

О СТРУКТУРЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He-B}$

Г.Е. Воловик

Описаны четыре типа поверхностных состояний на границе $^3\text{He-B}$ с сосудом вблизи перехода в $^3\text{He-A}$. В этой области они представляют собой поверхности раздела фаз ($^3\text{He-B}$ - $^3\text{He-A}$ или $^3\text{He-B}$ - планарная фаза), захваченные границей сосуда.

Структура параметра порядка в $^3\text{He-B}$ вблизи границы с сосудом исследовалась в работах ¹⁻⁷. Помимо обычного симметричного поверхностного состояния ¹⁻³, представляющего собой слой толщиной порядка длины когерентности ξ , в котором B -фаза в объеме непрерывно переходит в планарную фазу (P) на границе, для объяснения ряда необычных экспериментальных результатов ⁸⁻¹¹ рассматривались другие возможные состояния поверхности ⁴⁻⁷ с пониженной симметрией. В этих состояниях B -фаза переходит на границе не в планарную, а в другую фазу, в частности в A -фазу. Структура поверхностного слоя обычно находится путем сложного численного анализа либо уравнений Гинзбурга-Ландау для многокомпонентного параметра порядка либо уравнений для квазиклассических функций Грина, поэтому редко допускает физическое истолкование. Исключением является структура, полученная в ⁷ аналитически вблизи перехода в A -фазу и представляющая собой хорошо определенную границу раздела между A - и B - фазами, отделяющую B -фазу в объеме от достаточно широкого приповерхностного слоя A -фазы.

Мы покажем, что существуют области температур, давлений и магнитных полей, где можно аналитически определить все четыре наиболее важных поверхностных структуры: P^1 , P^2 , A^1 , A^2 (см. рис.а-г). Каждая из них представляет

собой границу раздела фаз, расположенную вблизи границы сосуда, причем в структурах P^1 , P^2 в слое между границей сосуда и границей раздела фаз находится планарная фаза, а в структурах A^1 , A^2 — фаза А. Структуры с индексом 2 отличаются от структур с индексом 1 наличием неоднородной текстуры орбитального вектора \vec{l} в слое P - или A -фазы, который меняется от нормальной к слою ориентации на границе сосуда к касательному направлению на поверхности раздела фаз. Структуры P^1 , P^2 , A^1 , A^2 обладают разной симметрией (классы симметрии в классификационной схеме работы ⁵ соответственно 17, 8, 11, 3) и поэтому в принципе могут существовать и вне областей, в которых они определены аналитически. Структура A^2 была получена в ⁷. О соответствии состояний, найденных численным анализом, с рассматриваемыми здесь структурами см. ниже. Структура P^2 получена здесь впервые.

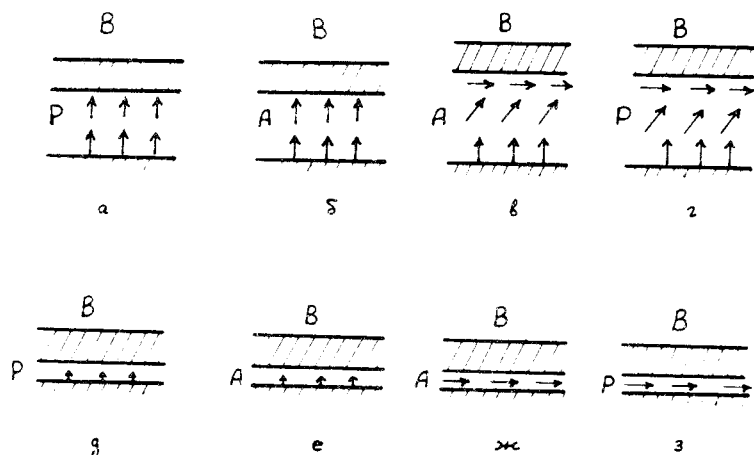


Рис. 1. Поверхностные состояния сверхтекучего $^3\text{He-B}$ в определенных ситуациях представимы в виде широкого приповерхностного слоя планарной (P) либо A -фазы, отделенного от объемной B -фазы хорошо определенной границей раздела фаз: a - структура P^1 ; b - A^1 ; $в$ - A^2 ; $г$ - P^2 . В состояниях P^2 и A^2 на рис. $в$ и $г$ в приповерхностном слое имеется неоднородная текстура орбитального вектора \vec{l} (показано стрелками). Состояние \bar{P}^1 на рис. $д$ имеет ту же симметрию, что и P^1 на рис. $а$, но граница раздела приклеена к поверхности. $е$ - структура \bar{A}^1 ; $ж$ - \bar{A}^2 ; $з$ - \bar{P}^2 , симметрия этого состояния выше симметрии структуры P^2 , поскольку отсутствует текстура вектора \vec{l} .

