

Фазовая диаграмма когерентно прецессирующих состояний в ${}^3\text{He-B}$ (случай половинной и удвоенной намагниченности)

Г. Е. Вачнадзе, Н. Г. Сурамлишвили

Институт физики АН Грузии, 380077-GE, Республика Грузия, г. Тбилиси, ул. Тамарашвили 6,
E-mail: givi@physics.iberiapac.ge

Статья поступила в редакцию 5 января 1996 г.

Исследуется влияние спектроскопической энергии и энергии противотоков на формирование долгоживущих прецессирующих состояний удвоенной и половинной намагниченности в сверхтекучем ${}^3\text{He-B}$. Построена фазовая диаграмма для этих состояний.

Досліджено вплив спектроскопічної енергії та енергії протитоку на формування довгоживучих прецесуючих станів подвоєнної та половинної намагніченості у надплинному ${}^3\text{He-B}$. Побудовано фазову діаграму для цих станів.

1. Когерентная Ларморова прецессия намагниченности в сверхтекучем ${}^3\text{He-B}$ представляет собой зависящее от времени упорядоченное состояние с нарушенной симметрией. Оно обладает довольно большой стабильностью. Подобная аномально стабильная прецессия, обнаруженная в 1984 г. [1], является объектом интенсивного исследования. В работе [2] показано, что переходы между различными прецессирующими состояниями являются фазовыми переходами первого рода и построена фазовая диаграмма. Детальный анализ прецессирующих состояний для искаженной магнитным полем B -фазы был проведен в [3]. Результаты этих работ относятся к случаю, когда величина поляризации спина S в ${}^3\text{He-B}$ с большой точностью совпадает со своим равновесным значением $S_0 = (\chi_B / g)H_0$, где χ_B — магнитная восприимчивость B -фазы; g — гиромагнитное отношение для ядер ${}^3\text{He}$; H_0 — приложенное к системе статическое магнитное поле. С другой стороны, согласно результатам работ [4,5], возможно существование долгоживущих прецессирующих состояний, при которых величина поляризации спина значительно отличается от своего равновесного значения. Особый интерес представляют состояния с половинным ($S = S_0/2$) и с удвоенным ($S = 2S_0$) значениями намагниченности.

В такой ситуации возникает необходимость исследования различных прецессирующих состояний половинной и удвоенной намагниченности в

${}^3\text{He-B}$. В настоящей работе изучается влияние спектроскопической энергии и энергии противотоков на спин-орбитальную конфигурацию когерентно прецессирующих состояний с удвоенной и половинной намагниченностью и строится соответствующая фазовая диаграмма.

2. При наличии сильного магнитного поля, когда дипольная энергия гораздо меньше зеемановской, согласно работе [6], параметр порядка прецессирующих состояний можно представить в виде ортогональной матрицы R , описывающей относительное вращение спинового и орбитального пространств:

$$\hat{R} = \hat{R}^{(S)} \hat{R}^{(L)-1}, \quad (1)$$

где $\hat{R}^{(S)}$ и $\hat{R}^{(L)}$ — матрицы трехмерных вращений спинового и орбитального пространств соответственно. Эти матрицы можно параметризовать углами Эйлера $(\alpha_S, \beta_S, \gamma_S)$ и $(\alpha_L, \beta_L, \gamma_L)$, которые для динамического состояния выступают в роли зависящих от времени переменных.

Потенциал диполь-дипольного взаимодействия для сверхтекучей B -фазы дается выражением

$$F_D = \frac{2}{15} \chi_B \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 \left(\text{Sp} \hat{R} - \frac{1}{2} \right)^2, \quad (2)$$

где Ω_B — частота линейного продольного ЯМР, характеризующая силу диполь-дипольного взаимодействия между магнитными моментами ядер ${}^3\text{He}$.

