

МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ ТВЕРДОГО He^3 .

А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, А.Э.Мейерович

Исследованы возможные фазы твердого He^3 при сверхнизких температурах. Показано, что экспериментальные данные [7] свидетельствуют о существовании на кривой плавления в магнитных полях больших $0,2 \text{ тл}$ ферромагнитной фазы, содержащей более $0,6\%$ нулевых вакансий.

В квантовых кристаллах гелия благодаря большой величине амплитуды нулевых колебаний имеется принципиальная возможность [1 – 3] существования нулевых вакансий, концентрация которых конечна при нуле температуры. В случае He^3 поведение вакансий весьма чувстви-

тельно к состоянию системы ядерных спинов. Ферромагнитное упорядочение спинов приводит к понижению энергии вакансии по сравнению с пара- и антиферромагнитными состояниями на значительную величину порядка 10 К [4 – 6]. Поэтому существование нулевых вакансий в He^3 возможно, скорее всего, лишь в ферромагнитном состоянии. Соколов и Вайдем [6] высказали интересную идею о том, что наблюдавшийся экспериментально [7] рост температуры магнитного упорядочения [8] с увеличением приложенного магнитного поля может свидетельствовать о переходе He^3 в ферромагнитное состояние с нулевыми вакансиями. Однако проведенный ими качественный анализ не учитывает, в частности, того факта, что вакансии при неполной поляризации ядерных спинов должны представлять собой макроскопические образования [9 – 10]. Ниже мы рассмотрим вопрос о возможных магнитных фазах твердого He^3 и покажем, что учет последнего обстоятельства существенно меняет картину явления и приводит к удовлетворительному объяснению экспериментальных данных Куммера и др. [7].

Рассмотрим ферромагнитно упорядоченный He^3 при нуле температуры. Предположим, что минимальная энергия образования вакансии отрицательна. Энергия вакансии $\epsilon(\mathbf{p})$ вблизи дна зоны как функция квазиимпульса \mathbf{p} в этом случае равна $\epsilon(\mathbf{p}) = -\epsilon_0 + p^2/2M$, где $\epsilon_0 > 0$, M – эффективная масса вакансии. Равновесное состояние системы соответствует фермиевскому заполнению всех отрицательных уровней, т.е. уровней с $p < (2M\epsilon_0)^{1/2}$. Концентрация нулевых вакансий x и их энергия E_v в расчете на один узел решетки равны [1]

$$x = \frac{(2M\epsilon_0)^{3/2}}{6\pi^2 N\hbar^3}, \quad E_v = -\frac{(2M\epsilon_0)^{5/2}}{30\pi^2 N\hbar^3 M}, \quad (1)$$

где N – число узлов решетки в единице объема. Энергия ферромагнетика равна

$$E_f = \theta/2 - \mu H + E_v. \quad (2)$$

Здесь первый член представляет собой обменную энергию в приближении молекулярного поля (см., напр. [11]), второй – энергию во внешнем (большем поля насыщения) магнитном поле H ; θ – постоянная закона Кюри – Вейсса для восприимчивости $\chi \sim (T + \theta)^{-1}$ в парамагнитном состоянии, μ – магнитный момент ядра He^3 . Формула (2) фактически определяет свободную энергию ферромагнитной фазы, поскольку, как будет видно ниже, температурные поправки малы в рассматриваемой области температур.

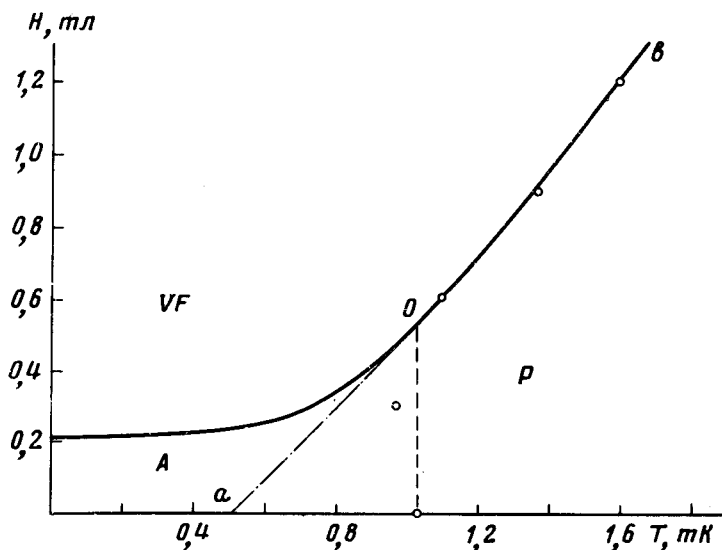
Свободная энергия парамагнитного состояния в приближении молекулярного поля равна

$$F_p(T) = -\frac{\mu^2(H - H_e)^2}{2\theta} - T \ln \left(2 \operatorname{ch} \frac{\mu H_e}{T} \right), \quad (3)$$

где H_e — эффективное поле, связанное с внешним полем соотношением

$$\mu H_e = \mu H - \theta \operatorname{th} \frac{\mu H_e}{T}.$$

Формула (3) написана без учета вклада вакансий, поскольку, как будет видно ниже, их концентрация в парамагнитной фазе весьма мала.



