Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 9, стр. 628 – 631 *5 ноября 1974 г.*

НОВАЯ МОДЕЛЬ АНИЗОТРОПНОЙ ФАЗЫ СВЕРХТЕКУЧЕГО He^3

В.Л.Березинский

Показано, что при достаточно большой величине фактора обменного усиления в He^3 существует возможность спаривания в состояниях со спином $s = 1$ и *четными* орбитальными моментами. Это не противоречит принципу Паули, так как средняя многовременная волновая функция пар (аномальная функция Грина) зависит нечетным образом от разности временных аргументов.

Причины, по которым у He^3 имеется несколько сверхтекучих фаз, а также природа различия между фазами пока не вполне ясны. Если принять, что в этих фазах имеет место спаривание со спином $s = 1$, то хотя соображения симметрии допускают при этом возможность различных фаз, из микроскопических расчетов следует, что при довольно общих предположениях минимуму свбодной энергии должна отвечать только квазиизотропная фаза, описанная Бальяном и Вертхаммером [1]. Андерсон и Бринкман [2] предположили, что это заключение изменится, если учесть взаимодействие через флуктуации спиновой плотности. Их большая величина в He^3 ожидается в связи с тем, что He^3 близок к ферромагнитному переходу, т. е. фактор обменного усиления (фактор Стонера) велик:

$$S = \chi(0, 0)/\chi_{\text{невз}} = (1 + F_0^{(a)})^{-1} >> 1 \tag{1}$$

($\chi_{\text{невз}}$ – восприимчивость невзаимодействующих квазичастиц, $\chi(0, 0)$ – восприимчивость при $k_0 = 0$, $\mathbf{k} = 0$; $F_0^{(a)}$ – ферми-жидкостная амплитуда обменного взаимодействия при $l = 0$). Разбирая работу [2], автор обнаружил возможность нового типа анизотропной фазы, по-видимому, не отмечавшегося ранее. Настоящее сообщение посвящено краткому описанию этой возможности.

Парный конденсат, как известно, описывается аномальной функцией Грина (функцией Горькова). Используем температурные функции Грина в спинорно-ковариантной форме ($g_{\lambda\nu} = (i\sigma_y)_{\lambda\nu}$ – метрический тензор спинорной алгебры, $\psi(1) = \psi(\tau_1 \mathbf{r}_1)$, τ – температурное время)

$$F^{\alpha}_{\beta}(1, 2) = - < T_\tau(\psi^{\alpha}(1)\psi^{\lambda}(2) > g_{\lambda\beta}. \tag{2}$$

Для триплетного конденсата фурье-образ (2) и соответствующей собственно энергетической части (т. е. матрицы щели) имеет вид ($\omega_m = (2m+1)\pi T$):

$$F^{\alpha}_{\beta}(\omega_m, \mathbf{p}) = \mathbf{F}(\omega_m, \mathbf{p})(\vec{\sigma})^{\alpha}_{\beta}; \quad \Delta^{\alpha}_{\beta}(\omega_m, \mathbf{p}) = \vec{\Delta}(\omega_m, \mathbf{p})(\vec{\sigma})^{\alpha}_{\beta}. \tag{3}$$

Из перестановочных соотношений ферми операторов следует *только* что

$$\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(2,1) = -\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(1,2);\ \ \mathbf{F},\ \vec{\Delta}(-\omega_m,\ -\mathbf{p}) = -\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(\omega_m,\mathbf{p}). \qquad (4)$$

Обычно рассматривают состояния, для которых имеют место соотношения

$$\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(\omega_m,\ \mathbf{p}) = -\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(\omega_m,\ -\mathbf{p}) = \mathbf{F},\ \vec{\Delta}(-\omega_m,\ \mathbf{p}). \qquad (4а)$$

Мы же покажем, что могут быть состояния, где (4) выполнено за счет нечетной зависимости $\mathbf{F}$, $\vec{\Delta}$ от $\tau_1 - \tau_2$ или ω и *четной* относительно $\mathbf{p}$:

$$\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(\omega_m,\ \mathbf{p}) = \mathbf{F},\ \vec{\Delta}(\omega_m,\ -\mathbf{p}) = -\mathbf{F},\ \vec{\Delta}(-\omega_m,\ \mathbf{p}). \qquad (4б)$$