В сильных магнитных полях ($\omega_0 \gg \Omega_B$) возможно усреднение дипольной энергии $F_D(R(t))$ по «быстрым» переменным (в масштабе времени Ω_B^{-1}). Усредненный потенциал будет функцией только «медленных» переменных. Для удвоенно- и половинного значений намагниченности медленно изменяющимися переменными являются соответственно $\Phi = 2\alpha + \gamma$ и $\Phi = \alpha + 2\gamma$, где $\alpha = \alpha_S - \alpha_L$ и $\gamma = \gamma_S - \gamma_L$ [4]. После усреднения в обоих случаях получаем следующее выражение для энергии спин-орбитального взаимодействия (в единицах $(2/15)\chi_B(\Omega_B/g)^2$) [4]:

$$\tilde{f}_D = \frac{3}{4} \left[1 + (1 - l_z^2)(1 - s_z^2) + 2s_z^2 l_z^2 + \frac{2}{3} (1 - s_z^2)^{1/2} (1 + s_z)(1 - l_z^2)^{1/2} (1 + l_z) \cos \Phi \right]. \quad (3)$$

Здесь $s_z = \cos \beta_S$ и $l_z = \cos \beta_L$ — соответственно ориентации намагниченности и орбитального момента относительно направления приложенного магнитного поля $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{z}$.

Стационарные спин-орбитальные конфигурации системы могут быть определены минимизацией термодинамического потенциала

$$F' = F + \vec{\omega} \mathbf{S}, \quad (4)$$

который определен во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\omega} = \omega \mathbf{z}$ координатной системе, где ω — частота поперечного РЧ поля, приложенного к спиновой системе. В уравнении (4) F является суммой диполь-дипольного потенциала и энергии Зеемана:

$$F = \tilde{F}_D - \vec{\omega}_0 \mathbf{S}. \quad (5)$$

В безразмерных единицах (как и в (3))

$$f' = \tilde{f}_D + f_\omega, \quad (6)$$

где f_ω представляет собой так называемый спектроскопический член

$$f_\omega = \frac{(\omega - \omega_0)S}{(2/15)\chi_B(\Omega_B/g)^2} = ws_z. \quad (7)$$

Здесь

$$w = \frac{15}{2} p(\omega - \omega_0)\omega_0 \Omega_B^{-2}. \quad (8)$$

Для состояния с половинной намагниченностью $p = 1/2$, а для состояния с удвоенной намагниченностью $p = 2$.

Наряду с дипольным взаимодействием и спектроскопической энергией на формирование равновесной спин-орбитальной конфигурации системы

влияют и противотоки сверхтекучей и нормальной компонент ${}^3\text{He}$. Энергия противотоков в случае $(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n) \perp \mathbf{z}$ в безразмерных единицах определяется формулой [2]

$$f_{cf} = ul_z^2, \quad (9)$$

где

$$u = \frac{15\rho_a(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n)^2}{4\chi_B(\Omega_B/g)^2}.$$

Здесь \mathbf{v}_s и \mathbf{v}_n — скорости сверхтекучей и нормальной компонент ${}^3\text{He}$ соответственно; ρ_a — анизотропная составляющая тензора плотности сверхтекучей компоненты.

Стационарные спин-орбитальные конфигурации системы определяются минимизацией полной свободной энергии, представляющей сумму трех слагаемых — дипольной и спектроскопической энергий и энергии противотоков:

$$f' = \tilde{f}_D + f_\omega + f_{cf}. \quad (10)$$

3. В отсутствие противотоков ($u = 0$) и при $\omega = \omega_0$ ($w = 0$) спин-орбитальные конфигурации когерентно прецессирующих состояний как для половинной, так и для удвоенной намагниченности определяются минимизацией диполь-дипольного потенциала (3). Как было показано в [4], для обоих случаев существует пара вырожденных долгоживущих состояний при $\Phi_{st} = \pi$, которым соответствуют следующие спин-орбитальные конфигурации:

$$s_z = 0,75, \quad l_z = 0,3, \quad (11a)$$

$$s_z = 0,3, \quad l_z = 0,75. \quad (11a')$$

Кроме того, возможно существование еще двух вырожденных, метастабильных состояний со спин-орбитальными конфигурациями:

$$s_z = -1, \quad l_z = 0, \quad (12a)$$

$$s_z = 0, \quad l_z = -1. \quad (12a')$$

При $w \neq 0$ и $u \neq 0$ вырождение снимается, а минимумы (абсолютные и локальные) выражения (10), определяющие спин-орбитальные конфигурации когерентно прецессирующих равновесных состояний, смещаются по сравнению с (11) и (12). При этом каждый минимум свободной энергии получается смещением определенного состояния из (11) и (12). Для упрощения последующих рассуждений состояния, спин-орбитальные конфигурации которых получаются смещением спин-