Приравнявая выражения (2) и (3), определяем температуру $T_0(H)$ фазового перехода I рода из парамагнитного состояния в состояние вакансионного ферромагнетика, сопровождающегося скачком концентрации вакансий. Зависимость $T_0(H)$ изображена на рис. кривой ao . Параметры θ и E_v были выбраны так, чтобы удовлетворить данным работы [7], представленным на кривой ao кружочками. Оказалось, что $\theta \approx 0,9$ мК, $|E_v| \approx 0,8$ мК, откуда с помощью формул (1) находим концентрацию нулевых вакансий $x = 6 \cdot 10^{-3} (M/m)^{3/5}$ и энергию $\epsilon_0 \approx 0,3 (m/M)$ К, где m — масса атома He^3 (величина $(M/m)^{3/5}$ вряд ли существенно превосходит единицу). Поскольку $|E_v| \sim \theta$, имеем по порядку величины $\epsilon_0 \sim \theta (\Delta/\theta)^{3/5}$, где $\Delta \sim \hbar^2 N^{1/3}/M \sim 10$ К — ширина энергетической зоны вакансий в ферромагнитной фазе. Ферромагнитную фазу можно считать находящейся в основном состоянии с энергией (2) при температурах много меньших энергии Ферми вакансий $T_F \sim \epsilon_0$ и температуры Кюри $T_c \sim x \Delta \sim \Delta (\epsilon_0/\Delta)^{1/2} \sim \theta (\Delta/\theta)^{1/5}$, обусловленной обменным взаимодействием спинов через вакансии. Оба эти условия выполнены. Концентрация вакансий в парамагнитной фазе (ср. [9]) определяется соотношением

$$x_p \sim \exp \left\{ \frac{\epsilon_0}{T} - \frac{5}{6} \frac{\pi^2 \hbar^2}{MT} \left[\frac{4MN}{\pi \hbar^2} (F_p(0) - F_p(T)) \right]^{2/5} \right\},$$

где $F_p(0)$ равно энергии ферромагнитной фазы без учета вклада вакансий. На кривой фазового перехода имеем $|\ln x_p| \sim (\epsilon_0/T)$, откуда следует, что при $T \sim \theta$ концентрация вакансий экспоненциально мала.

Таким образом, экспериментальные данные в сильных полях приводят к значению $\theta = 0,9$ мК, что свидетельствует об антиферромагнитном упорядочении He^3 в отсутствие магнитного поля с температурой Нееля порядка 1 мК. Такой переход действительно наблюдается [7, 8, 12].

Свободная энергия антиферромагнетика в приближении молекулярного поля с двумя подрешетками равна

$$F_a(T) = \frac{\mu^2 H_c^2 T_N}{2(T_N + \theta)^2} - \frac{\mu^2 H^2}{2(T_N + \theta)} - T \ln \left\{ 2 \text{ch} \left(\frac{\mu H_c T_N}{T(T_N + \theta)} \right) \right\}, \quad (4)$$

где T_N — температура Нееля, отличающаяся, вообще говоря, от θ , $H_c(T)$ — критическое поле схлопывания подрешеток, определяемое соотношением

$$\frac{\mu H_c}{T_N + \theta} = \text{th} \left\{ \frac{\mu H_c T_N}{T(T_N + \theta)} \right\}.$$

Предполагается, что H значительно превосходит поле опрокидывания подрешеток. Продолжение линии фазового перехода I рода в область низких температур (участок Oc сплошной кривой на рис.) определялось из условия равенства выражений (4) и (2) при $T_N = 1,03$ мК (см. [7]). Пунктирная линия на рисунке есть кривая фазового перехода II рода из антиферро- в парамагнитное состояние $H = H_c(T)$.

Мы приходим, таким образом к выводу, что вакансионная ферромагнитная фаза (VF) должна существовать лишь в магнитных полях, больших $0,2$ тл. Трикритическая точка O соответствует $H \approx 0,5$ тл и $T \approx T_N$.

Выражаем благодарность И.Л.Ландау за большую помощь в обработке экспериментальных данных и И.М.Лифшицу, Л.П.Питаевскому и А.И.Шальникову за полезное обсуждение работы.

Институт
физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июня 1977 г.

Литература

- [1] А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 56, 2057, 1969.
- [2] G.V.Chester. Phys. Rev., A2, 256, 1970.
- [3] И.Е.Дзялошинский, П.С.Кондратенко, В.С.Левченков. ЖЭТФ, 62, 1574, 2318, 1972.
- [4] R.A.Guyer. Journ. of Low Temp. Phys., 8, 427, 1972.
- [5] N.Sullivan, G.Deville, A.Landesman. Phys. Rev., B11, 1858, 1975

- [6] G.B.Sokoloff, A.Widom. Phys. Rev. Lett., **35**, 673, 1975; Journ. of Low Temp. Phys., **21**, 463, 1975; Phys. Rev., **B14**, 1146, 1976.
- [7] R.B.Kummer, E.D.Adams, W.P.Kirk, A.S.Greenberg, R.M.Mueller, C.V.Britton, D.M.Lee. Phys. Rev. Lett., **34**, 517, 1975.
- [8] W.P.Halperin, C.N.Archie, F.B.Rusmussen, R.A.Buhrman, R.C.Richardson. Phys. Rev. Lett., **32**, 927, 1974.
- [9] А.Ф.Андреев. Письма в ЖЭТФ, **24**, 608, 1976.
- [10] А.Э.Мейерович. Письма в ЖЭТФ, **25**, 485, 1977.
- [11] Дж.Смарт. Эффективное поле в теории магнетизма. М., "Мир", 1968.
- [12] M.Bernier, J.M.Delrieu. Phys. Lett., **60A**, 156, 1977.
-