

## КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДОМЕНА С ОДНОРОДНОЙ ПРЕЦЕССИЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В $^3\text{He-V}$

*Ю.М.Буньков, В.В.Дмитриев, Ю.М.Мухарский*

Экспериментально обнаружены и исследованы осцилляции амплитуды и фазы долгоживущего сигнала индукции в  $^3\text{He-V}$ . Эти осцилляции отождествляются с крутильными колебаниями динамического магнитного домена, связанными с осцилляциями сверхтекучего спинового тока.

В ряде работ <sup>1, 2</sup> было показано, что долгоживущий сигнал индукции, возникающий в  $^3\text{He-V}$  после радиочастотного (РЧ) импульса, обусловлен разбиением образца  $^3\text{He}$  на два домена, в одном из которых намагниченность равновесна, а в другом прецессирует пространственно однородно (динамический магнитный домен, ДМД). Расположение доменов опреде-

ляется направлением градиента магнитного поля. Однородность прецессии намагниченности в ДМД обусловлена тем, что пространственное изменение ларморовской частоты прецессии компенсируется диполь-дипольным сдвигом частоты, возникающим при углах отклонения намагниченности  $\beta$  на угол больший  $104^\circ$ . Распределение  $\beta(z)$  формируется и поддерживается сверхтекучим спиновым током, перенос намагниченности которым определяется в основном пространственным градиентом фазы прецессии намагниченности  $\frac{\partial \alpha(z)}{\partial z}$  <sup>2</sup>. Естественно ожидать, что при выведении ДМД из равновесия должны возникать пространственные колебания величин  $\alpha$  и  $\beta$ , моды которых рассчитаны в работе <sup>3</sup>. Экспериментальному исследованию этих колебаний посвящена данная статья.