Для возможности состояний (4б) надо, чтобы $\mathbf{F}$ и $\vec{\Delta}$ зависели от ω. При $T_c << \epsilon_F (T_c$ – температура перехода), $\mathbf{F}$ и $\vec{\Delta}$ сосредоточены в области $|\xi| \lesssim T_c << \epsilon_F$ (где $\xi = \epsilon_p - \mu$ и μ – химпотенциал). Значит, должен существовать масштаб $\omega_S << \epsilon_F$, чтобы была область, где еще нет зависимости от ξ, но есть зависимость от ω/ω_S. Такая ситуация, как увидим, имеет место при условии (1) в силу запаздывающего характера взаимодействия через обмен парамагнонами; масштабом служит характерная частота

$$\omega_S = \frac{2^{3/2}}{\pi}(p_F^2/m^*)S^{-3/2} \sim \epsilon_F S^{-3/2}. \qquad (5)$$

(Возможно, в состояниях (4б) пары состоят из двух атомов с суммарным спином $s = 0$ и виртуальных парамагнонов с суммарным спином $s' = 1$; тогда для функции (2), содержащей интегрирование по парамагнонным координатам, должно выполняться (4б)).

Рассмотрим линеаризированное уравнение для щели, соответствующее началу конденсации. При $T_c << \epsilon_F$ можно обычным образом исключить области $|\xi| > \xi_\lambda$ (где $T_c << \xi_\lambda << \epsilon_F$) и уравнение примет вид

$$\vec{\Delta}(\omega,\ \mathbf{n}) = -T\sum_{(\omega')}\int_{-\xi_\lambda}^{\xi_\lambda} d\xi \frac{a^2}{\omega'^2 + \xi^2}\int (d\mathbf{n}')\rho_F V^{(t)}(\omega,\mathbf{n};\omega',\mathbf{n}')\vec{\Delta}(\omega',\mathbf{n}'). \qquad (6)$$

Здесь $V^{(t)}$ – эффективное взаимодействие в триплетном состоянии, $\rho_F = m^* p_F/2\pi^2$, $(d\mathbf{n}) = \frac{1}{4\pi}\sin\theta d\theta d\phi$. $V^{(t)}$ выражается через вершинную часть в перекрестном канале (частица – дырка); используя для этой вершинной части уравнение, известное из теории ферми-жидкости и переходя к мнимым частотам, найдем, что при условии (1) в $V^{(t)}$ возникают особенности при $|\mathbf{n} \pm \mathbf{n}'| \to 0$, $|\omega \pm \omega'| \to 0$, имеющие вид

$$a^2 \rho_F V^{(t)} \begin{pmatrix} \mathbf{n} \to \pm \mathbf{n}' \\ \omega \to \pm \omega' \end{pmatrix} \cong \frac{(\pm 1)}{4} \left(S^{-1} \frac{\pi m^*}{2 p_F^2} \frac{|\omega \pm \omega'|}{|\mathbf{n} \pm \mathbf{n}'|} + b |\mathbf{n} \pm \mathbf{n}'|^2 \right)^{-1}. \tag{7}$$

Константы a и b в (7) имеют следующий смысл: a – константа перенормировки полюсной части функции Грина; $p_F^{-2} b^{-1}$ – квадрат Орнштейн–Церниковского радиуса спиновых корреляций ($b_{\text{невз}} = 1/12$). Знаменатель в (7) есть, в сущности, разложение $[\chi(k_0, k) - \chi(0, 0)] / \chi_{\text{невз}}$ при $|k_0 / k v_F| << 1$, $(k/p_F)^2 << 1$, где $k_0 = i(\omega \pm \omega')$, $k = p_F |\mathbf{n} \pm \mathbf{n}'|$. Из (7) следует, что $V^{(t)}$ может быть представлено в виде

$$a^2 \rho_F V^{(t)} = W(\mathbf{n}\mathbf{n}') - \frac{1}{4} \left[\frac{1}{4b} \ln S + U\left(\frac{|\omega - \omega'|}{\omega_S} \right) \right] \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') +$$

$$+ \frac{1}{4} \left[\frac{1}{4b} \ln S + U\left(\frac{|\omega + \omega'|}{\omega_S} \right) \right] \delta(\mathbf{n} + \mathbf{n}'), \tag{8}$$

где $W(\mathbf{n}\mathbf{n}') = - W(-\mathbf{n}\mathbf{n}')$ – регулярная часть $V^{(t)}$ и $U(|z|)$ – функция вида

$$U(|z|) = \lim_{\lambda \to \infty} \left\{ \int_0^\lambda \frac{u\,du}{1 + \frac{|z|}{u} + 2 b u^2} - \frac{1}{2b} \ln \lambda \right\}, \tag{9}$$

$$U(|z| << 1) \cong \frac{1}{2b} \ln 2b - \frac{1}{4} \pi |z| / \sqrt{2b}\,; \quad U(|z| >> 1) \cong - \frac{1}{6b} \ln \frac{|z|}{2b}.$$

