

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛЯРНЫХ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.С.Бабиченко

На примере электронной жидкости (ЭЖ) в полярных полупроводниках с большим числом электронных волн $\nu \gg 1$ показано, что такая ЭЖ является сверхпроводящей при плотностях $n > n_{кр}$, эффективное межэлектронное взаимодействие сильно растет при $n \rightarrow n_{кр}$, а при $n < n_{кр}$ происходит переход с образованием волны зарядовой плотности (ВЗП).

Модель сильно анизотропной ЭЖ и электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) интересна тем, что в ней корреляционная энергия становится сравнима с кинетической в области большой плотности, где применимо приближение RPA ¹. В²⁻⁴ было показано, что такое сильное корреляционное взаимодействие в ЭДЖ приводит к ряду интересных свойств, в том числе и сверхпроводящих. В этих работах отмечалось, что при отсутствии дисперсии диэлектрической проницаемости ЭЖ не обладает свойствами, характерными для ЭДЖ. В данной работе рассматривается ЭЖ в легированном полупроводнике с большим числом электронных долин $\nu \gg 1$ с законом дисперсии для электронов, одинаковым для всех долин $\epsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m$ (m – эффективная масса электрона), а также с сильной частотной дисперсией диэлектрической проницаемости кристалла, что приводит к сверхпроводимости такой ЭЖ. Известно⁵, что учет взаимодействия электронов с оптической фононной модой, описываемого в полярных полупроводниках константой связи $g(k) = \left(\frac{2\pi e^2}{k^2} \frac{\kappa_0 - \kappa_\infty}{\kappa_0 \kappa_\infty} \hbar \omega_0 \right)^{1/2}$ наряду с учетом кулоновского взаимодействия между электронами, приводит к частотной дисперсии диэлектрической проницаемости $\kappa(i\omega) = \kappa_\infty \kappa_0 (\omega_0^2 + \omega^2 / \kappa_\infty \omega_0^2 + \kappa_0 \omega^2)$, где ω_0 – частота продольной оптической моды, κ_0 и κ_∞ – статическая ($\omega \rightarrow 0$) и высокочастотная ($\omega \gg \omega_0$) диэлектрические проницаемости, для которых будем предполагать, что $\kappa_0 \gg \kappa_\infty$. В дальнейшем удобно выбрать систему единиц $e^2/\kappa_\infty = m = \hbar = 1$. Наиболее интересной областью плотности ЭЖ, которая будет рассматриваться ниже, является $\nu \ll n \ll \nu^4$. В этой области, во-первых, применимо приближение RPA , а во-вторых, характерны большие импульсы и частоты, определяющие перенормировки химического потенциала и вершин взаимодействия, $k \sim n^{1/4} \gg p_F$, $\omega \sim n^{1/2} \gg \epsilon_F$, где $p_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$, $\epsilon_F = p_F^2/2$ – импульс и энергия Ферми, для которой будет предполагаться $\epsilon_F \gg \nu \omega_0$. Рассмотрим уравнение Дайсона для совокупности лестничных диаграмм с нулевым суммарным импульсом (рис. 1). Интегрирование по внутренним импульсам в диаграмме (рис. 1, б) ведется вблизи поверхности Ферми. В вершину $\Gamma_0(p_1 p_2)$ (рис. 1, а) дают вклад диаграммы, неприводимые по куперовскому каналу, а также приводимые диаграммы с интегрированием по внутренним импульсам вдали от поверхности Ферми. Отбор диаграмм для $\Gamma_0(p_1 p_2)$ проводится также как в²⁻⁴, и их сумма имеет вид

$$\Gamma_0(p_1 p_2) = (V(\mathbf{q}\omega) + \gamma)[1 - \nu \Pi_0(\mathbf{q}\omega)(V(\mathbf{q}\omega) + \gamma)]^{-1},$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1$, $\omega = \epsilon_2 - \epsilon_1$, $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2| = p_F$, $\Pi_0(\mathbf{q}\omega)$ – нулевой поляризационный оператор, $V(\mathbf{q}\omega) = 4\pi\kappa_\infty/q^2\kappa(\omega)$, а вершина γ определяется суммой диаграмм (рис. 2), на которых волнистая линия представляет собой экранированное кулоновское взаимодействие в приближении RPA . Главный вклад в диаграммы (рис. 2) вносят импульсы и частоты интегрирования $p \sim n^{1/4} \gg p_F$ и $\omega \sim n^{1/2} \gg \epsilon_F$, тем самым вершину γ можно считать независимой от внешних импульсов и частот, кроме того, поскольку $\epsilon_F \gg \omega_0$, эта вершина определяется значением κ_∞ . Простое вычисление дает: $\gamma = -\pi^{3/4} [\Gamma(1/4)]^{-2} n^{-3/4}$.

