

**КРИТИЧЕСКИЙ СВЕРХТЕКУЧИЙ СПИНОВЫЙ ТОК В  $^3\text{He-B}$** *И.А.Фомин*

Получены уравнения низкочастотной динамики прецессирующего спина в  $^3\text{He-B}$ . С их помощью найдена зависимость величины текущего по каналу спинового тока от разности фаз на концах канала. Определены критические значения тока и градиента фазы, при которых происходит переход от стационарного протекания к нестационарному.

Боровик-Романов, Буньков, Дмитриев и Мухарский исследовали протекание спинового тока по каналу, соединяющему два объема со сверхтекучим  $^3\text{He-B}$ .<sup>1</sup> В каждом из двух объемов и в канале спин  $S$  прецессировал в магнитном поле  $H_0$ . При увеличении разности фаз прецессии между двумя объемами был обнаружен переход от стационарного режима протекания спина к нестационарному, сопровождающемуся проскальзыванием фазы прецессии внутри канала. В настоящей работе дано теоретическое описание стационарного протекания спинового тока по длинному каналу и найдены предельные значения тока и градиента фазы, вплоть до которых такое протекание возможно.

В условиях эксперимента<sup>1</sup> протекание спинового тока можно рассматривать как малое возмущение пространственно однородной прецессии спина. Движение параметра порядка при такой прецессии в  $^3\text{He-B}$  однозначно определяется движением спина<sup>2</sup>, которое удобно

описывать, задавая углы  $\alpha$  и  $\beta$  (см. рис. 1). При  $\cos\beta > -1/4$  даже при учете дипольного взаимодействия прецессия в  $^3\text{He-B}$  вырождена по обоим углам  $\alpha$  и  $\beta$ . Это вырождение снимается градиентной энергией  $F_{\nabla}$ . В дальнейшем будет существенна та часть  $F_{\nabla}$ , которая зависит от поперечных по отношению к направлению  $\mathbf{H}_0$  пространственных производных  $\alpha, k = \partial\alpha/\partial x_k, u, k = \partial u/\partial x_k, u = \cos\beta, k = 1, 2$ . После усреднения по временам, большим по сравнению с периодом прецессии эта часть  $F_{\nabla}$  имеет следующий вид: <sup>3</sup>

$$F_{\nabla\perp} = \frac{1}{2} (1-u)[(1-u)c_{\parallel}^2 + (1+u)c_{\perp}^2] \alpha, k \alpha, k - \\ - c_{\parallel}^2 \frac{1-u}{1+u} \left( \frac{3}{1+4u} \right)^{1/2} \alpha, k u, k + \frac{1}{2} \left[ \frac{c_{\perp}^2}{1-u^2} + \frac{3c_{\parallel}^2}{(1+u)^2(1+4u)} \right] u, k u, k \quad (1)$$

Здесь  $c_{\parallel}^2$  и  $c_{\perp}^2$  — квадраты скоростей спиновых волн.  $F_{\nabla}$  может считаться малой, если характерный масштаб возникающих неоднородностей  $l$  велик по сравнению с дипольной длиной  $l_D \sim 10^{-3}$  см. Предполагая также, что и частоты  $\omega_{\nabla}$ , характеризующие отклонение движения спина от однородной прецессии, малы по сравнению с дипольной частотой  $\Omega$  и разлагая уравнения Лейбница по  $(l_D/l)^2$  и  $\omega_{\nabla}/\Omega$ , получим в главном порядке замкнутую систему уравнений на  $\alpha$  и  $u$ :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\omega_L} \frac{\partial}{\partial x_{\xi}} \left( - \frac{\partial F_{\nabla}}{\partial \alpha, \xi} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = - \omega_L + \frac{1}{\omega_L} \left[ \frac{\partial F_{\nabla}}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial x_{\xi}} \left( \frac{\partial F_{\nabla}}{\partial u, \xi} \right) \right], \quad (3)$$

$\xi = 1, 2, 3$ ,  $\omega_L$  — ларморовская частота. Уравнение (2) выражает закон сохранения продольной компоненты спина  $S_z = \omega_L u$ , выражение, стоящее под  $\partial/\partial x_{\xi}$  есть  $z\xi$ -компонента спинового сверхтекучего тока  $j_{z\xi}$ . Уравнение (3) аналогично уравнению для фазы параметра порядка в сверхпроводнике или в  $^4\text{He}$ . Угол  $\alpha$  аналогичен самой фазе, а  $\omega_L$  играет роль химического потенциала.

