

НАБЛЮДЕНИЕ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ФАЗЫ ПРИ ПРОТЕКАНИИ СВЕРХТЕКУЧЕГО СПИНОВОГО ТОКА В $^3\text{He-B}$

*А.С.Боровик-Романов, Ю.М.Буньков, В.В.Дмитриев
Ю.М.Мухарский*

В сверхтекучем $^3\text{He-B}$ созданы экспериментальные условия, при которых сверхтекучий спиновый ток, переносящий намагниченность вдоль узкого канала, определяется разностью фаз прецессии намагниченности на концах канала. Наблюдался критический ток, при котором в канале происходит проскальзывание фазы прецессии. Поведение спинового сверхтекучего тока в канале аналогично сверхпроводящему току в слабом звене и сверхтекучему току ^4He в малом отверстии.

Существование в сверхтекучих фазах ^3He тока намагниченности, обусловленного градиентами фазы параметра порядка (сверхтекучий спиновый ток), предполагалось уже давно ¹. И.А.Фоминым была развита теория переноса продольной намагниченности $^3\text{He-B}$ ($S\cos\beta$) при прецессии намагниченности (S), согласно которой спиновый сверхтекучий ток определяется градиентами углов ориентации параметра порядка. Один из этих углов совпадает с фазой прецессии намагниченности α ². В работах ^{3, 4} было обнаружено, что если отклонить намагниченность $^3\text{He-B}$ в камере, помещенной в неоднородное магнитное поле, то из-за градиента ларморовских частот, возникает сверхтекучий спиновый ток, протекание которого приводит к пространственному перераспределению намагниченности. В результате образуется два домена. В одном домене, расположенном в области больших магнитных полей намагниченность направлена вдоль поля (статический домен), а в другом домене она прецессирует когерентно, будучи отклоненной на угол $\gtrsim 104^\circ$. (Динамический магнитный домен ДМД). При этом градиент ларморовских частот прецессии компенсируется диполь-дипольным сдвигом частоты прецессии, возникающим в $^3\text{He-B}$ при углах отклонения более 104° . Сверхтекучий спиновый ток существенно меняет динамические свойства спиновой системы. Со спиновым током связано существование долгоживущего сигнала индукции ⁵⁻⁷ и, видимо, измеренная в работе ⁶ зависимость скорости изменения продольной намагниченности ^3He от градиента магнитного поля. В серии экспериментов, проведенных нами, было выяснено, что ДМД можно возбуждать и поддерживать непрерывным радиочастотным (РЧ) полем. Результаты этих экспериментов будут опубликованы. Здесь же важно отметить, что в этом случае ДМД существует постоянно, заполняя часть камеры, в которой величина магнитного поля меньше чем $\omega_{\text{РЧ}} / \gamma$. Именно возможность стационарно поддерживать ДМД и позволила провести непосредственные исследования протекания сверхтекучего спинового тока в узком канале, аналогичные протеканию сверхпроводящего тока через слабое звено, или сверхтекучего ^4He через малое отверстие. С этой целью была изготовлена экспериментальная камера, схема и внешний вид которой показаны на рис. 1. Камера состояла из двух экспериментальных объемов, соединенных тонким (\varnothing 0,55 мм), длинным (4 мм) каналом. РЧ катушки № 1 и № 2 использовались для создания ДМД в обоих объемах. Частота и фаза прецессии ДМД

в каждом из объемов определяется частотой и фазой РЧ поля соответствующей катушки. В случае, когда градиент магнитного поля направлен вниз, канал заполняется ДМД из обоих объемов. На канале была установлена миниатюрная приемная РЧ катушка (№ 3), которая принимала сигнал от обеих возбуждающих катушек, обоих ДМД и непосредственно из канала. Сигнал, наведенный возбуждающими катушками гасился электронной схемой на ~ 2 порядка. Эксперименты проводились в $^3\text{He-B}$ при давлении 11 бар, в магнитном поле 142 Э, в градиенте магнитного поля 0,40 и 0,75 Э/см в диапазоне температур $0,5 \div 0,7 T_c$ ($1 \div 1,4 \text{ мК}$).