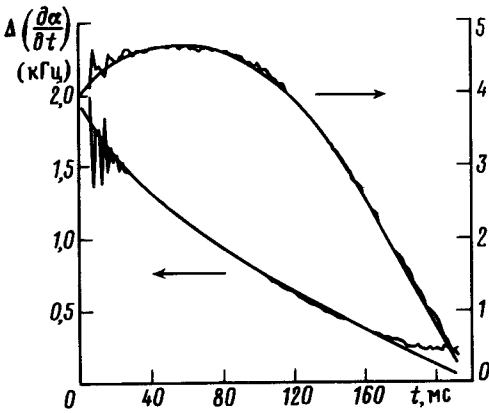


Рис. 1

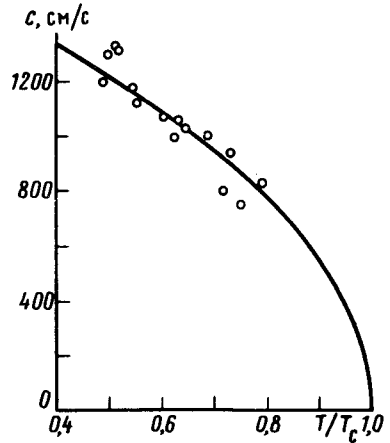


Рис. 3

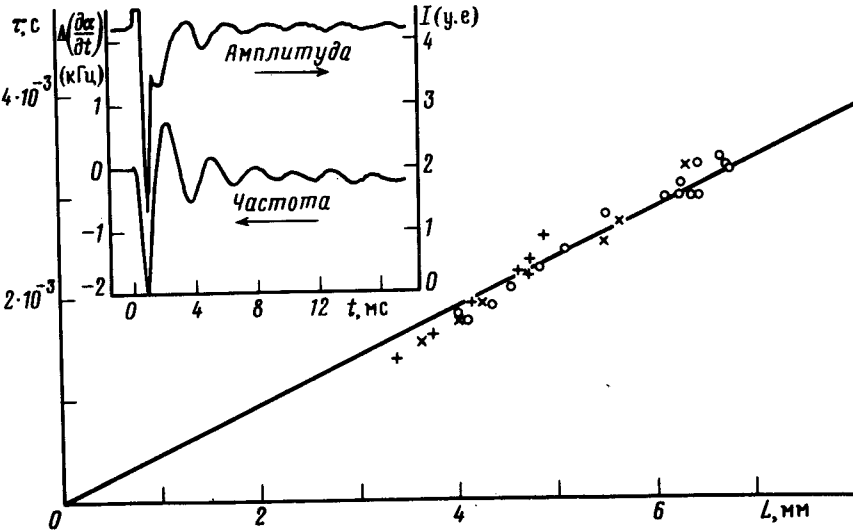


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость интенсивности ( $I$ ) и изменения частоты долгоживущего сигнала индукции ( $\Delta(\partial\alpha/\partial t)$ ) от времени при  $T = 0,52$  Тс,  $\nabla H = 0,75$  Э/см. Гладкие кривые – теоретические зависимости

Рис. 2. Зависимость периода колебаний ДМД ( $\tau$ ) от длины домена при  $T = 0,51$  Тс;  $\circ$  –  $\nabla H = 0,26$  Э/см,  $\times$  –  $\nabla H = 0,75$  Э/см,  $+$  –  $\nabla H = 1,25$  Э/см. На врезке показаны осцилляции амплитуды ( $I$ ) и частоты ( $\partial\alpha/\partial t$ ) сигнала индукции при возбуждении ДМД длиной 5,6 мм слабым РЧ-импульсом ( $\nabla H = 0,75$  Э/см)

Рис. 3. Скорость спиновых волн в  $^3\text{He-B}$  ( $c$ ), вычисленная из зависимостей периода крутильных колебаний от длины ДМД

Эксперименты проводились в экспериментальной камере, описанной в работе <sup>1</sup> при температурах до 0,8 мК, при давлении 20 бар во внешнем магнитном поле 142 Э. Первый РЧ-импульс отклонял намагниченность в <sup>3</sup>He-B на угол близкий к 104°. Сигнал индукции воспринимался маленькой приемной катушкой, область чувствительности которой находилась у края экспериментальной ячейки. Градиент магнитного поля был направлен так, чтобы ДМД образовывался в области чувствительности этой катушки. После образования ДМД, его размер уменьшается со временем из-за магнитной релаксации по механизму Леггетта – Такаги и процесса спиновой диффузии через междоменную границу <sup>1</sup>. Амплитуда сигнала индукции определяется размером ДМД и распределением чувствительности приемной катушки. Из сопоставления теоретических законов изменения параметров сигнала от времени и экспериментальных зависимостей, измеренных по методике, описанной в <sup>1</sup>, нами определялся размер ДМД. Типичные зависимости амплитуды и частоты долгоживущего сигнала индукции от времени и соответствующие теоретические кривые изображены на рис. 1. В амплитудной зависимости учтена также поправка на изменение угла  $\alpha$  вдоль ДМД (существенная в начальной части сигнала):

$$\alpha(z) = \alpha(0) + \frac{\tau_{LT}}{8c^2} \gamma^3 H (\nabla H)^2 \left( \frac{z^4}{4} + (L-z)L^3 \right), \quad (1)$$

где  $L$  – длина ДМД,  $\tau$  – время, характеризующее релаксацию Леггетта – Такаги, оцененное из работы <sup>4</sup>,  $c$  – скорость спиновых волн, оцененная из работы <sup>5</sup>. Зависимость  $\alpha$  от  $z$  связана с тем, что леггетт- такагиевская релаксация происходит в объеме ДМД. Это приводит к протеканию сверхтекучего спинового тока из объема ДМД к междоменной границе и, следовательно, к "скрутке"  $\alpha$ . Колебания ДМД хорошо видны в процессе его образования (см. рис. 1). Для детального их исследования, во время наблюдения долгоживущего сигнала индукции, на систему подавался слабый РЧ-импульс, дополнительно отклонявший намагниченность на угол  $\sim 5^\circ$ , что отклоняло распределение углов  $\alpha$  и  $\beta$  от равновесного. Фаза РЧ-импульса синхронизовалась с фазой сигнала индукции. Типичные записи осцилляций амплитуды и частоты сигнала индукции после подачи дополнительного импульса, показаны на врезке к рис. 2. На этом же рисунке показана зависимость периода осцилляций от толщины ДМД для различных значений градиента магнитного поля. Как оказалось, эта зависимость соответствует моде крутильных колебаний, рассмотренной в <sup>3</sup>. Этой же моде соответствует и соотношение частотной и амплитудной модуляции сигнала индукции: амплитудная модуляция смещена от частотной на  $\pi/2$  и заметна лишь при больших градиентах магнитного поля, т. е. в условиях, когда существенна "скрутка"  $\alpha$ .

