

ДОЛГОЖИВУЩИЙ СИГНАЛ ИНДУКЦИИ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНАЯ ПРЕЦЕССИЯ СПИНА В ^3He - V

И.А.Фомин

Предложено объяснение наблюдаемого в импульсных ЯМР экспериментах с V -фазой ^3He аномально долгого существования сигнала индукции и недавно обнаруженного изменения со временем частоты этого сигнала. Объяснение основано на анализе пространственно неоднородного стационарного распределения прецессирующих спинов.

Долгоживущий сигнал индукции (ДСИ) — это явление, которое наблюдается при исследовании сверхтекучей V -фазы ^3He импульсным методом ЯМР ^{1, 2}. Явление это заключается в том, что при отклонении спина на большие ($\sim 90^\circ$) углы от равновесного направления сигнал индукции наблюдается гораздо дольше, чем этого следовало бы ожидать исходя из имеющейся неоднородности магнитного поля \mathbf{H}_0 . Простые оценки показывают, что пространственной "жесткости" конденсата на $1 \div 2$ порядка не хватает для того, чтобы при обычно имеющейся в экспериментах неоднородности магнитного поля воспрепятствовать расфазировке прецессии намагниченности и исчезновению сигнала индукции.

Недавно Боровик-Романов, Буньков, Дмитриев и Мухарский ³ произвели систематическое исследование ДСИ, результаты которого позволяют объяснить это явление. Наиболее важными для предлагаемого здесь объяснения являются следующие, сделанные в работе наблюдения: 1) ДСИ сохраняется при приложении градиентов магнитного поля вплоть до ~ 1 Э/см, 2) при наличии градиента магнитного поля частота ДСИ изменяется со временем причем скорость этого изменения зависит от величины градиента. Первое из этих наблюдений указывает на задачу, которую нужно решить для теоретической интерпретации экспериментов, а именно, требуется найти решение уравнений Леггетта ⁴, описывающее стационарную прецессию спинов в пространственно неоднородном магнитном поле. Чтобы иметь возможность произвести впоследствии количественное сравнение с экспериментом ³, будем считать, что ларморовская частота ω_L линейно изменяется с координатой вдоль направления магнитного поля (ось z), т. е. $\omega_L = \omega_L^0 + z \nabla \omega_L$. Можно показать (см. подробнее ⁵) что искомое решение должно быть минимумом полной свободной энергии ^3He в объеме измерительной камеры

$$F = \int \left\{ \frac{g^2 S^2}{2\chi} - g\mathbf{S} \cdot \mathbf{H} + U + G - \Delta \cdot S_z \right\} dV. \quad (1)$$

Первые четыре члена в фигурной скобке представляют собой гамильтониан Леггетта в обычных обозначениях с градиентной энергией G , а последний член добавлен для учета сохранения полной продольной компоненты спина, Δ — лагранжев множитель. Введем сферические координаты спина: $S = |\mathbf{S}|$, α — фазу прецессии и β — угол между \mathbf{S} и осью z . Для описания движения параметра порядка необходимо ввести еще один угол — ϕ — относительную фазу прецессии \mathbf{S} и вращения параметра порядка вокруг \mathbf{S} (см. ⁵). Дипольная энергия U в V -фазе зависит только от β и ϕ :

$$U \sim \left[\cos\beta - \frac{1}{2} + (1 + \cos\beta)\cos\phi \right]^2. \quad (2)$$

Неоднородность магнитного поля (~ 1 Э на длине камеры) мала как по сравнению с самим полем (~ 100 Э), так и по сравнению с дипольной энергией ($\sim 50 - 80$ Э), поэтому минимизацию F можно производить в два этапа. Сначала найдем минимум суммы зеэмановской и дипольной энергий, считая что ларморовская частота не зависит от координаты. Такая минимизация приводит к условию

$$\cos\phi = \left(\frac{1}{2} - \cos\beta \right) / (1 + \cos\beta). \quad (3)$$

Пространственное распределение β ограничивается лишь требованием $\int S_z dV = \int S \cos \beta dV = \text{const}$, т. е. минимум вырожден. Затем минимизируется зависящая от координат часть зеемановской энергии вместе с градиентной энергией G . При этом минимум ищется уже на состояниях, для которых ϕ и β связаны с условием (3). Очевидно, что энергия F понижается при увеличении продольной компоненты спина в области больших полей за счет ее уменьшения в области меньших полей. Такое перераспределение спина легко осуществляется за счет протекания сверхтекучих спиновых токов, оно будет продолжаться до тех пор пока не возникнет структура, состоящая из двух областей (см. рис. 1). При z , больших некоторого z_0 выбранного так, чтобы обеспечить сохранение $\int S_z dV$, спин параллелен полю ($\beta = 0$), при $z < z_0$, $\beta \approx \theta_0 = \arccos(-1/4)$, дальнейшее увеличение β при $z < z_0$ приводит к увеличению дипольной энергии и потому не выгодно. Толщина границы раздела λ определяется из условия равенства по порядку величины градиентной и переменной зеемановской энергий $c^2/\omega_L \lambda^2 \sim \lambda \nabla \omega_L$, т. е. $\lambda^3 \sim c^2/\omega_L \nabla \omega_L$, где c — скорость спиновых волн. При $H_0 = 150$ Э и $\nabla H_0 \sim 1$ Э/см $\lambda \sim 10^{-2}$ см.

