

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ, БЛИЗКОЙ К КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

В.С.Бабиченко, А.Н.Козлов

В электронной жидкости, близкой к кристаллизации, возникает эффективное притяжение между электронами и возможен переход в сверхпроводящее состояние.

Как известно, основное состояние электронной жидкости (ЭЖ) с уменьшением плотности  $n$  до некоторого значения  $n_{кр}$  становится неоднородным, и возникает волна зарядовой плотности (ВЗП) или волна спиновой плотности (ВСП). При дальнейшем уменьшении плотности образуется вигнеровский кристалл. В работе <sup>1</sup> была рассмотрена специальная модель ЭЖ, для которой ВЗП возникает в области сильного сжатия. Было показано, что вблизи неустойчивости ( $n \gtrsim n_{кр}$ ) появляется притяжение между электронами и возможен переход в сверхпроводящее состояние. В настоящей статье мы покажем, что близость к переходу в неоднородное состояние (ВЗП или ВСП) всегда приводит к появлению эффективного притяжения между электронами независимо от конкретной модели ЭЖ. Для определенности рассмотрим изотропную ЭЖ на статическом положительном фоне вблизи перехода в состояние с ВЗП. При  $n \gtrsim n_{кр}$  ЭЖ однородна, однако, велики флуктуации плотности с волновыми векторами  $|\mathbf{k}| \sim k_0$ , где  $k_0$  определяет период неоднородной фазы. Будем следовать подходу, использованному в работах <sup>2, 3</sup>. Большая величина флуктуаций плотности означает, что статическая двухчастичная вершина с передачей импульса  $|\mathbf{k}| \sim k_0$  в канале частица-дырка имеет особенность резонансного типа. Эта вершина не зависит от спинов, так как мы считаем, что обе фазы (однородная и неоднородная) парамагнитны. Представим полную статическую вершину (рис. 1) в виде суммы резонансной и гладкой частей:

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = D(\mathbf{k})\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta} - D(\mathbf{p} - \mathbf{p}')\delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma} + \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(0)}. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  – спиновые индексы, импульсы  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p}'$  лежат на поверхности Ферми,  $D$  – резонансная и  $\Gamma^{(0)}$  – гладкая части вершины. Резонансную часть статической вершины при передачах импульса  $|\mathbf{k}| \sim k_0$  ( $|k^2 - k_0^2| \ll k_0^2$ ) можно написать в виде:

$$D(\mathbf{k}) = A [(k^2 - k_0^2)^2 + r^2]^{-1}. \quad (2)$$

В этом выражении  $r$  стремится к нулю при  $n \rightarrow n_{кр}$  и  $k_0 \sim p_F$ , где  $p_F$  – импульс Ферми. Заметим, что вершина вида (2) была получена в работе <sup>1</sup> для рассматриваемой там модели ЭЖ.

Покажем, что необходимым условием устойчивости системы является отрицательность величины  $A$ . Для этого найдем динамическую поправку к резонансной части статической вершины при частотах  $|\omega| < k_0 v_F$ . Эта поправка определяется главной последовательностью диаграмм  $RPA$ , сумма которых есть:

$$D^R(\mathbf{k}, \omega) = A [(k^2 - k_0^2)^2 + r^2 - A \delta\Pi^R(\mathbf{k}, \omega)]^{-1}. \quad (3)$$

$\delta\Pi^R(\mathbf{k}, \omega) = -i\nu(\omega/kv_F)\theta(2p_F - k)$  – частотная поправка к поляризационному оператору,  $\nu = mp_F a^2/2\pi^2$  – плотность состояний,  $v_F$  – скорость Ферми. При этом масса  $m$  и скачок ферми-распределения  $a$ , определяются нерезонансной вершиной  $\Gamma^{(0)}$ . Из выражения (3) для запаздывающей вершинной части  $D^R(\mathbf{k}, \omega)$  видно, что она имеет полюс при  $k \rightarrow k_0$ ,  $r \rightarrow 0$ ,  $|\omega| \ll k_0 v_F$ , причем он лежит в нижней полуплоскости  $\omega$  только в том случае, если  $A < 0$ . Положительный знак  $A$  соответствовал бы неустойчивому состоянию.

Таким образом, резонансное взаимодействие (2) в устойчивой ЭЖ, близкой к кристаллизации, должно быть притяжением. Напишем усредненную по поверхности Ферми вершину (3) в виде

$$- \overline{vD(\mathbf{k}, \omega_n)} = \left( \frac{\Omega}{\omega_0 + |\omega_n|} \right)^{1/2} = \lambda \left( \frac{\omega_0}{\omega_0 + |\omega_n|} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\omega_0 = r^2 k_0 v_F / \pi \nu |A|$ ,  $\Omega = \pi \nu |A| k_0 v_F / (2p_F)^4$ ,  $\omega_n$  — мацубаровская частота. Если  $\lambda = -\overline{vD(\mathbf{k}, 0)} > \nu \Gamma^{(0)}$ , система будет сверхпроводящей. Достаточно близко к точке кристаллизации отталкивание несущественно, и  $T_c$  определяется уравнением Элиашберга с взаимодействием (4):

$$\Delta(\epsilon_n) = \pi T_c \sum_{\epsilon_m} \left( \frac{\Omega}{\omega_0 + |\epsilon_n - \epsilon_m|} \right)^{1/2} \frac{\Delta(\epsilon_m)}{|\epsilon_m + ia \Sigma(\epsilon_m)|}, \quad (5)$$