Существование указанных структур связано с тем, что B -фаза не смачивает границу сосуда и поэтому должен возникать слой инородной фазы вблизи границы. Это либо планарная либо A -фаза, так как другие смачиваемые фазы обладают большей энергией. Ширина слоя инородной фазы зависит от близости перехода 1-го рода между этой фазой и $^3\text{He-B}$. Рассмотрим сначала поверхностные слои типа A^1 , A^2 вблизи линии фазового перехода 1-го рода между B - и A -фазами, когда разница в энергии конденсации A - и B - фаз мала: $F_A - F_B \ll |F_B|$. Наличие двух конкурирующих структур связано с существованием двух типов границы раздела между A - и B - фазами ¹²⁻¹³, которые имеют различные ориентации орбитального вектора \vec{l} . AB -граница с вектором \vec{l} , лежащим в плоскости границы, имеет меньшую энергию, чем AB -граница с перпендикулярным к ней \vec{l} ¹²⁻¹³: $\sigma_{\parallel}^{AB} < \sigma_{\perp}^{AB}$ (вблизи T_c $\sigma_{\parallel}^{AB} \sim 1.2\xi|F_B|$, а $\sigma_{\perp}^{AB} \sim 1.5\xi|F_B|$ ¹³), что приводит к предпочтению структуры A^2 . Однако это может компенсироваться тем, что из-за нормальных граничных условий для вектора \vec{l} на поверхности сосуда структура A^2 должна иметь неоднородную текстуру вектора \vec{l} (см. рис. $в$) и, следовательно, связанную с этим дополнительную энергию.

Найдем зависимость энергий структур A^1 и A^2 от близости к AB -переходу. Энергия поверхностного слоя с расстоянием L между AB -границей и поверхностью сосуда складывается из энергии соответствующей AB -границы, энергии взаимодействия AB -границы с поверхностью и из разницы между энергиями A - и B - фаз в приповерхностном слое A -фазы. Причем в структуре A^1 отталкивание AB -границы от поверхности имеет экспоненциальный характер из-за экспоненциального спада тех компонент параметра порядка вдали от AB -границы, которые отвечают отклонениям от A -фазы. В структуре A^2 это взаимодействие имеет степенной ход из-за наличия градиента у вектора \vec{l} , поскольку градиентная энергия в слое толщиной L обратно пропорциональна L . В результате для энергий структур имеем

$$\sigma(A^1, L) = \sigma_{\perp}^{AB} + L(F_A - F_B) + a|F_B|\xi \exp(-b \frac{L}{\xi}) , \quad (1)$$

$$\sigma(A^2, L) = \sigma_{\parallel}^{AB} + L(F_A - F_B) + c|F_B|\xi \frac{\xi}{L} , \quad (2)$$

где безразмерные параметры a , b , c имеют порядок единицы, параметр c найден в ⁷. Минимизация по L приводит к следующим равновесным толщинам слоев

$$L_1 \sim \xi \ln \frac{|F_B|}{F_A - F_B} , \quad L_2 \sim \xi \sqrt{\frac{|F_B|}{F_A - F_B}} \quad (3)$$

и энергиям

$$\sigma(A^1) = \sigma_{\perp}^{AB} + b^{-1}\xi(F_A - F_B) \ln \frac{|F_B|}{F_A - F_B} , \quad (4)$$

$$\sigma(A^2) = \sigma_{\parallel}^{AB} + 2\xi\sqrt{c|F_b|(F_A - F_B)} . \quad (5)$$

Поскольку $\sigma_{\parallel}^{AB} < \sigma_{\perp}^{AB}$, при достаточной близости перехода в A -фазу структура A^2 становится предпочтительнее, в то время как из численного анализа ⁴ следует, что вдали от AB -перехода, но вблизи T_c структура A^1 более выгодна. Ситуация в остальных областях фазовой диаграммы ³Не пока не ясна.

Перейдем теперь к слоям с планарной фазой. Для слоев типа P^1 , P^2 с хорошо развитой планарной фазой требуется близость фазового перехода 1-го рода между B - и P - фазами. Такое имеет место при низких давлениях в сильном магнитном поле $H > 2$ мТ, где переход из B -фазы в A -фазу очень близок к переходу 1-го рода из B в P , но происходит раньше (см. рис.1 в ¹⁴). Поэтому в этой области вблизи AB -перехода имеем $F_P - F_B \ll |F_B|$ и, следовательно, можно применить для планарной фазы все, что проделано для A -фазы. Вектор \vec{l} в планарной фазе (а также в искаженной магнитным полем B -фазе) входит в матричный параметр порядка для P - и B - фаз в следующем виде (поле направлено по оси z)

$$A_{\alpha i}^P = \Delta_P(\hat{x}_{\alpha}\hat{m}_i + \hat{y}_{\alpha}\hat{n}_i) , \quad A_{\alpha i}^B = \Delta_1(\hat{x}_{\alpha}\hat{m}_i + \hat{y}_{\alpha}\hat{n}_i) + \Delta_2\hat{x}_{\alpha}\vec{l}_i , \quad (6)$$

где \hat{m} и \hat{n} два орта орбитальной системы координат с $\vec{l} = \hat{m} \times \hat{n}$.