Согласно <sup>3</sup>, во вращающейся с частотой прецессии ДМД системе координат, крутильные колебания представляют собой стоячую волну пространственного изменения углов  $\alpha$  и  $\beta$ . Через стенку экспериментальной ячейки спиновый ток протекать не может, т. е. на стенке  $\partial\alpha/\partial z = 0$  (см. <sup>2</sup>), и, следовательно, образуется узел колебаний спинового тока и пучность колебаний  $\alpha$ . Как показано в работе <sup>3</sup>, на междоменной границе граничные условия приводят к узлу колебаний  $\alpha$  и пучности колебаний спинового тока. Таким образом основная мода крутильных колебаний ДМД соответствует случаю, когда на длине домена укладывается четверть длины волны, что приводит к следующему выражению для частоты колебаний (см. <sup>3</sup>):

$$\omega = \frac{c}{4L} \sqrt{\frac{\Omega_B^2}{\Omega_B^2 + \frac{3}{8}\gamma^2 H^2}}; \quad \text{где } c^2 = \frac{5c_\perp^2 - c_\parallel^2}{4}, \quad (2)$$

$\Omega_B$  – леггеттовская частота.

Для  $\omega$  и  $L$  можно вычислить скорость спиновых волн. Измеренные нами таким методом значения скорости спиновых волн представлены на рис. 3, где сплошной линией проведена зависимость  $c = 1700\sqrt{1 - T/T_c}$  (см/с). Наши результаты можно сравнить со скоростью

спиновых волн  $s$ , измеренной в работе <sup>5</sup> для давления 35 бар. При этом, если считать, что выполняются соотношения, справедливые вблизи  $T_c$  ( $s = c_{\parallel}/\sqrt{2}$ ;  $c_{\perp}^2 = (3/4)c_{\parallel}^2$ ) <sup>2</sup> и при изменении давления  $c$  изменяется пропорционально фермиевской скорости, то для давления 20 бар, оценка из данных работы <sup>5</sup> приводит к зависимости  $c = 1540\sqrt{1 - T/T_c}$ , что согласуется с нашими результатами.

В заключение отметим, что экспериментальные точки на зависимостях типа представленных на рис. 2 имеют тенденцию лежать на прямой не проходящей через ноль, что может быть связано с конечной толщиной  $\lambda$  доменной границы. Действительно, кроме середины границы, с которой связана калибровка размеров ДМД, существует другая выделенная точка, определяемая условием  $\beta = 104^\circ$ , которая лежит на расстоянии  $3\lambda$  от середины границы <sup>2</sup>. Так как характерный размер границы  $\lambda$  составляет 0,2 мм, то экспериментальные данные, видимо, указывают на то, что узел колебаний  $\alpha$  связан именно с этой точкой, а не с центром границы. Поправка на это уменьшает измеренные нами значения  $c$  примерно на 10 %.

Авторы благодарны А.С.Боровику-Романову за полезные обсуждения результатов и ряд ценных замечаний, И.А.Фомину за многочисленные стимулирующие дискуссии и К.Флахбарту, принимавшему участие в части экспериментов.

#### Литература

1. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М., Флахбарт К. ЖЭТФ, 1985, 88, 2025.
2. Фомин И.А. ЖЭТФ, 1985, 88, 2039.
3. Фомин И.А. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 134.
4. Eska G., Neumaier K., Shoepf W., Uhlig K., Wiedemann W. Phys. Lett., 1982, 87A, 311.
5. Osheroff D.D. Physica, 1977, 90B, 20.