

ДВИЖУЩАЯСЯ ДОМЕННАЯ СТЕНКА И ОРИЕНТАЦИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА В ³He-B

Е.В.Поддьякова, И.А. Фомин

Показано, что движение доменной стенки в рассмотренной ранее двухдоменной структуре в сверхтекучей В-фазе ³He снимает имеющееся в этой структуре двукратное вырождение. Предлагается использовать это обстоятельство для однозначного ориентирования параметра порядка в ³He-B.

Устойчивая конфигурация прецессирующего в слабонеоднородном магнитном поле H_0 спина в сверхтекучей В-фазе ³He представляет собой двухдоменную структуру^{1,2}. В одном из доменов спин S отклонен от равновесной ориентации на угол $\theta_0 = \arccos(-1/4)$, а в другом — имеет равновесное направление. Ориентация параметра порядка в ³He-B определяется единичным вектором n (см.³), он также по-разному направлен в разных доменах — в прецессирующем домене $n \perp H_0$, а для равновесного домена имеются две возможности: $n \parallel H_0$ и $n \parallel (-H_0)$. Если пренебречь релаксационными процессами, то указанная двухдоменная структура является стационарной в системе координат, вращающейся вокруг H_0 с частотой прецессии всей структуры ω_p , причем обе возможные ориентации n соответствуют одной и той же энергии. Мы покажем здесь, что это вырождение снимается движением доменной стенки. Направление движения стенки определяет, какая из ориентаций является энергетически более выгодной.

Форма движущейся со скоростью v доменной стенки описывается решением уравнений спиновой динамики, в котором переменные зависят от координаты z и времени t в комбинации $z - vt$. Ось z антипараллельна H_0 . Рассуждения, повторяющие п. 2 работы² показывают, что это решение должно быть минимумом функционала

$$\mathcal{F}^{(\pm)} = \frac{c_{\parallel}^2}{\lambda} \int \left\{ \frac{1}{2} [\rho_{11} (\psi')^2 + 2\rho_{12}^{(\pm)} \psi' u' + \rho_{22} (u')^2] + (1-u)\xi + w \left[\frac{d\phi}{du} u' - (1-u)\psi' \right] \right\} d\xi, \quad (1)$$

играющего роль энергии. Подлежащие определению функции $\psi(\xi)$ и $\cos\beta \equiv u(\xi)$ задают ориентацию спина S во вращающейся с частотой ω_p системе координат, ψ — долгота, а β — широта, отсчитанная от $-H_0$. Здесь введены безразмерные координата $\xi = (z - vt) / \lambda$ и скорость $w = v\omega_p \lambda / c_{\parallel}^2$, штрих обозначает дифференцирование по ξ , $\lambda = (c_{\parallel}^2 / \omega_p \nabla \omega_L)^{1/3}$ — характерная длина, c_{\parallel} и c_{\perp} — скорости спиновых волн (см.²), в дальнейшем будет использовано также их отношение $\mu = c_{\perp} / c_{\parallel}$. Коэффициенты ρ_{11}, \dots зависят от u :

$$\rho_{11} = 2(1-u)[u + \mu^2(1-u)], \quad \rho_{12}^{(\pm)} = -(2\mu^2 - 1)(1-u)(d\phi/du)^{(\pm)},$$

$$\rho_{22} = (2\mu^2 - 1)(d\phi/du)^2 + 1/(1-u^2).$$

Производная $(d\phi/du)^{(\pm)} = \pm \sqrt{3(1+u^2(1+4u))}^{1/2}$ возникла при исключении из уравнений движения третьего угла ϕ , необходимого для однозначного определения ориентации параметра порядка. Связь, использованная для исключения ϕ , $u + (1+u)\cos\phi = 1/2$ ставит в соответствие каждому $u > -1/4$ два значения ϕ , отличающиеся знаком. При переходе через доменную стенку ϕ изменяется от 0 до $\pm\theta_0$, что и соответствует изменению ориентации n от $n \perp H_0$ до $\mp n \parallel H_0$.