Уравнение (6) распадается на два независимых, в подпространствах P': $\hat{\Delta}(\omega, \mathbf{n}) = -\hat{\Delta}(\omega, -\mathbf{n}) = \hat{\Delta}(-\omega, \mathbf{n})$ и P'': $\hat{\Delta}(\omega, \mathbf{n}) = \hat{\Delta}(\omega, -\mathbf{n}) = -\hat{\Delta}(-\omega, \mathbf{n})$, инвариантных относительно $V^{(t)}$(8). На P'' имеем: $\delta(\mathbf{n} + \mathbf{n}') P'' = \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') P''$, $W(\mathbf{n}\mathbf{n}') P'' = 0$, и в (6) можно интегрировать по ξ в пределах $\pm\infty$, так как масштабом обрезания здесь служит $\omega_S << \epsilon_F$. Решения типа P'' дают начало состояниям типа (4б). Мы выпишем сразу нелинеаризированные уравнения для таких состояний. Функции Грина в состояниях (4б) имеют вид

$$(G^\alpha_\beta(\omega, \mathbf{p}) = G(\omega, \mathbf{p}) \delta^\alpha_\beta, \quad \mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|, \quad \xi = \epsilon_p - \mu, \quad \omega_m = (2m + 1)\pi T,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

$$G(\omega_m\,\xi) = \frac{-(i\omega_m+\xi)}{\omega_m^2+\xi^2-|\Delta(\omega_m,\mathbf{n})|^2};\quad \mathrm{F}(\omega_m,\xi) = \frac{-\Delta(\omega_n,\mathbf{n})\,\vec{\nu}}{\omega_m^2+\xi^2-|\Delta(\omega_m,\mathbf{n})|^2}, \tag{10}$$

где $\vec{\nu}$ – произвольный единичный вектор, выделяющий направление в спиновом пространстве. В принятом приближении $\Delta(\omega_m, \mathbf{n})$ имеет вид

$$\Delta(\omega_m,\mathbf{n}) = Te^{i\phi(\mathbf{n})}\Delta(\nu_m, T);\quad \phi(\mathbf{n}) = \phi(-\mathbf{n}) = \phi^*(\mathbf{n}), \tag{11}$$

где $\Delta(\nu_m) = -\Delta(-\nu_m)$ удовлетворяет уравнению ($\nu_m = (2m+1)\pi$):

$$\Delta(\nu_m) = \frac{\pi}{4}\sum_{(m')}\left\{U\left(\frac{|\nu_m-\nu_{m'}|}{\omega_S/T}\right) - U\left(\frac{|\nu_m+\nu_{m'}|}{\omega_S/T}\right)\right\}\frac{\Delta(\nu_{m'})}{\sqrt{\nu_{m'}^2-\Delta^2(\nu_{m'})}}. \tag{12}$$

Решения (12) с $\Delta \neq 0$ существуют при $T/\omega_S \gtrsim \lambda_c$, где λ_c – некоторое критическое значение. Область существования фазы имеет вид

$$\lambda_-(S) \lesssim T/\epsilon_F \lesssim \lambda_+(S);\quad \lambda_-(S>>1)\sim S^{-3/2};\quad \lambda_+(S>>1)\cong\lambda_+(\infty). \tag{13}$$

Уравнение (12), будучи точным только при $T = o(S^{-1})$, дает $\lambda_+(\infty) = \infty$. Чтобы получить $\lambda_+(\infty) < \infty$, надо уточнить (7). В общем случае $\lambda_+ = O(1)$, но есть модели, где не надо выходить из области $T << \epsilon_F$, так как $\lambda_+ << 1$ (не по S^{-1}, а по другим малым параметрам). При уменьшении S границы области (13) сближаются и при $S \leqslant S_c$ она должна исчезать. В (12) не учтено, что при $\Delta \neq 0$ взаимодействие $V^{(t)}$ само зависит от Δ (см. [2]). Учет этого не меняет (13), но может привести к решениям с другой спиновой симметрией, чем (10). Вырождение, связанное с произвольным видом функции $\phi(\mathbf{n})$ в (11) должно сниматься также при учете поправок по T/ϵ_F и членов гамильтониана, вводящих спин-орбитальную связь. Такое уточнение необходимо для нахождения возможных типов симметрии фазы и ее физических (магнитных и сверхтекучих) свойств. Эти вопросы еще подлежат исследованию.

Выражаю благодарность Л.П.Питаевскому и А.Ф.Андрееву за обсуждение.

Поступила в редакцию
12 сентября 1974 г.

Литература

[1] R.Balian, N.R.Werthammer. Phys. Rev., 131, 1553, 1963.

[2] P.W.Anderson, W.F.Brinkman. Phys. Rev. Lett., 30, 1108, 1973.