Так же как и в случае A -фазы, имеется два типа границ раздела между B - и P - фазами, причем $\sigma_{\parallel}^{PB} < \sigma_{\perp}^{PB}$ по крайней мере не очень далеко от T_c . Аналогичным образом энергии двух соответствующих структур P^1 и P^2 на рис.а и рис.г имеют вид

$$\sigma(P^1) = \sigma_{\perp}^{PB} + b^{-1}\xi(F_P - F_B) \ln \frac{|F_B|}{F_P - F_B} , \quad (7)$$

$$\sigma(P^2) = \sigma_{\parallel}^{PB} + 2\xi\sqrt{c|F_b|(F_P - F_B)} . \quad (8)$$

и снова при достаточной близости к AB -границе структура P^2 должна стать более выгодной, чем наиболее симметричная структура P^1 .

Выясним соответствие поверхностных состояний, полученных ранее путем численного анализа вблизи T_c , с найденными здесь вблизи T_{AB} . Состояние с A -фазой на границе, полученное Тунебергом ⁴, точно соответствует структуре A^1 , поскольку в численном решении обнаружен логарифмический рост толщины слоя A -фазы при приближении к T_{AB} ⁶ в соответствии с формулой (3) для L_1 . Максимально симметричное решение с планарной фазой на поверхности⁴, которое вблизи T_c обладает наименьшей энергией среди всех состояний, может вообще говоря не соответствовать структуре P^1 с той же симметрией, поскольку нет общей области применимости. Дело в том, что экспоненциальное отталкивание PB -границы от поверхности сосуда, которое обязательно имеет место при больших $L \gg \xi$, может смениться притяжением при $L \sim \xi$. Поэтому в принципе возможно и другое связанное состояние PB -границы на стенке \tilde{P}^1 с той же симметрией, которое однако имеет малый размер $L \sim \xi$ (рис.д). В какую из двух структур, P^1 или \tilde{P}^1 , переходит численное решение, остается открытым. Состояние, полученное в ⁶ в модифицированной феноменологической теории Гинзбурга-Ландау, со слабо выраженной A -фазой на границе и с той же симметрией, что и A^1 , по всей видимости соответствует структуре \tilde{A}^1 (т.е. с приклеенной к поверхности сосуда AB -границей, рис.е). Метастабильное состояние класса 12, полученное в ⁵, соответствует структуре \tilde{P}^2 , в которой PB -граница с тангенциальным \vec{l} приклеена к поверхности сосуда (рис.з). При этом из-за нарушения граничных условий на \vec{l} вектор происходит сильная деформация параметра порядка P -фазы, в результате чего она переходит в полярную фазу на поверхности сосуда.

Итак к данному моменту имеются решения (численные или аналитические) для шести или семи поверхностных структур. Это A^1 , P^1 , A^2 , P^2 , \tilde{A}^1 , \tilde{P}^2 и возможно \tilde{P}^1 .

Я благодарен М.Крусиусу, В.П.Минееву, Ю.Пеколе и М.Саломеа за ценные обсуждения.

Литература

1. Cross M.C. in Quantum Fluids and Solids, eds. S.B. Trickey, F.D. Adams, J.W. Dufty, New York - London: Plenum Press, 1977, p.183.
2. Buchholtz L.J., Zwicknagi G. Phys. Rev. B, 1981, 23, 5788.
3. Buchholtz L.J. Phys. Rev. B, 1986, 33, 1579.
4. Thuneberg E.V. Phys. Rev. B, 1986, 33, 5124.
5. Zhang W., Kurkijärvi J., Thuneberg E.V. Phys. Rev. B, 1987, 36, 1987.
6. Salomaa M.M., Volovik G.E. J. Low Temp. Phys., 1987, 75, 209.
7. Mäntymäki T.Sh., Volovik G.E. J. Phys.: Cond. Matter, in press.
8. Pekola J.P., Simola J.T. J. Low Temp. Phys. 1985, 58, 555.
9. Hakonen P.J., Nummila K.K. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1006.
10. Bunkov Yu.M., Dmitriev Y.V., Mukharstiy Yu. M. Europhys. Lett., 1989, 8, 645.
11. Kyyrääinen J.M., Pekola J.P., Manninen A.J., Torizuka K. Phys. Rev. Lett. 1990, 64, 1027.
12. Schopohl N. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1664.
13. Salomaa M.M. J. Phys. C, 1988, 21, 4425.
14. Воловик Г.Е. Письма в ЖЭТФ. 1990, настоящий том, с. 972.