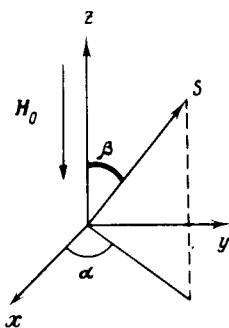


Рис. 1

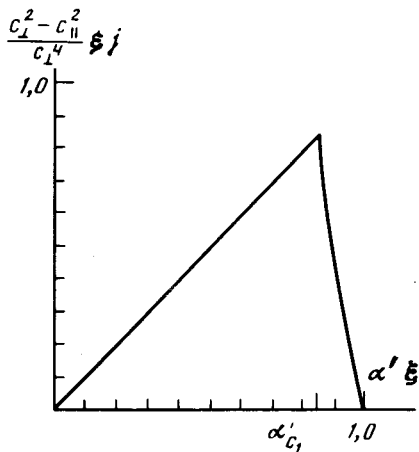


Рис. 2

При стационарном протекании тока  $\partial u/\partial t = 0, \partial\alpha/\partial t = -\omega_p$ , где  $\omega_p$  — частота прецессии. Из величин, входящих в полученные уравнения можно составить единственный с точностью до отношения  $c_{\parallel}/c_{\perp}$  параметр размерности длины  $\xi = c_{\perp}/\sqrt{\omega_L(\omega_p - \omega_L)}$ . Этот параметр будет здесь играть такую же роль как корреляционная длина в сверхпроводниках. В частности, для того чтобы считать течение одномерным и пренебрегать краевыми эффектами следует потребовать, чтобы длина канала была велика по сравнению с  $\xi$ . При  $\omega_L = 2\pi \cdot 460$  кГц,  $\omega_p - \omega_L = 2\pi \cdot 500$  Гц и  $c_{\perp} = 15$  м/с,  $\xi \sim 10^{-2}$  см. При  $\omega_p > \omega_L$  система (2), (3) имеет устойчи-

вые стационарные решения вида  $\alpha' = \text{const}$ , где штрихом обозначена производная в направлении вдоль канала, и  $u = \text{const}$ , причем  $u = -1/4$ , если  $0 \leq \alpha' \leq \alpha'_{c1}$ , где  $\alpha'_{c1} = \left( \frac{4c_{\perp}^2}{5c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2} \right)^{1/2} \frac{1}{\xi}$ ,

$$u = \frac{c_{\parallel}^2}{c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2} \left[ 1 - \frac{c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2 (\alpha' \xi)^2} \right], \text{ если } \alpha'_{c1} \leq \alpha' \leq \alpha'_{c2}, \text{ где } \alpha'_{c2} = 1/\xi. \text{ Эти решения описы-}$$

вают протекание спинового тока по длинному каналу. Величина тока согласно (2) определяется выражением

$$j = -(1-u)[(1-u)c_{\parallel}^2 + (1+u)c_{\perp}^2] \alpha'. \quad (4)$$

На рис. 2 изображена зависимость величины тока от  $\alpha'$ . Ток максимален при  $\alpha' = \alpha'_{c1}$ . В точке  $\alpha' = \alpha'_{c2}$  угол  $\beta$  и ток обращаются в нуль. При  $\alpha' > \alpha'_{c2}$  стационарных решений указанного типа не существует, однако при  $\beta = 0$  фаза  $\alpha$  становится неопределенной, поэтому возможно сбрасывание одного или нескольких "витков спирали" с возвращением к случаю  $\alpha' < \alpha'_{c2}$ .

Таким образом  $\alpha'_{c2}$  есть критический градиент фазы при заданной разности фаз на концах канала. Если же по условиям эксперимента задан полный ток через канал, то переход в нестационарный режим будет происходить при максимальном токе, соответствующем градиенту  $\alpha'_{c1}$ . Оба критических градиента пропорциональны  $[\omega_L (\omega_p - \omega_L)]^{1/2}$ . В экспериментах<sup>1</sup> наблюдалось увеличение критической разности фаз на концах канала с ростом  $\omega_p - \omega_L$ . Оценка критического градиента как среднего по длине канала приводит к значениям, отличающимся от теоретических примерно в два раза. Это позволяет говорить о качественном согласии полученных формул с экспериментом. Количественное сравнение является преждевременным как из-за недостаточной точности извлекаемых из эксперимента значений  $\alpha'$ , так и из-за того, что в теоретическом анализе не учитывались диссипативные процессы, неизбежно сопровождающие протекание сверхтекучего спинового тока при использованном способе его наблюдения.

Если на концах канала поддерживается постоянная разность частот прецессии  $\delta\omega_p$ , то устанавливается периодический по времени режим, в котором сброс фазы происходит через равные промежутки времени, удовлетворяющие очевидному соотношению  $T = 2\pi n / \delta\omega_p$ , где  $n$  — число витков, сбрасываемых в одном акте. Такое состояние аналогично резистивному состоянию сверхпроводников (см.<sup>4</sup>). Следует отметить также аналогию с нестационарными явлениями, наблюдающимися при протекании массового сверхтекучего тока в  $^3\text{He-A}$ <sup>5</sup>, где сброс фазы осуществляется за счет вращения орбитальной части параметра порядка<sup>6, 7</sup>. Количественное описание нестационарного режима требует явного учета процессов диссипации и не может быть проведено в рамках уравнений (2), (3).

Настоящая работа была выполнена в тесном контакте с экспериментом<sup>1</sup>. Я благодарен А.С.Боровику-Романову, Ю.М.Бунькову, В.В.Дмитриеву, Ю.М.Мухарскому за стимулирующее сотрудничество и А.В.Маркелову за существенное замечание.

#### Литература

1. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Письма в ЖЭТФ, 1987, данный выпуск, стр. 98.
2. Фомин И.А. ЖЭТФ, 1983, 84, 2109.
3. Фомин И.А. ЖЭТФ, 1980, 78, 2392.
4. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. УФН, 1984, 142, 435.
5. Paulson D.N., Krusius M., Wheatley J.C. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 599.
6. Воловик Г.Е. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 605.
7. Hook J.R., Hall H.E. J. Phys. C, 1979, 12, 783.