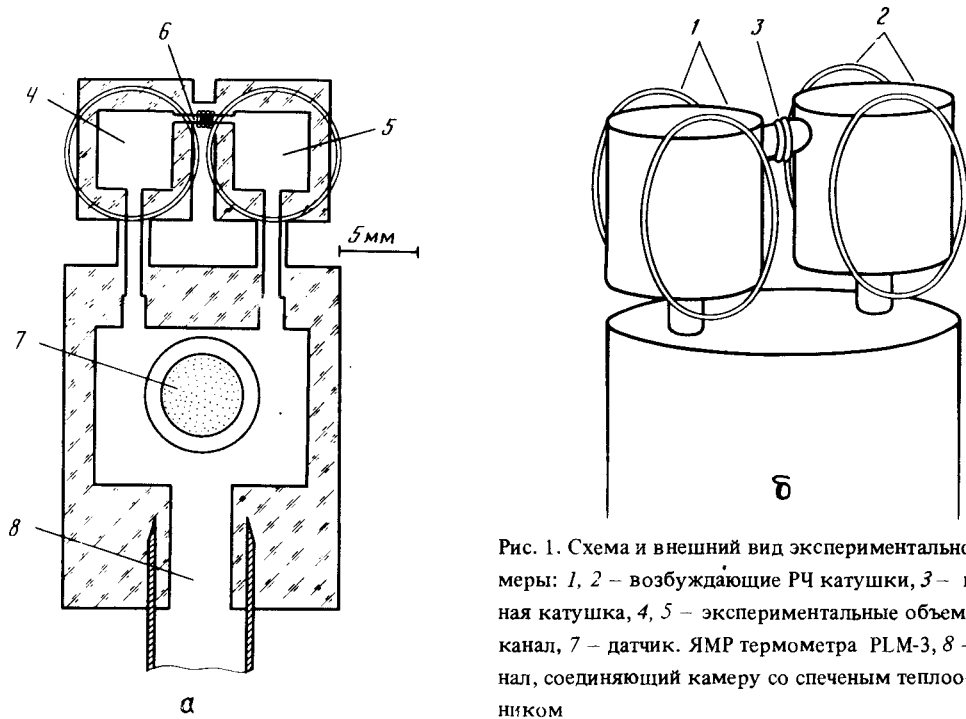


Рис. 1. Схема и внешний вид экспериментальной камеры: 1, 2 – возбуждающие РЧ катушки, 3 – приемная катушка, 4, 5 – экспериментальные объемы, 6 – канал, 7 – датчик. ЯМР термометра РЛМ-3, 8 – канал, соединяющий камеру со спеченным теплообменником

На рис. 2 показаны типичные зависимости сигнала, полученного с приемной катушки от разности фаз между РЧ полями обоих объемов ($\varphi_1 - \varphi_2$), измерявшейся фазометром. На фоне плавного изменения интенсивности сигнала видны скачкообразные изменения, которые мы связываем со сбросом разности фаз прецессии намагненности вдоль канала на 2π . Время сброса фазы было короче постоянной времени приемной схемы $\sim 0,01$ с. Внизу записей экспериментальных сигналов показана предполагаемая зависимость разности фаз прецессии намагненности вдоль канала $\Delta\alpha$.

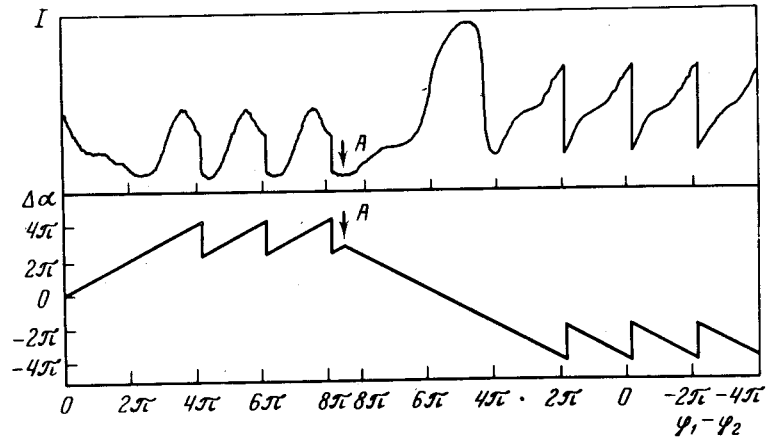


Рис. 2. Запись сигнала с приемной катушки и предполагаемая зависимость разности фаз прецессии вдоль канала: $P = 11$ бар, $\gamma H / 2\pi = 460$ кГц, $T = 0,584 T_c$, $\omega_{pч} / 2\pi = 460,40$ кГц

В начальный момент времени была создана разность частот ($\sim 0,1$ Гц) РЧ полей, которые до этого подавались сфазированными. В результате вдоль канала появляется и растет градиент фазы прецессии намагниченности. Если бы не существовало проскальзывания фазы, то все время выполнялось соотношение $\Delta\alpha = \varphi_1 - \varphi_2$. Однако при достижении критического градиента фаз $\Delta\alpha_{\text{крит}}^+$, происходит сброс одной (2π) (рис. 2), либо нескольких ($2\pi n$) (рис. 3, а, б) витков разности фаз. Так как в начальный момент времени величина $\Delta\alpha$ могла отличаться от 0 на $2\pi n$, то для определения истинной величины критической разности фаз $\Delta\alpha_{\text{крит}}$, в некоторый момент времени (А на рис. 2) изменяли знак разности частот РЧ полей. Соответственно разность фаз прецессии вдоль канала начинает изменяться в обратную сторону, проходит через ноль и достигает критического значения в обратном направлении $\Delta\alpha_{\text{крит}}^-$, после чего наблюдается проскальзывание фазы. Под критической разностью фаз прецессии вдоль канала принималась величина

$$\Delta\alpha_{\text{крит}} = \frac{1}{2} (\Delta\alpha_{\text{крит}}^+ - \Delta\alpha_{\text{крит}}^-).$$