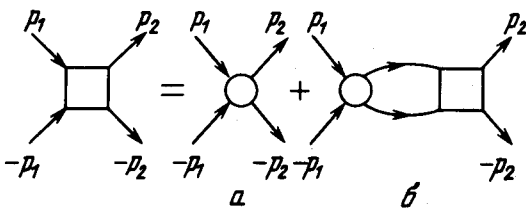


Рис. 1. Уравнение Дайсона для вершины $\Gamma(p_1 p_2)$

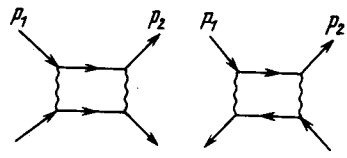


Рис. 2. Диаграммы для вершины γ

Вклад вершины γ , представляющей собой притяжение, в эффективное взаимодействие $\Gamma_0(p_1 p_2)$ оказывается существенным лишь на переданных частотах $\omega \ll \omega_0$. Это связано с тем, что в рассматриваемой области плотностей $V(p_F; \omega \gg \omega_0) = 4\pi/p_F^2 \gg |\gamma|$, а $V(p_F; \omega \rightarrow 0) = (4\pi\kappa_\infty/p_F^2\kappa_0) \ll |\gamma|$ при достаточно большом значении κ_0 . В дальнейшем будем предполагать выполненным неравенство

$$4\pi\kappa_\infty/p_F^2\kappa_0 \ll |\gamma|. \quad (1)$$

Рассмотрим вершину $\Gamma_0(p_1 p_2; \omega = 0)$ при нулевой переданной частоте. Как видно из $\Gamma_0(p_1 p_2)$, она имеет полюс, если

$$F(q) = [1 - \nu\gamma\Pi_0(q, 0)]q^2 - \nu\Pi_0(q, 0) \frac{4\pi\kappa_\infty}{\kappa_0} = 0. \quad (2)$$

Если $F(q)$ обращается в нуль при действительных $|q| \neq 0$, то однородное основное состояние ЭЖ становится неустойчивым и в ней образуется ВЗП. Эта неустойчивость сопровождается структурной неустойчивостью, в чем легко убедиться, рассматривая фононную функцию Грина, причем перенормированная фононная частота стремится к нулю при $F(q) \rightarrow 0$. Существование решения уравнения (2) определяется величиной $\alpha(q) = 1 - \nu\gamma\Pi_0(q)$. Если плотности ЭЖ $n \geq n_1 = \left(\frac{3}{8}\right)^{1/2/5} n_0$ (n_0 — плотность, при которой энергия основного состояния имеет минимум, значение для нее получено в ¹ $n_0 = \nu^{8/5} (2^3/3^{2/3})\pi^{-7/12} [\Pi(1/4)]^{-2}$, а n_1 определяется из условия $\alpha(0) = 0$), то $\alpha(q) \geq 0$ для любых q и тогда $F(q) > 0$ тоже для всех q , причем если $n \geq n_1$, то $\alpha(q) = 1$. Легко понять, что существует наибольшая плотность $n_{кр}$, для которой уравнение (2) может иметь действительные решения. При плотностях $n < n_{кр}$ будет происходить переход с образованием ВЗП, а при $n > n_{кр}$ однородное основное состояние ЭЖ устойчиво. В этой работе мы рассмотрим лишь плотности $n > n_{кр}$, и в основном будем интересоваться плотностями $n_{кр} < n < n_1$. Проанализируем $F(q)$ при $q \ll p_F$ и плотностях близких к n_1 , таких что $|\alpha(0)| \ll 1$. При этих плотностях из (1) вытекает, что $\beta = (\nu\Pi_0(0)/p_F^2)(4\pi\kappa_\infty/\kappa_0) \ll 1$. При $q \ll p_F$ $\Pi_0(q) = (-p_F/\pi^2)(1 - q^2/8p_F^2)$. Подставляя это выражение для $\Pi_0(q)$ в (2) и выражая q через угол θ между p_1 и p_2 $q^2 = p_F^2\theta^2$ ($\theta \ll 1$), получим $F(\theta) = (p_F^2/\pi^2)[(\theta^2 - 4|\alpha(0)|)^2 + 8\beta - 16\alpha^2(0)]$. При $r^2 = 8\beta - 16\alpha^2(0) > 0$ $F(\theta) > 0$ для любых θ , а при $r^2 \leq 0$ существуют значения θ , для которых $F(\theta) = 0$. Это означает, что $r^2 = 0$ — уравнение, определяющее $n_{кр}$, а условия $n > n_{кр}$ и $r^2 > 0$ эквивалентны. Из равенства $F(\theta) = 0$ при $r^2 = 0$ можно найти импульс $|q_0|$, определяющий период ВЗП. Он равен $q_0 = 2p_F\sqrt{|\alpha(0)|}$. Из уравнения для $n_{кр}$ и условия (1) видно, что $n_1 - n_{кр} \ll n_1$. Считая плотности n близкими к $n_{кр}$, рассмотрим $r^2 \ll \beta$. Тогда для углов θ близких к $\theta_0 = 2\sqrt{|\alpha(0)|}$ $F(\theta) = 1/2\theta_0^2 p_F^2 [(\delta\theta)^2 + (r^2/4\theta_0^2)]^{-1}$, где $\delta\theta = \theta - \theta_0$, $\delta\theta \ll \theta_0$, а вершина $\Gamma_0(\theta)$ имеет вид:

