Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.6, стр. 317 – 320 *20 марта 1981 г.*

ВОЗНИКНОВЕНИЕ СОЛИТОНОВ В ИМПУЛЬСНЫХ ЯМР-ЭКСПЕРИМЕНТАХ В *A*-ФАЗЕ He^3

И.А.Фомин

Найдены пространственно неоднородные решения уравнений спиновой динамики для *A*-фазы He^3, описывающие стационарную прецессию намагниченности и переходящие при релаксации в плоские солитоны.

Параметр порядка в *A*-фазе He^3 характеризуется двумя векторами: спиновым $\mathbf{d}$ и орбитальным $\mathbf{l}$, их взаимная ориентация в объеме жидкости определяется спин-орбитальным взаимодействием с энергией $U = -\frac{\Omega_A^2}{2\omega_L}(\mathbf{l},\mathbf{d})^2$. Здесь Ω_A – частота продольных колебаний, а ω_L – ларморовская частота. U имеет два энергетически эквивалентных минимума $\mathbf{d} \parallel \mathbf{l}$ и $-\mathbf{d} \parallel \mathbf{l}$, в связи с чем возможно существование доменов двух типов. Граница доменов с различной относительной ориентацией $\mathbf{d}$ и $\mathbf{l}$ и является плоским солитоном, о котором идет речь. Образование доменной стенки связано с затратой дополнительной энергии, поэтому более выгодным является однодоменное состояние, а многодоменные состояния нужно специально приготавливать. Экспериментально установлено, что доменные стенки в *A*-фазе He^3 образуются при релаксации намагниченности к равновесию после ее отклонения на большой угол [1 – 3]. Теоретическое объяснение этого способа приготовления солитонного состояния и является целью настоящей работы.

Предлагаемое объяснение основано на том, что пространственно однородная прецессия намагниченности в *A*-фазе, как было показано ранее [4], неустойчива. Если отказаться от требования пространственной однородности, то стационарная прецессия намагниченности в магнитном

© Издательство "Наука", Письма в ЖЭТФ, 1981 г.

поле, удовлетворяющем условию $\omega_L >> \Omega_A$ в соответствии с результатами и в обозначениях работы [5] описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial G}{\partial \Phi_{,i}}\right) = 0, \tag{1}$$

$$S - 1 + \frac{\Omega_A^2}{8\,\omega_L^2}\,\zeta\,(\cos\beta - 1) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial G}{\partial a_{,i}}\right) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{1}{S\sin\beta}\left[\frac{\partial(V+G)}{\partial\beta} - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial G}{\partial \beta_{,i}}\right)\right] = \frac{\Omega_A^2}{8\,\omega_L^2}\,\zeta\,. \tag{4}$$

В A-фазе

$$V = -\frac{\Omega_A^2}{8\,\omega_L^2}\left[\cos^2\beta + \frac{1}{2}(1+\cos\beta)^2\cos 2\Phi\right] \tag{5}$$

и

$$G = \frac{c^2}{2\,\omega_L^2}\left[\frac{(1-\cos\beta)(3-\cos\beta)}{2}\,a_{,i}\,a_{,i} + \frac{\beta_{,i}\,\beta_{,i}}{2} - 2(1-\cos\beta)\,a_{,i}\,\Phi_{,i} + \Phi_{,i}\,\Phi_{,i}\right] \tag{6}$$

— усредненные по быстрым движениям соответственно спин-орбитальная энергия и энергия неоднородности конденсата, $\Omega^2\zeta/8\,\omega_L^2$ — безразмерный сдвиг частоты прецессии от ларморовской. В связи с плоскими солитонами представляют интерес решения, зависящие от одной пространственной координаты x. Система (1) – (4) имеет решения, для которых $a_{,x} = \Phi_{,x} = 0$, причем Φ удовлетворяет уравнению $\partial V/\partial\Phi = 0$. Зависимость угла β от x описывается уравнением (4), которое после умножения на $\beta'\sin\beta$ интегрируется и дает

$$\frac{(\beta')^2}{2} + \cos^2\beta + \frac{(1+\cos\beta)^2}{2} - \zeta\cos\beta = \frac{(\beta')^2}{2} + W(\cos\beta) = E = \mathrm{const} \tag{7}$$