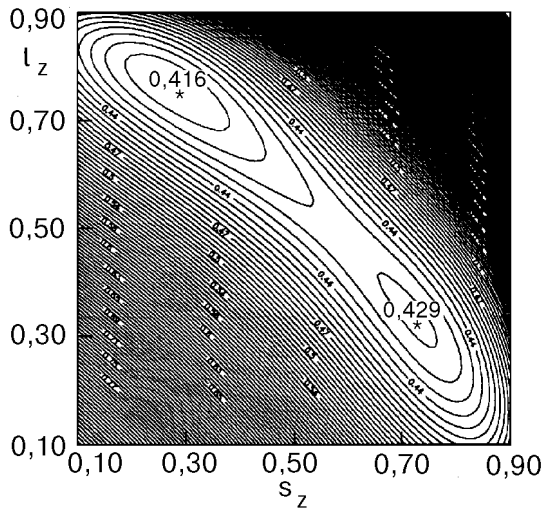


Рис. 1. Фрагмент топографического профиля полной свободной энергии (6) при $\Phi_{st} = \pi$ и $\omega = 0,03$. Стабильному состоянию 2 соответствует значение энергии $f' = 0,416$, метастабильному состоянию 1 — значение $f' = 0,429$.

орбитальных конфигураций (11а), (11б), (12а) и (12б), обозначим номерами 1, 2, 3 и 4 соответственно. Отметим, что состояния 3 и 4 соответствуют состояниям RSD и HPD⁽²⁾ из статьи [3].

Сначала рассмотрим случай, когда энергия противотоков равна нулю, а полная свободная энергия дана выражением (6). В этом случае при малых положительных ω стабильными являются состояния 2. К тому же при увеличении ω соответствующий минимум движется на плоскости (s_z, l_z) : l_z увеличивается и приближается к единице, а s_z стремится к нулю. Состояние 1 в интервале $0 < \omega < 0,05$ является метастабильным (рис. 1), а для $\omega \geq 0,05$ оно исчезает (рис. 2). При $\omega = 0,29$ состояния 1 и 3 вырождены (рис. 3), т.е. выполняется условие $f''(2) = f''(3)$. В этом случае возможно стабильное сосущество-

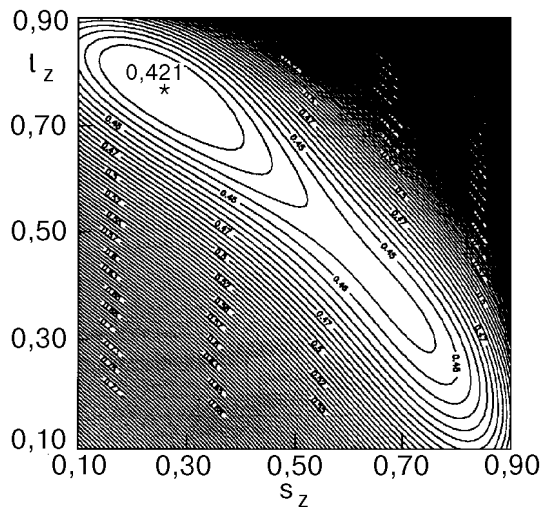


Рис. 2. Фрагмент топографического профиля (6) при $\Phi_{st} = \pi$ и $\omega = 0,05$. Стабильным является состояние 2.