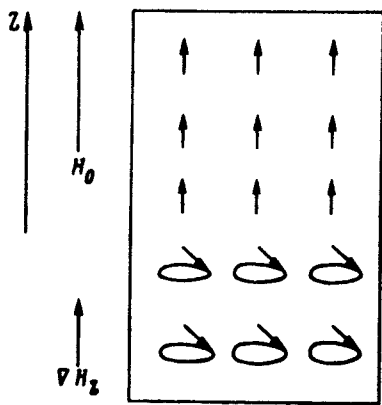


Рис. 1

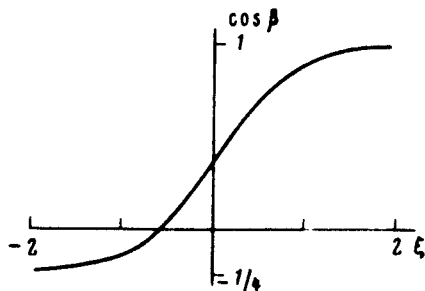


Рис. 2. Изменение $\cos \beta$ на протяжении доменной стенки, разделяющей области $\beta = \theta_0$ и $\beta = 0$

Реальное проведение указанной выше минимизации приводит к уравнению Лагранжа

$$\frac{d}{d\xi} (\partial \mathcal{L} / \partial u') - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} = 0 \text{ с лагранжианом}$$

$$\mathcal{L} = \frac{2u + 3}{(1 - u)(3 + u)(4u + 1)} \left(\frac{du}{d\xi} \right)^2 + \xi(1 - u), \quad (4)$$

где $u = \cos \beta$ и введена безразмерная координата $\xi = z/\lambda$. Численное решение этого уравнения с граничными условиями $u \rightarrow 1$ при $\xi \rightarrow \infty$ и $u \rightarrow -1/4$ при $\xi \rightarrow -\infty$ представлено на рис. 2. Во всем объеме камеры спин прецессирует с одной и той же частотой, равной ларморовской частоте в месте нахождения доменной стенки.

Измерительная камера в работе ³ представляла собой практически замкнутый объем. Это означает, что в стационарных состояниях рассматриваемого здесь типа спиновые токи течь не могут. Условие отсутствия потока S_z , которое получается для функционала (1) стандартным образом, имеет вид

$$(3 + u) \frac{d\alpha}{d\xi} - \frac{d\phi}{d\xi} = 0, \quad (5)$$

а поскольку вдали от доменной стенки $\phi = \text{const}$, то в силу (5) и $\alpha = \text{const}$, т. е. спины прецессируют с одной и той же фазой. Такая прецессия и создает долгоживущий сигнал индукции.

Продолжительность ДСИ определяется процессами релаксации спина. В результате релаксации увеличивается та область, в которой $\mathbf{S} \parallel \mathbf{H}_0$, и доменная стенка передвигается в сто-

рону меньших полей, чем и объясняется наблюдаемое на эксперименте уменьшение частоты ДСИ со временем ³. За релаксацию описанного решения ответственны два механизма — механизм Леггетта и Такаги ⁶, который действует в меру несовпадения частоты прецессии с локальной ларморовской и спиновая диффузия через доменную стенку. Элементарный подсчет баланса энергии приводит к следующему уравнению для изменения со временем частоты прецессии ω ; отсчитанной от ее наименьшего значения в объеме камеры:

$$\frac{d\omega}{dt} = -\frac{4}{5} \frac{D}{\lambda} \sigma (\nabla \omega_L) - \frac{1}{4} \tau_{LT} \omega^3. \quad (6)$$

Здесь D — коэффициент спиновой диффузии, τ_{LT} — характерное время для "внутреннего" механизма релаксации, σ — число ~ 1 , зависящее от формы доменной стенки, в нашем случае $\sigma \approx 1,10$. При приближении к равновесию второй член в правой части (6) стремится к нулю и скорость изменения частоты стремится к постоянной, определение этой постоянной позволит найти экспериментальное значение комбинации D/c^2 ^{1/3}.

Настоящая работа выполнена в тесном контакте и параллельно с экспериментальной работой ³, автор благодарен А.С.Боровику-Романову, Ю.М.Бунькову, В.В.Дмитриеву и Ю.М.Мухарскому за стимулирующее и плодотворное сотрудничество.

Литература

1. *Corruccini L.R., Osheroff D.D.* Phys. Rev., 1978, В17, 126.
2. *Giannetta R.W., Smith E.N., Lee D.M.* J. Low Temp. Phys., 1981, 45, 295.
3. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, данный выпуск, стр.
4. *Leggett A.J.* Ann. of Phys., 1974, 85, 11.
5. *Фомин И.А.* ЖЭТФ, 1980, 78, 2392.
6. *Leggett A.J., Takagi S.* Ann. of Phys., 1977, 106, 79.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 августа 1984 г.