Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 3, стр. 134 –136 *10 февраля 1986 г.*

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ДОМЕНА В ^{3}He-*B*

И.А.Фомин

Найдены две низкочастотные колебательные моды двухдоменной прецессирующей структуры в ^{3}He-*B*. Одна из мод – объемная, она может быть идентифицирована с наблюдаемой в экспериментах [4]. Другая – поверхностная мода аналогична гравитационным волнам на поверхности жидкости.

Двухдоменная прецессирующая структура, существующая в сверхтекучем ^{3}He-*B* [1–3], является минимумом некоторого, определенного ранее [3] функционала F, поэтому при малых возмущениях структуры должны возникнуть ее колебания около этого минимума. Уже в первых экспериментах Боровика-Романова, Бунькова, Дмитриева и Мухарского [1] по исследованию долгоживущего сигнала индукции наблюдалась его низкочастотная модуляция, которую можно связать с такими колебаниями. Последующие подробные исследования колебаний двухдоменной структуры [4], позволяют произвести идентификацию указанных колебаний с одной из колебательных мод двухдоменной структуры. Для этого необходимо найти теоретически возможные низкочастотные колебания такой структуры, что и сделано в настоящей работе.

В экспериментах [1,4] как магнитное поле, так и его градиент направлены по оси z, совпадающей с осью цилиндрической измерительной камеры, а доменная стенка перпендикулярна к этой оси. Возникающая в камере двухдоменная структура аналогична двухфазной системе, находящейся в направленном по оси z внешнем поле. В такой системе могут существовать объемные и поверхностные моды колебаний. Состояния, соответствующие регулярной прецессии спина вырождены по фазе прецессии – углу α. Это вырождение приводит к существованию бесщелевой объемной колебательной моды. Закон дисперсии этой моды находится с помощью стандартной процедуры линеаризации уравнений движения относительно малых добавок ψ, η, φ к переменным α, β, Φ, описывающим движение параметра порядка (подробнее см. [3]). Для интерпретации экспериментальных данных [4] достаточно рассмотреть колебания с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \hat{z}$. В этом случае для частоты получаем[1)]

$$\omega = \left[\frac{2\Omega^2}{8\Omega^2 + 3\omega_L^2}(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)\right]^{1/2} k. \tag{1}$$

Здесь ω_L – ларморовская частота, Ω – частота продольных колебаний, $c_\parallel$ и $c_\perp$ – коэффициенты в градиентной энергии, имеющие смысл скоростей спиновых волн. Наблюдаемая частота должна принадлежать одному из собственных колебаний домена. Чтобы найти эти колебания надо знать граничные условия. Граничное условие на стенках камеры состоит в отсутствии нормальной к стенке компоненты потока сохраняющейся комбинации проекций намагниченности P. Для зависящих только от z возмущений это условие на боковых стенках камеры удовлетворяется автоматически, а на дне камеры ($z = 0$) приводит к следующему условию:

$$(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)\,\psi' + 2(c_\parallel^2 - 2c_\perp^2)\varphi' = 0. \tag{2}$$

Длина волны наблюдаемых колебаний сравнима с продольным размером домена и велика по сравнению с толщиной доменной стенки λ. В главном приближении по $k\lambda \ll 1$ можно считать стенку бесконечно тонкой и также подчинить на ней возмущения граничному условию. Чтобы его получить следует проинтегрировать по малому интервалу (z_1, z_2), включающему доменную стенку, закон сохранения P:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{z_1}^{z_2} P dz = (1 - \cos\beta)\{2[c_\perp^2 + (c_\parallel^2 - c_\perp^2)\cos\beta]\alpha' - (2c_\perp^2 - c_\parallel^2)\Phi'\}\Big|_{z_1}^{z_2}. \tag{3}$$

Определяя координату стенки z_0 равенством $\int_{z_2}^{z_2} Pdz = 5\omega_L(z_2 - z_0)/4$ и устремляя z_1 и z_2 к z_0, получим

$$\frac{dz_0}{dt} = \frac{1}{2\omega_L}\left[(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)\,\psi' + 2(c_\parallel^2 - 2c_\perp^2)\,\varphi'\right]_{z_0 - 0}. \tag{4}$$