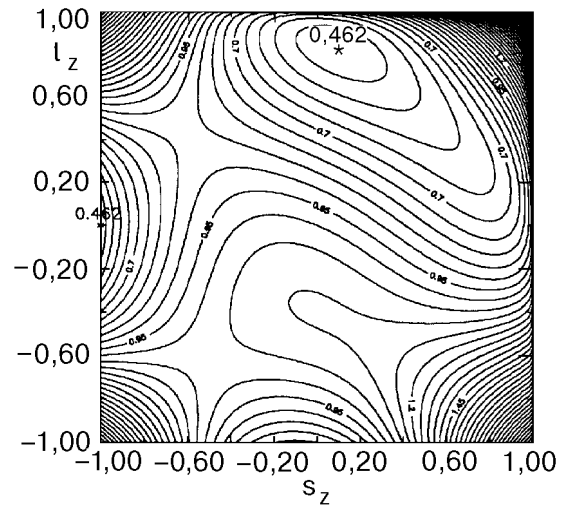


Рис. 3. Топографический профиль (6) при $\Phi_{st} = \pi$ и $\omega = 0,29$. Вырожденным состояниям 2 и 3 соответствует значение энергии $f' = 0,462$.

вание этих двух состояний. Отметим, что при $\omega < 0,29$ состояние 3 является метастабильным. Когда $\omega > 0,29$, состояние 2 становится метастабильным, а стабильной спин-орбитальной конфигурации соответствует состояние 3.

При $\omega < 0$ стабильным состоянием соответствует 1. С увеличением абсолютного значения ω соответствующий ему минимум сдвигается: s_z увеличивается в сторону единицы, а l_z уменьшается в сторону нуля. Состояние 2 существует как метастабильное в интервале $0 > \omega > -0,05$, а при $\omega \leq -0,05$ соответствующий ему минимум исчезает.

При наличии противотоков на плоскости (u, ω) выделяются отдельные области стабильности того или иного состояния. В то же время в этих областях возможно существование других метастабильных состояний. Например, для $u = 0,1$ и $\omega = 0,2$

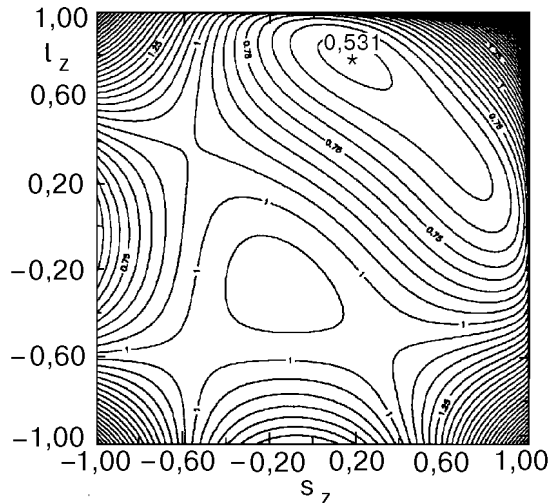


Рис. 4. Топографический профиль (10) при $u = 0,1$ и $\omega = 0,2$. Стабильным является состояние 2.

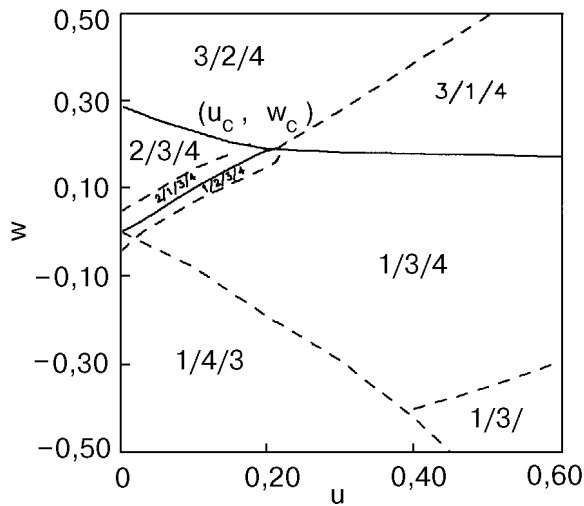


Рис. 5. Фазовая диаграмма для когерентных состояний.