Варьирование \mathcal{F} по ψ и условие отсутствия спинового тока в равновесном домене приводят к равенству

$$\rho_{11} \psi' = w(1-u) - \rho_{12}^{(\pm)} u'. \quad (2)$$

Варьирование \mathcal{F} по u и использование для ψ' выражения (2) дают уравнение на переменную u :

$$u'' + \frac{\rho_{11}}{\Delta} \left\{ \xi + \frac{w^2}{2} \frac{d}{du} \left[\frac{(1-u)^2}{\rho_{11}} \right] + \frac{1}{2} (u')^2 \frac{d}{du} \left(\frac{\Delta}{\rho_{11}} \right) \right\} = 0, \quad (3)$$

где $\Delta \equiv \rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2$. Уравнение (3) и граничные условия к нему не зависят от знака ρ_{12} , поэтому зависимость $u(\xi)$ одинакова для обеих доменных стенок (см. рис. 1). Зависимость

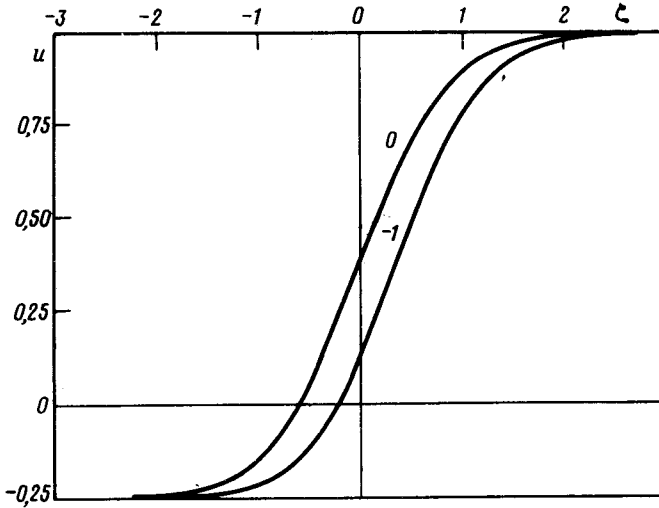


Рис. 1. Зависимость $u(\xi)$ для обеих доменных стенок, полученная численным интегрированием уравнения (3) для двух скоростей $w = 0$ и $w = -1$. При вычислениях считалось, что $\mu^2 = 3/4$

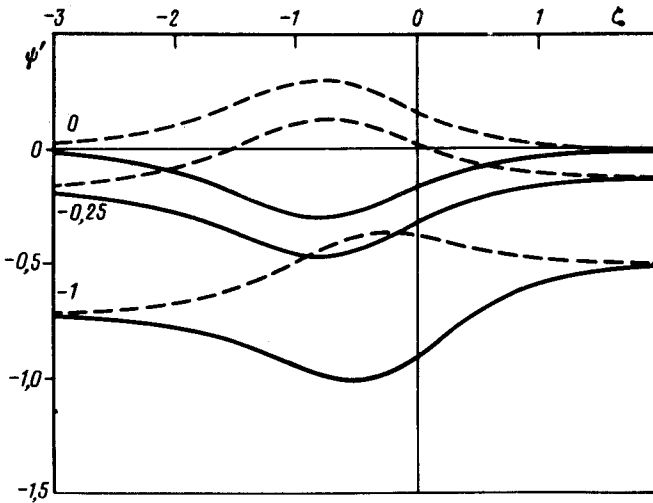


Рис. 2. Зависимости $\psi^{(+)}(\xi)$ и $\psi^{(-)}(\xi)$ для трех скоростей $w = 0$; $-0,25$; -1 : -- выгодная стенка, — невыгодная стенка ($\mu^2 = 3/4$)