Согласно теории протекания сверхтекучего спинового тока, развитой Фоминым⁸, критический ток в канале $\sim c^{-1} \sqrt{\omega(\omega_{\text{ДМД}} - \omega)}$, где $\omega_{\text{ДМД}}$ — частота прецессии ДМД, c — скорость спиновых волн, ω — ларморовская частота в канале. Качественно эта зависимость была получена в наших экспериментах. Однако в условиях данного эксперимента РЧ поля возбуждающих катушек оказывали воздействие на прецессию намагниченности в канале, что могло менять эффективную длину канала. Поэтому для проведения количественных измерений критического тока требуется проведение новых экспериментов.

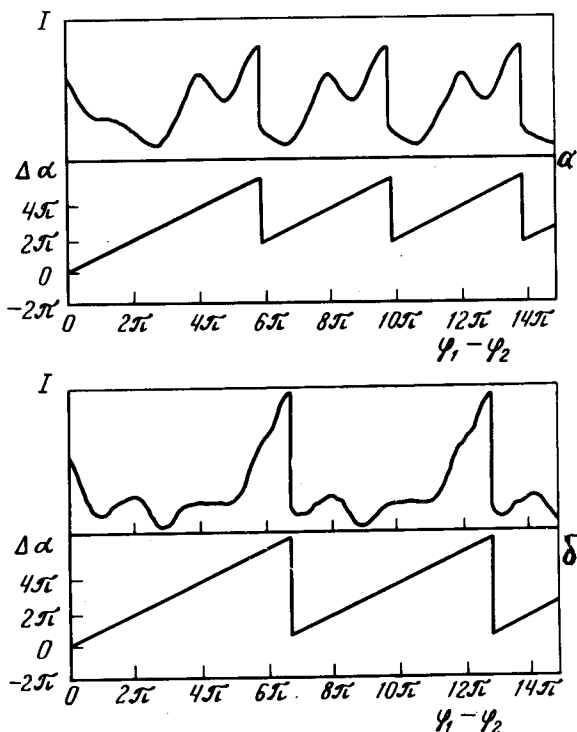


Рис. 3. То же для а — $T = 0,591 T_c$, $\omega_{\text{РЧ}}/2\pi = 460,70$ кГц; б — $T = 0,640 T_c$, $\omega_{\text{РЧ}}/2\pi = 460,89$ кГц

Особенностью спиновой сверхтекучей системы является то обстоятельство, что характерная длина, являющаяся аналогом длины когерентности для сверхпроводников, имеет размер $\sim c(\omega(\omega_{\text{ДМД}} - \omega))^{-1/2}$ и изменяется при изменении $\omega_{\text{ДМД}}$. В данных экспериментах она была существенно короче длины канала. Однако можно поставить эксперименты, при которых эта длина будет порядка длины канала. При этом можно ожидать наблюдение эффекта Джозефсона.

В заключение отметим, что в данных экспериментах наблюдаемой и измеряемой величиной является распределение фаз прецессии намагниченности в отличие от аналогичных экспериментов со сверхпроводниками и сверхтекучими жидкостями, где измеряется ток, а распределение фаз волновых функций берется из теории. Однако сверхтекучий спиновый ток, связанный с разностью фаз прецессии, наблюдался экспериментально³, и он может быть измерен и в данных экспериментах по изменению сигнала поглощения в РЧ катушках.

Авторы выражают глубокую благодарность И.А.Фомину, в тесном контакте с теоретическими исследованиями которого проводилась данная работа.

Литература

1. *Osheroff D.D.* Quantum Fluids and Solids Ed. by S.B. Trickey, E.D.Adams, J.W.Dufty Plenum Press, New York-London, 1977, 161.
2. *Фомин И.А.* ЖЭТФ, 1985, 88, 2039.
3. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Флахбарт К.* ЖЭТФ, 1985, 88, 2025.
4. *Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 131.
5. *Giannetta R.W., Smith E.W., Lee D.M.* J. Low Temp. Phys., 1981, 45, 295.
6. *Corruccini L.R., Osheroff D.D.* Phys. Rev. B., 1978, 17, 126.
7. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 256.
8. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, данный выпуск, стр. 106.

Институт физических проблем

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

4 декабря 1986 г.