

# МАГНИТНЫЕ КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ МЕЖДУ ТВЕРДЫМ И ЖИДКИМ $^3\text{He}$

*А.Э.Мейерович, Б.З.Спивак*

Показано, что квантовая атомно шероховатая поверхность разделя твердого и жидкого  $^3\text{He}$  ферромагнитна. Одиночные изломы ступеней атомно гладкой поверхности создают одномерные поляризованные области. Рост кристаллов  $^3\text{He}$  определяется магнитной структурой поверхности.

1. В работе [1] теоретически показано, что практически все явления на границе твердой и жидкой фаз изотопов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  имеют квантовую природу. Граница кристалл-квантовая жидкость обладает трансляционной инвариантностью. Амплитуда нулевых колебаний в гелии порядка межатомного расстояния  $a$ , и энергетический спектр любого точечного дефекта на границе образует зону. В зависимости от ширины зоны  $\Delta$  и энергии образования точечного дефекта  $\epsilon$  возможно существование атомно гладких  $\Delta < \epsilon$  и атомно шероховатых  $\Delta > \epsilon$  (с атомной концентрацией дефектов) квантовых поверхностей. Кристаллизация и плавление определяются кинетикой поверхностных дефектов. В  $^4\text{He}$  наблюдались [2] кристаллизационные волны, что явились подтверждением теории [1] и указанием на то, что в зависимости от ориентации граница может быть как атомно гладкой, так и атомно шероховатой. Ниже показано, что, благодаря наличию спина у  $^3\text{He}$ , свойства границы в  $^3\text{He}$  качественно отличаются от  $^4\text{He}$ . Будет показано, что дефект на атомно гладкой поверхности окружен одномерной спиново поляризованной областью, а квантовая атомно шероховатая граница жидкость-кристалл обязательно ферромагнитно упорядочена; что меняет всю картину кристаллизации. Квантовые особенности границы раздела жидкость — кристалл наблюдаются на той части кривой равновесия [1], где энтропия перехода мала, т.е. вблизи плоских участков фазовой ( $P, T$ ) диаграммы. Для  $^3\text{He}$  это либо область вблизи минимума на кривой плавления  $T \sim 0,3$  К, либо низкотемпературная область  $T < 1$  мК, в которой жидкий  $^3\text{He}$  сверхтекуч, а твердый  $^3\text{He}$  антиферромагнитен.

2. Точечным дефектом атомно гладкой границы является излом на ступени поверхности раздела кристалл — жидкость (см. рис. 1) [3, 1]. Большая амплитуда нулевых колебаний в  $^3\text{He}$  должна была бы (аналогично  $^4\text{He}$ ) приводить к делокализации излома в направлении вдоль ступени и к образованию зоны. Движение излома в  $^3\text{He}$  сопровождается присоединением к кристаллу спинов произвольной ориентации, что меняет спиновое состояние ступени и делает различные положения излома трансляционно неэквивалентными. Это нарушает когерентность движения излома и препятствует образованию зоны. Однако возможность подбарьерных переходов излома на соседние узлы приводит к сильному обменному взаимодействию атомов кристалла на ступени вблизи излома. Рассмотрим для примера обменные поправки к состоянию атомов 1, 2 на рис. 1, обусловленные процессами виртуального смещения излома с

