-200.
54. J.Lepaisant, D.Bloyet, E.Varoquaux. *Very low-noise preamplifier for low-temperature, pulsed NMR experiments.*- Rev.Sci.Instrum., 1985, v.56, pp.1763-1771.
55. Eska G., Neumaier K., Shoepe W., Uhlig K., Wiedemann W. *Phys.Lett.*, 1980, v.87A, p.311.
56. Bunkov Yu.M. *Spin Supercurrent in  $^3\text{He}$ -B.*- Proc. 18th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 1987 in Jap.J.Appl.Phys., 1987, v.26, Suppl. 26-3, pp.1809-1813.

57. Фомин И.А. Низкочастотные колебания прецессирующего магнитного домена в  $^3\text{He-B}$ . - Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, стр.134-136.
58. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. Теория токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах- УФН, 1984, т.142, стр.435.
59. Einzel D. Physica, 1981, v.108B, p.1143.
60. Leggett A.J., Rice M.J. *Spin echoes in liquid  $^3\text{He}$  and mixtures: a predicted new effect.*-Phys.Rev.Lett., 1968, v.20, pp.586-589.
61. Corruccini L.R., Osheroff D.D., Lee D.M., Richardson R.C. *Spin-Wave Phenomena in Liquid  $^3\text{He}$  Systems.*-J.Low.Temp.Phys., 1972, v.8, pp.229-254.
62. Ohmi T., Tsubota M., Tsuneto T. *Relaxation of Brinkman-Smith Mode in Superfluid  $^3\text{He}$  between Parallel Plates.*- Proc. 18th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 1987 in Jap.J.Appl.Phys., 1987, v.26, Suppl. 26-3, pp.169-170.
63. Yang C.N. *Concept of Off-Diagonal Long-Range Order and the Quantum Phases of Liquid He and of Superconductors.*- Rev.Mod.Phys., 1962, v.34, pp.694-704.