$$\Gamma_0(\delta\theta) = \frac{2}{p_F^2\theta_0^2} \frac{(4\pi\kappa_\infty/\kappa_0) - |\gamma|p_F^2\theta_0^2}{(\delta\theta)^2 + (r^2/4\theta_0^2)}. \quad (3)$$

Подставляя θ_0 в (3) и учитывая неравенства (1) и $|\alpha(0)| \ll 1$ легко видеть, что $\gamma p_F^2 \theta_0^2 \gg \gg (4\pi\kappa_\infty/\kappa_0)$. Это означает, что эффективное взаимодействие $\Gamma_0(\theta)$ является притяжением. Вычислим гармонику эффективного взаимодействия с орбитальным моментом $l =$

$$= 0 \Gamma_0^{(l=0)} = \int_0^\pi \Gamma_0(\theta) \sin\theta d\theta. \text{ Главный вклад в этот интеграл дают углы } \theta \sim \theta_0 \text{ и под-}$$

ставляя в него (3), получим $\Gamma_0^{(l=0)} = -|\gamma|(2\pi\theta_0^2/r)$. Из этого выражения для статического эффективного взаимодействия видно, что оно сильно растет при $r \rightarrow 0$, то есть при $n \rightarrow n_{\text{кр}}$. В области плотностей $n \gg n_1$, это взаимодействие мало и имеет вид: $\Gamma_0^{(l=0)} = = -c(|\gamma|p_F/\nu)$, где $c \sim 1$ число, которое возникает как результат усреднения по углам. Сверхпроводящую щель Δ при $n \gg n_1$ можно определить в рамках теории БКШ $\Delta \sim \sim \sqrt{\kappa_\infty/\kappa_0} \omega_0 \exp\{-\nu/(c|\gamma|p_F^2)\}$. Вопрос о щели при n близких к $n_{\text{кр}}$ требует дополнительного анализа.

В заключение отметим, что переход в сверхпроводящее состояние, переход с образованием ВЗП при $n < n_{\text{кр}}$, рост эффективного взаимодействия при $n \rightarrow n_{\text{кр}}$ — все это присуще также квазидвумерной ЭЖ с расстоянием между плоскостями $d \ll a_B$ (a_B — Боровский радиус) и ЭЖ в полупроводниках с сильно анизотропными электронными долинами, в том числе и при $\nu \sim 1$.

Литература

1. Андрюшин Е.А., Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Онищенко Т.А., Силин А.П. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 210.
2. Бабиченко В.С., Онищенко Т.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 75.
3. Бабиченко В.С. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 565.
4. Бабиченко В.С. ДАН СССР, 1978, 242, 324.
5. Келдыш Л.В., Силин А.П. Препринт №75, 1975, ФИАН им. П.Н.Лебедева.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
11 августа 1987 г.