Штрих здесь означает дифференцирование по обезразмеренной координате $\xi = \Omega x/c$, c — скорость спиновых волн. Уравнение (7) представляет собой интеграл энергии для движения частицы в потенциале $W(\cos\beta)$. Решения этого уравнения выражаются через эллиптические интегралы, они зависят от двух постоянных ζ и E. Постоянная ζ определяет вид потенциала W, а E — характер движения в заданном потенциале. Очевидно, что все решения описывают периодические структуры и для исследования устойчивости решений удобно выбрать вместо ζ и E другие постоянные — $k = 2\pi/\lambda$, где λ — пространственный период структуры, и $\mathcal{P} = \frac{1}{\lambda} \int (S_z - S)\, d\xi$, интеграл берется по периоду структуры. Прямое вычисление показывает, что дифференциал плотности энергии периодической структуры, описываемой решением уравнения (7), в этих переменных имеет вид

$$dF = -\omega_{\perp}\, d\mathcal{P} + \frac{\Omega_A^2}{8\omega_L^2} J\, dk, \tag{9}$$

где $J = \frac{1}{2\pi} \oint \beta' d\beta$ – механическое действие. Согласно стандартным термодинамическим аргументам [6] в равновесии угловая частота прецессии $\omega_{\perp}$ и действие J должны быть постоянными во всем исследуемом объеме He^3. Требование положительности второго дифференциала F приводит к следующим условиям устойчивости найденных решений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \zeta}\right)_k < 0, \quad \left(\frac{\partial J}{\partial k}\right)_\zeta > 0. \tag{10}$$

Эти условия оказываются выполненными лишь для энергий E, бо́льших бо́льшего из максимумов W. Такие решения соответствуют монотонному изменению угла β с координатой. По определению сферических координат изменение β должно быть ограничено интервалом $(0, \pi)$, поэтому каждый раз, когда β пересекает значение $m\pi$ (m – целое число), следует считать, что скачком изменяется на π значение угла α. Для сохранения непрерывности третий эйлеров угол γ изменяется на $(-1)^{m+1}\pi$. В результате угол $\Phi = \alpha + \gamma$ не изменяется для четных m и изменеятся на 2π для нечетных. При релаксации Φ переходит в угол поворота **d** относительно **l**. Изменение Φ на 2π создает возможность образования доменных стенок. Доменные стенки, соответствующие повороту **d** на 2π неустойчивы, они могут либо исчезнуть, либо распасться на две. Выяснение вопроса, чем определяется выбор того или иного пути требует более подробного анализа, учитывающего диссипацию. Если, однако, принять изложенное здесь объяснение процесса образования солитонов, то наблюдаемое на эксперименте [3] изменение сдвига частоты ЯМР на больших временах можно приписать распаду доменных стенок.

Переход от неустойчивой однородной процессии к устойчивой солитонной происходит, по-видимому, в виде распространения фронта, который возникает из-за начального различия частот прецессии в разных точках исследуемого объема He^3. Плоскости, на которых $\beta = m\pi$ являются плоскостями проскальзывания угла α, что позволяет найти скорость движения фронта по известному значению и частоте однородной прецессии. Действительно, накапливающаяся за время t разность фаз прецессии между точками 1 и 2, расположенными по разные стороны фронта $\Delta\alpha = (\zeta_1 - \zeta_2)\, t\, \Omega_A^2 / 8\omega_L$ должна приводить к образованию $n = \Delta\alpha/\pi$ плоскостей проскальзывания фазы, откуда получаем для скорости распространения фронта

$$v_{\text{фр}} = \frac{\Omega_A}{8\pi\omega_L} \lambda (\zeta_1 - \zeta_2)\, c\ . \tag{11}$$

Период структуры λ определяется величиной $\mathcal{P}$. Порядок величины $v_{\text{фр}}$ и ее зависимость от температуры, давления и магнитного поля определяется комбинацией $\Omega c\ /\omega_L$. Переходом от однородной прецесссии к солитонной можно объяснить тот факт, что на эксперименте [3] наблюдались одновременно две частоты прецессии намагниченности, отклоненной на большой угол. При количественном сравнении с экспериментом следует иметь в виду, что в приведенном здесь анализе не учитывалось влияние диссипации на движение намагниченности, кроме того была рассомтрена только начальная стадия образования солитонов, что не позволяет сказать, какой именно из возможных типов солитонов [7] возникает в результате релаксации.

Я благодарен Г.Е.Воловику и В.П.Минееву за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
16 декабря 1980 г.

Литература

[1] R.W.Gannetta, E.N.Smith, D.M.Lee. Phys. Lett., 62A, 335, 1977.

[2] J.Kokko, M.A.Paalanen, R.C.Richardson, Y.Takano. J. Phys. C11, L125, 1978.

[3] C.M.Gould, T.J.Bartolac, H.M.Bozler. J. Low Temp. Phys., 39, 291, 1980.

[4] И.А.Фомин. Письма в ЖЭТФ, 30, 179, 1979.

[5] И.А.Фомин. ЖЭТФ, 78, 2392, 1980.

[6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, ч.1, М., изд. Наука, 1976, гл.2.

[7] K.Maki, P.Kumar. Phys. Rev., B17, 1088, 1978.