$\psi(\xi)$ при заданном $u(\xi)$ находится интегрированием уравнения (2), которое зависит от соотношения между знаками w и ρ_{12} (рис. 2). В импульсных ЯМР-экспериментах движение стенки происходит вследствие релаксации спина, при этом скорость w отрицательна и имеет величину порядка $D \omega_p / c_{\parallel}^2$, где D — коэффициент спиновой диффузии. В условиях экспе-

риментов ¹ это отношение $\sim 0,1$. Подстановка формулы (2) в (1) показывает, что при $w < 0$ энергетически более выгодно решение, в котором $(d\phi/du) > 0$, что соответствует антипараллельной ориентации \mathbf{n} и \mathbf{H}_0 в равновесном домене. Разность энергий двух решений пропорциональна скорости $\mathcal{F}^{(-)} - \mathcal{F}^{(+)} = -kwc_{\parallel}^2/\lambda$, где

$$k = 2\sqrt{\frac{3}{(5\mu^2 - 1)(1 - \mu^2)}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{5(1 - \mu^2)}{5\mu^2 - 1}},$$

при $\mu^2 = 3/4$ $k \approx 2,48$. Энергетический барьер, разделяющий состояния с разными стенками $\sim c_{\parallel}^2/\lambda$, поэтому при малых скоростях w невыгодная конфигурация может осуществляться как метастабильная.

Для получения определенной ориентации \mathbf{n} можно в связи со сказанным предложить следующую процедуру. Начальный импульс отклоняет спин на угол $\beta > \theta_0$ всюду в экспериментальной камере, при этом везде $\phi = 0$. По мере релаксации спина у стенки камеры, расположенной в области более сильного магнитного поля, начинается образование равновесного домена. Естественно ожидать, что при этом ϕ будет отклоняться у стенки в сторону $\phi > 0$, соответствующую энергетически более выгодной конфигурации. В процессе дальнейшей релаксации доменная стенка будет продвигаться в сторону более слабых полей, оставляя после себя равновесный домен, в котором \mathbf{n} антипараллелен \mathbf{H}_0 . Возможность образования невыгодной конфигурации при этом полностью не исключена. Оценка вероятности ее образования требует конкретного анализа процесса образования доменной стенки. Такой анализ не проводился, поэтому предложенную здесь процедуру следует рассматривать лишь как возможную. Важен, однако, сам факт существования предпочтительной ориентации \mathbf{n} , который можно пояснить с помощью соображений симметрии. Изменение энергии стенки, возникающее из-за ее движения, определяется скалярными комбинациями, составленными из скорости движения \mathbf{v} , нормали к стенке \mathbf{s} , поля \mathbf{H}_0 и ориентации \mathbf{n} со стороны равновесного домена, то есть с той стороны, где возможны различные ориентации \mathbf{n} . Все эти комбинации, а именно $(\mathbf{H} \mathbf{n})(\mathbf{v} \mathbf{s})$, $(\mathbf{H} \mathbf{v})(\mathbf{n} \mathbf{s})$, $(\mathbf{H} \mathbf{s})(\mathbf{n} \mathbf{v})$ и $(\mathbf{H} \mathbf{n})(\mathbf{v} \mathbf{n})(\mathbf{s} \mathbf{n})$ в рассматриваемом здесь одномерном случае вырождаются в одну $H_z s_z v_z n_z$. Таким образом, симметрия допускает существование в энергии движущейся доменной стенки члена, изменяющего знак как при изменении направления скорости движения стенки, так и при изменении направления \mathbf{n} в равновесном домене.

Мы благодарны А.С.Боровику-Романову, Ю.М.Бунькову, В.В.Дмитриеву и Ю.М.Мухарскому за полезные обсуждения, В.Н.Грибову, В.Л.Покровскому и Г.Е.Воловику за доброжелательную критику.

Литература

1. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В. и др. ЖЭТФ, 1985, 88, 2025.
2. Фомин И.А. ЖЭТФ, 1985, 88, 2039.
3. Leggett A.J. Rev. Mod. Phys., 1975, 33, 1009.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

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

Поступила в редакцию
29 марта 1988 г.