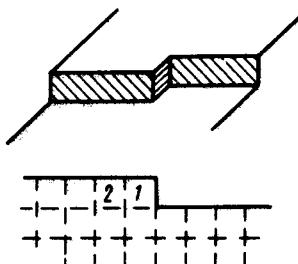


Рис.1

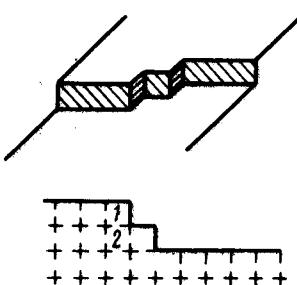


Рис.2

последующим возвращением на место. При перемещении излома налево на два узла атомы 1, 2 переходят из кристалла в жидкость, и в жидкости возникают две новые квазичастицы со спинами, равными спинам атомов 1, 2. При обратном перемещении излома суммарный спин частиц, пришедших в узлы 1, 2 равен спину в исходном состоянии, так как в противном случае в жидкости остались бы дополнительные квазичастицы. Однако спины в узлах 1, 2 могут или остаться прежними, или поменяться местами. Тем самым снимается вырождение по направлению спина для атомов на ступени. Соответствующий обменный интеграл определяется вероятностью туннелирования излома и должен быть величиной порядка 1 К. Это обменное взаимодействие приводит к поляризации спинов на ступени. Энергия системы уменьшается при увеличении размера поляризованной области  $R_o$ , как  $\Delta(a/R_o)^2$ , где  $\Delta$  – величина порядка обменного интеграла. При  $T > I_{sol}$  ( $I_{sol} \sim 1$  мК обменная энергия в твердом  $^3\text{He}$ ) поляризации ступени препятствует энтропийный фактор, а при  $T < I_{sol}$  проигрыш в энергии при поляризации связан с разрывом антиферромагнитных связей в кристалле. Вопрос о размере поляризованной области является одномерным аналогом задачи о вакансии в кристалле  $^3\text{He}$  [4, 5]. Минимум свободной энергии достигается при образовании ферромагнитной области вблизи излома размера

$$R_o = a \left( \frac{2}{\ln 2} \frac{\Delta}{T} \right)^{1/3}, \quad R_o = a \left( \frac{2\Delta}{I_{sol}} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Первая формула (1) относится к случаю  $T \sim 0,3$  К  $>> I_{sol}$ , когда спины в кристалле разупорядочены. Вторая – к случаю  $T \lesssim I_{sol}$ , когда кристалл антиферромагнетен. В принципе обменное взаимодействие на поверхности кристалла, связанное с выходами атомов в жидкость с последующим возвращением в кристалл, должно иметь место и в отсутствие изломов. Однако в этом случае обменные интегралы малы вследствие большой величины энергии промежуточных состояний, обусловленной необходимостью образования дефекта поверхности при переходе атома в жидкость. В магнитном поле размер поляризованной области вблизи излома (1) возрастает. При  $T \sim 0,3$  К,  $R(H) = R_o \{ \ln 2 / \ln(1 + \exp \times [-2\beta H/T]) \}^{1/3}$ . При  $T \lesssim I_{sol}$  увеличение  $T$  зависит от конкретной структуры антиферромагнитного  $^3\text{He}$ . Для наблюдения такого рода обменных эффектов на границе раздела кристалл – жидкость необходимо выполнение условия отсутствия рассеяния в жидкости  $T \ll \epsilon_F$  ( $\epsilon_F$  – энергия Ферми жидкого  $^3\text{He}$ ). Свойства поляризованных областей

аналогичны свойствам вакансий [6 – 8] с тем существенным отличием, что движение этих областей обеспечивается быстрым переносом спина через жидкую фазу с сильным обменным взаимодействием.

3. Рассмотренная выше ситуация соответствует атомно гладкой поверхности с малым числом дефектов. Атомно шероховатая (с атомной концентрацией дефектов) поверхность уже наблюдалась в  $^4\text{He}$ , и можно ожидать, что это явление существует и в  $^3\text{He}$ . Образование излома сопровождается поляризацией части поверхности и, поэтому атомно шероховатая поверхность обязательно ферромагнитна. Двумерные флуктуации разрушают дальний порядок. Характерный масштаб таких флуктуаций при  $T \ll \Delta$   $L \sim a \exp(\Delta/T)$ , что существенно при  $T \approx 0,3$  К. При  $T \lesssim l_{sol}$ ,  $L$  обычно больше размера образца. Ферромагнитное упорядочение поверхности  $^3\text{He}$  уже обсуждалось (см., например, [9]) исходя из модели нулевых вакансий. На основании данных о поверхности  $^4\text{He}$  и о вакансиях в твердом гелии, рассматриваемый в настоящей работе механизм обмена для границы жидкость – кристалл  $^3\text{He}$  представляется более реалистичным. Переход от атомно гладкой к атомно шероховатой (квантовой) поляризованной поверхности должен зависеть от магнитного поля подобно переходу в вакансационную ферромагнитную fazu в объеме твердого  $^3\text{He}$  [10, 11]. Такой магнитный переход на поверхности может оказаться одной из причин обнаруженных (см. обзор [12]) термодинамических аномалий кристаллизации  $^3\text{He}$  в магнитном поле при низких температурах.

