

ДВУМЕРНЫЙ КВАНТОВЫЙ КРИСТАЛЛ С НУЛЕВЫМИ ВАКАНСИЯМИ – He³ НА ГРАФИТЕ

М.В.Фейгельман

Показано существование двумерного квантового кристалла с вакансиями в основном состоянии. Вычислен связанный с вакансиями вклад в теплоемкость и парамагнитную восприимчивость. Показано существование фазового перехода — конденсации вакансий в ферромагнитную каплю.

В последние годы широко исследуются различные структуры, возникающие в субмонослойных пленках гелия, адсорбированного на основной грани графита [1 – 3]. Кроме двумерных аналогов обычных фаз найден кристалл, представляющий собой треугольную правильную сверхрешетку структуры $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ на решетке графита. При стехиометрической концентрации n_c атомов гелия один атом приходится на три минимума потенциального рельефа. Этот согласованный кристалл (СК) существует при плотностях $n = (0,85 \div 1,05)n_c$ [3]. Постоянный период кристаллической решетки при различной плотности может обеспечиваться расслоением, либо появлением вакансий (или лишних атомов). Поскольку СК является сжатом, как и все другие твердые фазы гелия, можно ожидать, что в интервале плотностей того же порядка будет осуществляться вторая ситуация. Тогда мы будем иметь квантовый кристалл с концентрацией вакансий в основном состоянии $x_v = \frac{(n_c - n)}{n_c} \lesssim 0,1$. Свойства таких кристаллов обсуждались Андреевым и Лифшицем [4]. В частности, СК He⁴ с $x_v \neq 0$ должен быть сверхтекучим.

В этой работе мы рассмотрим свойства СК He³ связанные со структурой магнитных вакансий. Этот вопрос рассматривался в [11], но результат оказался качественно неверным, так как не рассматривались неоднородные состояния (флуктуоны). При низких температурах вакансии в He³ делокализованы (ширина зоны $\Delta \sim 10\text{K}$), что приводит к появлению косвенного обмена с $J_{eff} \sim \Delta \gg J_0 \sim 1 \text{ мК}$. Эта задача сводится к вырожденной модели Хаббарда, рассмотренной впервые Нагаокой [5]. В применении к плоским решеткам методы [5] дают ферромагнитное основное состояние для квадратной и шестиугольной решеток. Для треугольной решетки структура основного состояния неизвестна, но можно показать, что оно не ферромагнитное. Поэтому далее мы будем иметь в виду шестиугольную решетку He³. Возможные способы ее получения будут указаны ниже. Разумеется, Δ и J_0 в плоской решетке будут не такими как в ОЦК He³, однако существенное неравенство $\Delta \gg J_0$ сохранится. Как показал Андреев [6], при $J_0 \ll T \ll \Delta$ вокруг вакансии образуется ферромагнитно упорядоченная область флуктуонного типа [7] радиуса $R \gg a$. Для плоской решетки вариационный метод [6] дает

$$R/a = (\hbar^2 \gamma^2 / 2\pi \ln 2 m a^2 T)^{1/4}; \quad F_{vac} = x_v \left(\frac{\hbar^2}{m a^2} \right)^{1/2} T^{1/2} (\pi \ln 2)^{1/2} \gamma, \quad (1)$$

где $m \sim \hbar^2 / \Delta a^2$ — эффективная масса вакансии, $\gamma = 2,405$ — первый корень функции $J_0(z)$. F_{vac} — свободная энергия флуктуонов в расчете на один атом гелия. С каждым флуктуоном связан большой магнитный момент $\mu' = (\pi R^2 / a^2) \mu_{\text{He}^3} \sim (\Delta / T)^{1/2} \mu_{\text{He}^3}$. Поэтому присутствие вакансий заметно влияет на парамагнитную восприимчивость кристалла:

$$\chi \sim \frac{\mu_{\text{eff}}^2}{T} = \frac{\mu_{\text{He}^3}^2}{T} \left(1 + x_v \frac{\Delta}{T}\right). \quad (2)$$