Чтобы исключить из этой формулы координату стенки z_0 воспользуемся еще одним условием

$$\dot{\alpha}(z_0) = -\,\omega_L(z_0), \tag{5}$$

где $\omega_L(z_0)$ – локальная ларморовская частота. Это условие физически естественно, его также можно вывести из уравнения, аналогичного закону сохранения импульса, поступая как при выводе (4). Условие (5) относится к мгновенному положению стенки, его следует "переместить" так, чтобы оно относилось к среднему ее положению, после чего с использованием

---

1) В пределе $\Omega \ll \omega_L$ формула (1) дает тот же результат, что и полученное ранее [5] выражение для частоты возмущений пространственно однородной прецессии при $\beta \to \arccos(-1/4) + 0$.

равенства (4) получаем следующее граничное условие при $z = \overline{z}_0 = L$:

$$\ddot{\psi} = -\frac{\nabla\omega_L}{2\omega_L}\left[(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)\psi' + 2(c_\parallel^2 - 2c_\perp^2)\varphi'\right]. \qquad (6)$$

Дальнейший анализ уравнений движения показывает, что в колебаниях типа (1) изменяется, в основном, угол α, т. е. эти колебания соответствуют периодическому "скручиванию" прецессирующего спина в спираль с осью, направленной по z. Добавки η и φ малы по сравнению с ψ в меру малости ω/Ω и ω/ω_L, пренебрегая поэтому φ^r в условиях (2) и (6) получим из них $\psi'(0) = 0$ и $\psi(L) = 0$. Этим условиям удовлетворяет решение $\psi \sim$ $\sim \cos(\omega t + \delta)\cos kz$ при $kL = \pi(n + 1/2)$, $n = 0,1,2,\ldots$. Для основной моды $k = \pi/2L$, т. е. на протяжении домена укладывается 1/4 длины волны. Вместе с законом дисперсии (1) это означает, что частота таких колебаний обратно пропорциональна L, что согласуется с зависимостью, наблюдаемой в экспериментах [4]. Частота сигнала индукции определяется как $\dot{\alpha} =$ $= -\omega_L(L) + \dot{\psi}$, поэтому существование колебаний проявляется также в модуляции частоты сигнала индукции. Произведенное в работе [4] количественное сравнение наблюдаемой частоты колебаний с вычисленной по формуле (1) позволяет утверждать, что наблюдается именно основная мода объемных колебаний прецессирующего домена. Обертоны основной частоты, а также колебания с радиальной зависимостью ψ при использованной в экспериментах [4] геометрии камеры имеют существенно большие частоты, чем основная и их нельзя с нею спутать.

Из имеющихся поверхностных мод, сосредоточенных вблизи доменной стенки, здесь будет рассмотрена лишь самая низкочастотная. Основной изменяющейся величиной здесь также является угол α. Пространственная зависимость переменной добавки к этому углу имеет вид

$$\psi \sim \exp\{iky + \kappa(z - z_0)\}.$$

Такая зависимость удовлетворяет уравнениям движения при

$$\kappa = [(3c_\perp^2 + 5c_\parallel^2)/2(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)]^{1/2}k.$$

Подстановка указанного решения в граничное условие (6) приводит к следующему закону дисперсии рассматриваемых поверхностных колебаний:

$$\omega^2 = \frac{\nabla\omega_L}{2\sqrt{2}\omega_L}[(5c_\parallel^2 + 3c_\perp^2)(5c_\perp^2 - c_\parallel^2)]^{1/2}k, \qquad (7)$$

т. е. эти колебания аналогичны гравитационным волнам на поверхности жидкости. Поверхностная мода (7) не похожа по своим свойствам на колебания, исследованные в экспериментах [4]. Обнаружение и экспериментальное исследование этой моды представляется интересной задачей.

Автор благодарен А.С.Боровику-Романову, Ю.М.Бунькову, В.В.Дмитриеву и Ю.М.Мухарскому, эксперименты которых, а также обсуждения связанных с этими экспериментами вопросов стимулировали выполнение настоящей работы. Часть результатов была получена совместно с С.Л.Лукьяновым, которому автор также благодарен.

Литература

1. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 256.
2. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Флахбарт К.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 2025.
3. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 260; ЖЭТФ, 1985, **88**, 2039.
4. *Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 131.
5. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, 1978, **28**, 362.

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

Поступила в редакцию
24 декабря 1985 г.