где

$$ia \Sigma(\epsilon_n) = \pi T_c \sum_{\epsilon_m} \left( \frac{\Omega}{\omega_0 + |\epsilon_n - \epsilon_m|} \right)^{1/2} \text{sgn } \epsilon_m. \quad (6)$$

Уравнение (5) аналогично уравнению Элиашберга для модели электрон-фононного взаимодействия с оптической фононной модой  $\omega_0$ , только функция взаимодействия в фононной модели вместо (4) имеет вид:  $\Omega^2 / (\omega_0^2 + \omega_n^2)$ , где  $\Omega$  определяется электрон-фононным взаимодействием. Фононная модель была проанализирована в работах <sup>5, 6</sup>. Следуя работе <sup>5</sup> и решая численно уравнение (5), получаем в пределе  $\omega_0 \rightarrow 0$  (сильная связь):

$$T_c = 0,26 \Omega = 0,26 \omega_0 \lambda^2. \quad (7)$$

Значения  $T_c$  при конечных  $\omega_0$  практически не отличаются от предельного вида (7), который остается справедливым и для  $\lambda \lesssim 1$ . Такое поведение (широкая область сильной связи) объясняется слабой (корневой) зависимостью взаимодействия (4) от  $\omega_0$ .

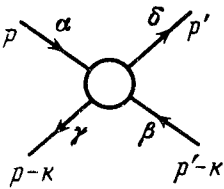


Рис. 1

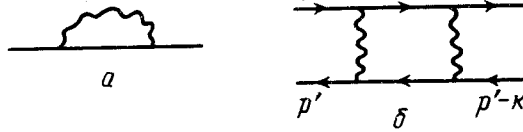


Рис. 2

Величина  $\lambda = (\Omega / \omega_0)^{1/2}$ , аналогичная константе электрон-фононного взаимодействия, определяет перенормировку массы  $m^* = (1 + \lambda) m$  и скачка ферми-распределения  $a^* = a / (1 + \lambda)$ . Диаграмма первого порядка для собственно энергетической части (рис. 2а), где волнистой линии соответствует резонансное взаимодействие  $D(\mathbf{k}, \omega)$ , является главной, если  $\Omega \ll \epsilon_F$  и  $\lambda T \ll \epsilon_F$ . Это условие оправдывает также приближение RPA, использованное в (3). При высоких температурах  $T \gg \omega_0$ , как видно из (6), затухание электронных возбуждений линейно зависит от температуры:  $1/\tau = 2\pi\lambda T$ . В соответствии с этим линейный температурный ход имеет и сопротивление, обусловленное рассеянием на критических флуктуациях плотности (3). При  $n \rightarrow n_{кр}$   $\lambda$  неограниченно растет и  $lp_F$  становится  $\sim 1$ . Поэтому переходу в неоднородное состояние должен, по-видимому, предшествовать локализационный режим.

Рассмотрим вопрос о перенормировке вершины  $\Gamma^{(0)}$ . Здесь существенны диаграммы вида рис. 2б с малой передачей импульса  $\mathbf{k}$ , когда сближаются полюса резонансных вершин

$D(k\omega)$ . Эти диаграммы соответствуют дальнедействующему притяжению и в незаряженной ферми-жидкости могут привести к фазовому переходу первого рода при конечных  $r$  <sup>4</sup>. В этом случае область  $\lambda > \nu\Gamma^{(0)}$  может оказаться недоступной в жидкой фазе. В электронной жидкости подобная опасность снимается дальнедействующим кулоновским отталкиванием.

Если ЭЖ близка к переходу в состояние ВСП <sup>7</sup>, то велики флуктуации спиновой плотности, и резонансная вершина (2) появляется в спиновом канале рассеяния <sup>3</sup>:

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(p, p', k) = D(k)\sigma_{\alpha\gamma}\sigma_{\beta\delta} - D(p-p')\sigma_{\alpha\delta}\sigma_{\beta\gamma} + \Gamma^{(0)}. \quad (8)$$

В этом случае спаривание с орбитальным моментом  $l = 0$  невозможно. Однако, возможно спаривание с  $l = 1$ , если  $k_0^2/2p_F^2 < 1$ , и с  $l = 2$ , если  $1 - 1/\sqrt{3} < k_0^2/2p_F^2 < 1 + 1/\sqrt{3}$ . В обоих случаях предел сильной связи не реализуется и  $T_c$  обращается в нуль, когда  $\omega_0 \rightarrow 0$ .

### Литература

1. Бабиченко В.С. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 239.
2. Ларкин А.И., Мельников В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 386.
3. Дюгаев А.М. ЖЭТФ, 1976, 70, 2390.
4. Дюгаев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1976, 22, 181.
5. Дубовский Л.Б., Козлов А.Н. ЖЭТФ, 1975, 68, 2224.
6. Allen P.V., Dynes R.C. Phys. Rev., 1975, B12, 905.
7. Scalapino D.J., Loh E. Jr, Hirsch J.E. Phys. Rev., 1986, B34, 8190.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
28 марта 1988 г.