Кроме того вакансии создают значительный при низких температурах вклад в теплоемкость:

$$C_{\text{vac}} = -T \frac{\partial^2 F_{\text{vac}}}{\partial T^2} \sim x_v \left(\frac{\Delta}{T}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Предыдущее рассмотрение не учитывает взаимодействие флуктуонов и возможность их конденсации. Найдем теперь энергию состояния, в котором все вакансии находятся в одной ферромагнитно упорядоченной (Φ) области. При $T \ll \Delta$ имеем вырожденный фермигаз вакансионных. Пренебрегая вначале упругим отталкиванием, получим концентрацию $x(T)$ вакансий в области Φ и свободную энергию $\tilde{F}_{\text{vac}}(T)$ вакансий в расчете на один атом гелия (напомним, что полное число вакансий у нас постоянно):

$$x(T) = \left(\frac{ma^2 T \ln 2}{\pi \hbar^2}\right)^{1/2}; \quad \tilde{F}_{\text{vac}}(T) = \left(\frac{\hbar^2}{ma^2}\right)^{1/2} T^{1/2} (\pi \ln 2)^{1/2} \sqrt{2} x_v. \quad (4)$$

Сравнивая (1) и (4) видим, что конденсация флуктуонов уменьшает энергию. Разумеется, это вычисление осмыслено лишь при столь малых $x(T)$, что можно пренебречь упругим взаимодействием вакансий. Однако мы можем утверждать, что при температуре T_c такой, что $\tilde{F}_{\text{vac}} + \tilde{F}_{\text{vac}}^{\text{упр}} = F_{\text{vac}}$ произойдет фазовый переход первого рода с конденсацией вакансий в Φ каплю. При дальнейшем понижении температуры область Φ будет расти. Оценим T_c , вычисляя первую поправку по взаимодействию к энергии вырожденного ферми-газа с отталкиванием. В силу упругой изотропии гексагональной решетки взаимодействие вакансий $W(r) = W \frac{a^4}{r^4} e^{-\kappa r}$, где $W \sim Mc^2$ (M — масса атома, c — скорость звука), $\kappa \approx \omega_0 / a \omega$ дебая (экспоненциальный множитель связан с наличием щели $\hbar \omega_0$ в фоновом спектре согласованного кристалла). Поскольку вакансии в области Φ есть фермионы с фиксированной проекцией спина, s -рассеяние отсутствует, и необходимо учесть p -рассеяние. В результа-

те (считая $\omega_0 \ll \omega_{\text{дебая}}$) получим

$$x(T_c) \sim \Delta/\omega \ll 1, \quad T_c \sim \Delta(\Delta/\omega)^2. \quad (5)$$

При $x_v \gg x(T_c)$ необходимо учитывать взаимодействие флуктуонов также и в "газовой" фазе перед переходом, что может изменить его характер.

Укажем, в заключение, что шестиугольная решетка может быть получена либо замещением $1/3$ атомов He из треугольной решетки атомами Cs, образующими решетку 3×3 (эта структура должна осуществляться из-за сильного дипольного отталкивания Cs на графите [8]), либо адсорбцией He на графите, покрытым монослоем Ne [9, 10].

Автор благодарен С.В.Иорданскому, А.Э.Мейеровичу, В.Л.Покровскому и Г.В.Уймину за важные обсуждения работы на всех ее этапах.

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

Поступила в редакцию
22 марта 1978 г.

Литература

- [1] M.Bretz at all. Phys. Rev., A8, 1589, 1973; R.Elgin, D.Goodstein. Phys. Rev., A9, 2657, 1974; M.Bretz. Phys. Rev. Lett., 38, 501, 1977; S.Hering, S.Van Sciver, O.Vilches. J. Low Temp. Phys., 25, 793, 1976.
- [2] R.Rollefson. Phys. Rev. Lett., 29, 410, 1972; B.Cowan at all. Phys. Rev. Lett., 38, 165, 1977.
- [3] M.Nielsen, J.Mc Tague, W.Ellenson. J. de Physique, 38, C4-1, 1977.
- [4] А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 56, 2057, 1969.
- [5] Y.Nagaoka. Phys. Rev., 147, 392, 1966.
- [6] А.Ф.Андреев. Письма в ЖЭТФ, 24, 608, 1976.
- [7] М.А.Кривоглаз. УФН, 111, 617, 1973; Э.Л.Нечаев. УФН, 117, 437, 1975.
- [8] I.Lander, I.Morrison. Surf. Sci., 6, 1, 1967.
- [8] G.Huff. I.Dash. J. Low Temp. Phys., 24, 155, 1976.
- [10] A.Novaco. Phys. Rev., B15, 5217, 1977.
- [11] R.Cuyer. Phys. Rev. Lett., 39, 1091, 1977.