стабильным является состояние 2, а состояния 3 и 4 являются метастабильными (рис. 4).

Ситуация здесь аналогична той, которая встречается в системе жидкость — пар, когда возможно существование метастабильных фаз — переохлажденного пара и перегретой жидкости. Следовательно, когерентно прецессирующие состояния можно считать подобными отдельным фазам, а переходы между ними считать фазовыми переходами первого рода. Фазовая диаграмма для когерентно прецессирующих состояний построена на рис. 5.

На диаграмме сплошными и пунктирными линиями разграничиваются отдельные области, пронумерованные следующим образом: первым стоит номер стабильного состояния, а остальные номера поставлены по мере возрастания величины минимума соответствующего метастабильного состояния. Например, в области, обозначенной 2/3/4, стабильным является состояние 2, тогда как состояния 3 и 4 метастабильны, а минимуму 4 соответствует большее значение энергии, чем минимуму 3 (рис. 4).

На диаграмме фазовым переходам первого рода соответствуют сплошные линии. На этих линиях минимальные значения полной свободной энергии (10) вырождены и поэтому возможно стабильное сосуществование двух фаз. Топографический профиль выражения (10) для одной из точек линии фазового перехода изображен на рис. 3. На рис. 5 существует тройная точка $u_c = 0,21$, $w_c = 0,19$, в которой пересекаются три линии фазовых переходов. В этой точке выражение (10) имеет три вырожденных минимума, соответствующую

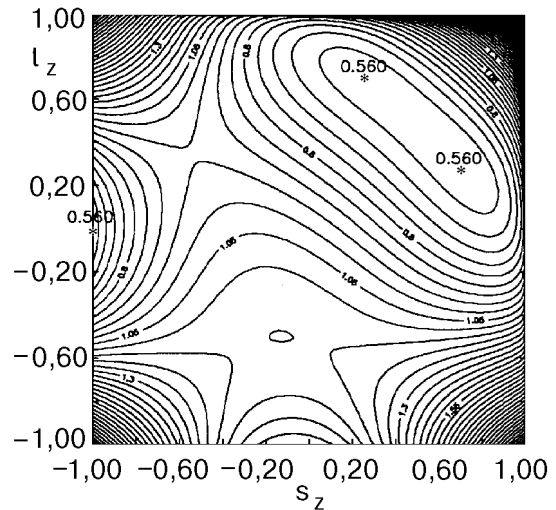


Рис. 6. Топографический профиль (10) для тройной точки ($u_c = 0,21$, $w_c = 0,19$). Вырожденным состояниям 1, 2 и 3 соответствует значение энергии $f'' = 0,560$.

щие состояниям 1, 2 и 3 (рис. 6). Для $u > u_c$ возможны переходы только между состояниями 1 и 3. Для $u < u_c$ переходы между состояниями 2 и 3 возможны при $w > w_c$, а переходы между состояниями 1 и 2 — при $w < w_c$.

При изменении u и w спин-орбитальная конфигурация состояния 3 остается практически неизменной. Состояние 4 для всех значений u и w является метастабильным.

Авторы выражают благодарность Г. А. Харадзе за полезное обсуждение работы.

1. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 256 (1984); И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 256 (1984).
2. J. S. Korhonen and G. E. Volovik, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 358 (1992).
3. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *ЖЭТФ* **103**, 1619 (1993).
4. G. Kharadze and G. Vachnadze, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 474 (1992).
5. G. Kharadze and G. Vachnadze, *ЖЭТФ* **106**, 479 (1994).
6. Т. М. Мисирпашаев, Г. Е. Воловик, *ЖЭТФ* **102**, 1197 (1992).

The phase diagram of coherently precessing states in $^3\text{He-B}$ (case of half and double magnetization)

G. E. Vachnadze and N. G. Suramlishvili

The influence of spectroscopic and counterflow energies on a formation of the long-lived precessing states of half and double magnetization in superfluid $^3\text{He-B}$ is investigated. The phase diagram for these states is constructed.