4. Особый интерес представляет кристаллизация и плавление  $^3\text{He}$  при которых атомно шероховатая поверхность движется, оставаясь поляризованной. Время спиновой релаксации, связанное с диполь-дипольным взаимодействием  $\tau_d$  велико (при низких температурах  $\tau_d$  может достигать десятков минут), и движение границы обычно происходит при сохранении полного спина. При движении границы спины, направленные параллельно поляризации границы, просто присоединяются (отсоединяются) к границе, что соответствует зонному движению дефектов. Противоположно направленные спины могут только "просачиваться" сквозь границу. Это просачивание осуществляется за счет обменного взаимодействия в направлении, перпендикулярном границе. Механизм такого обмена проиллюстрирован на примере двух изломов ступени на рис.2: при смешении изломов влево с последующим возвращением на место, спины атомов 1, 2 могут менять состояния при неизменном состоянии остальных частиц. Величина соответствующего обменного интеграла также порядка  $\Delta$ . Оценка для скорости просачивания перевернутых спинов сквозь граничный ферромагнитный слой

$$v \lesssim (\Delta a/\hbar) \exp(-z/a), \quad (\Delta a/\hbar)(a/z)^2 \exp(-\Delta/T). \quad (2)$$

Толщина граничного слоя  $z$  составляет несколько атомных размеров и (2) оказывается гораздо меньше скорости присоединения спинов, параллельных поляризации границы,  $\Delta a/\hbar$ . Первая из скоростей (2) относится к области низких температур и определяется туннелированием спина сквозь слой, вторая – задается классической надбарьерной диффузией.

Движение границы за счет присоединения спинов сопровождается возникновением противоположных поляризаций жидкости и твердой фазы. При  $T \sim 0,3$  К это не очень существенно: поляризованные домены размера  $L$  быстро рассасываются за счет спиновой диффузии, а полный поток спина через границу равен нулю. При  $T \lesssim l_{sol}$  движение сопровождается потоком полного спина через границу и противоположными поляризациями жидкости и кристалла. Скорость движения границы пропорциональна разности химических потенциалов спинов, параллельных поляризации границы, в жидкой и твердой фазах. Поляризация жидкости приводит к резкому уменьшению этой разности и падению скорости движения (при заданном внешнем давлении). Дальнейшее движение границы обусловлено либо спиновой релаксацией в жидкой фазе, либо рассмотренным выше механизмом просачивания перевернутых спинов сквозь границу. Поляризация твердой фазы слабо влияет на скорость движения границы и при  $T \lesssim l_{sol}$  требует избыточного давления меньше  $10^{-2} \div 10^{-3}$  атм.

Рост атомно гладких поверхностей  ${}^3\text{He}$  определяется возникновением магнитной структуры (1), что приводит к появлению дополнительного малого множителя  $\exp \{-(3/4)(4 \ln 2)^{2/3} (\Delta/T)^{1/3}\} = \exp \{-(3/2)(R/a) \ln 2\} \ll 1$ .

Выражаем благодарность А.Ф.Андрееву, К.О.Кешишеву и А.Я.Паршину за полезные обсуждения.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 сентября 1981 г.

## Литература

- [1] Андреев А.Ф., Паршин А.Я. ЖЭТФ, 1978, **75**, 1511.
- [2] Кешишев К.О., Паршин А.Я., Бабкин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 63; ЖЭТФ, 1981, **80**, 716.
- [3] Френкель Я.И. Собрание трудов, изд. АН СССР, М.-Л., 1956, т.2.
- [4] Андреев А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1976, **24**, 608.
- [5] Héritier M., Lederer P. J. Phys. Lett., (Paris), 1977, **38**, 209.
- [6] Мейерович А.Э. Письма в ЖЭТФ, 1977, **25**, 485.
- [7] Иорданский С.В. Письма в ЖЭТФ, 1977, **26**, 183.
- [8] Пирадашвили И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1978, **28**, 276; ЖЭТФ, 1980, **79**, 1908.
- [9] Иорданский С.В., Смирнов А.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 422.
- [10] Sokoloff G.B., Widom A. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**, 673; J. Low. Temp. Phys., 1975, **21**, 463.
- [11] Андреев А.Ф., Марченко В.И., Мейерович А.Э. Письма в ЖЭТФ, 1977, **26**, 40.
- [12] Landesman A. J. Phys. (Paris), 1978, C39, (LT-15), 6.