Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 2, стр. 75 – 78 20 июля 1977 г.

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

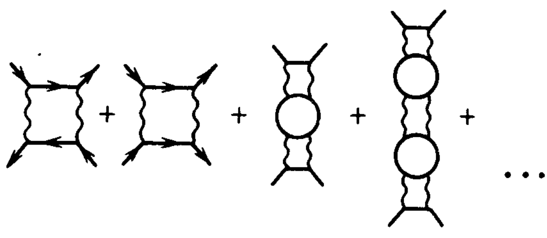
В.С.Бабиченко, Т.А.Онищенко

В работе рассматривается полуметалл в сильном магнитном поле Показано, что основное состояние такой системы неустойчиво и происходит переход металл – диэлектрик, причем перестройка основного состояния обусловлена плазменной неустойчивостью.

В работе [1] была вычислена энергия основного состояния однородной электрон-дырочной жидкости в сильном магнитном поле $H \gg 1$ при плотностях $\lambda^{-2} \ll n \ll \lambda^{-3}$, где $\lambda \ll 1$ – магнитная длина. Там показано, что энергия основного состояния имеет минимум при $n = n_0 \sim \lambda^{-16/7}$, причем $E_{corr}/N \sim n^{1/4}$ при $\lambda^{-2} \ll n \ll \lambda^{-8/3}$ и $E_{corr}/N \sim \ln n$ при $\lambda^{-8/3} \ll n \ll \lambda^{-3}$. В работах [2 – 4] рассматривался переход такой жидкости в состояние экситонного диэлектрика. В [3,4] показано в "паркетном" приближении, что в спектре элементарных возбуждений существует диэлектрическая щель. Результаты этих работ справедливы в области плотностей $\lambda^{-8/3} \sim n \ll \lambda^{-3}$. В настоящей работе рассматривается область плотностей $n_0 \lesssim n \ll \lambda^{-8/3}$. Показано, что однородное основное состояние неустойчиво и в системе возникает волна плотности с импульсом $2p_F$ вдоль магнитного поля, при этом в спектре элементарных возбуждений появляется диэлектрическая щель, которая равна $\Delta = \epsilon_F/15$ при $n = n_0$ и экспоненциально убывает при увеличении плотности. Если массы электронов и дырок равны, то амплитуда волны плотности электронов равна амплитуде волны плотности дырок, и их фазы совпадают, а так как этим волнам соответствуют противоположные заряды, то волны зарядовой плотности в системе нет. Если же массы электронов и дырок не равны, то не равны и амплитуды волн плотности электронов и дырок, что приводит к возникновению волны зарядовой плотности. Отметим, что появление диэлектрической щели в спектре элементарных возбуждений в рассматриваемой нами области плотностей не связано со спариванием электронов и дырок из разных зон, как это происходит в экситонном диэлектрике

[2 – 5], а обусловлено плазменной неустойчивостью основного состояния. В сильном магнитном поле $H >> 1$ переходами между уровнями Ландау можно пренебречь, при этом законы дисперсии электронов становятся одномерными и будут иметь вид: $\epsilon_1(\mathrm{p}) = \frac{p_{\parallel}^2}{2m_1} - \frac{p_F^2}{2m_1}$; $\epsilon_2(\mathrm{p}) = \frac{p_F^2}{2m_2} - \frac{p_{\parallel}^2}{2m_2}$. Полученные результаты справедливы и для электрон-дырочных капель в полупроводниках в сильном магнитном поле. В дальнейшем примем систему единиц $e/\sqrt{\epsilon} = \hbar = m_1 = 1$ и будем считать, что $\sigma = m_2/m_1 \gtrsim 1$. Рассмотрим класс диаграмм, главных для полных двухчастичных вершинных частей $\Gamma_{\alpha\beta}(p, p', k)$, где α, $\beta = 1, 2$ – номера зон взаимодействующих электронов, p, p' – импульсы входящих электронных концов, k – импульс передачи. Специфической особенностью одномерных систем и систем в сильном магнитном поле является наличие нескольких каналов, которые дают логарифмические расходимости. Это приводит к тому, что при $n \gtrsim \lambda^{-8/3}$ диаграммы для $\Gamma_{\alpha\beta}(p, p', k)$ образуют класс диаграмм, называемый "паркетом", который рассматривался в работах [3, 4]. Как будет показано, при $n_0 \lesssim n << \lambda^{-8/3}$ класс главных диаграмм для $\Gamma_{\alpha\beta}(p, p', k)$ является значительно более простым. Выделим в $\Gamma_{\alpha\beta}$ неприводимую по кулоновской линии $V(\mathbf{k}) = 4\pi/|\mathbf{k}|^2$ вершинную часть и обозначим ее $\widetilde{\Gamma}_{\alpha\beta}(p, p', k)$. В области плотностей $n_0 \lesssim n << \lambda^{-8/3}$ главными для $\widetilde{\Gamma}_{\alpha\beta}$ будут диаграммы, изображенные на рисунке. Линиям взаимодействия в этих диаграммах соответствует экранированный кулоновский потенциал $U = V/[1 - (\Pi_1^{(0)} + \Pi_2^{(0)})V]$, где $\Pi_\alpha^{(0)}$ – поляризационный оператор, выражение для которого дано в [1].

Поясним, почему главными для $\widetilde{\Gamma}_{\alpha\beta}$ будут диаграммы (рисунок). Усложнение диаграмм $\gamma_{\alpha\beta}$ (рис. *а*) по каналам "рассеяния" (диаграммы лестничного типа) будет давать множитель $p_F^{-1} \ln^{\epsilon} F/_\Delta$. Покажем, что этот множитель мал в рассматриваемой нами области плотностей, для этого воспользуемся окончательным выражением для щели $\Delta = 8\epsilon_F \exp\left\{\frac{8\pi^2\lambda^2 p_F}{\gamma}\right\}$, где $\gamma \sim -n^{-3/4}$ (6). Получим $p_F^{-1} \ln\frac{\epsilon_F}{\Delta} \sim p_F^{-1}\frac{\lambda^2 p_F}{\gamma} \sim n^{3/4}\lambda^2 << 1$ при $n << \lambda^{-8/3}$.



а *б* *в*

Последовательность главных диаграмм для $\Gamma(p,p',k)$

Усложнение же диаграмм для $\gamma_{\alpha\beta}$ по "аннигиляционному" электрон-дырочному каналу с передачей импульса $k_{\parallel} = 2p_F$ (рис. *б*,*в*) дает множитель порядка единицы $\gamma\, \Pi^{(o)}(\Delta,\, 2p_F) \sim \gamma(\lambda^2 p_F)^{-1} \ln\frac{\epsilon_F}{\Delta} \sim \gamma(\lambda^2 p_F)^{-1} \times \frac{\lambda^2 p_F}{\gamma} \sim 1$. Это приводит к тому, что для $\Gamma_{\alpha\beta}$ необходимо учитывать всю последовательность диаграмм типа изображенных на рисунке. Эта последовательность диаграмм и является главной для $\widetilde{\Gamma}_{\alpha\beta}$. Существенно, что $\gamma_{\alpha\beta}(p,\, p',\, k)$ не зависит от $\mathbf{p}_\perp$, $\mathbf{p}'_\perp$, так как одночастичная функция Грина $G(p)$ не зависит от $p_\perp$. Нетрудно видеть, что главный вклад в интеграл по $q = (\omega,\ q_\parallel,\ \mathbf{q}_\perp)$ для $\gamma_{\alpha\beta}(p,\, p'k)$ (рисунок *а*) вносят $\omega \sim n^{1/2}$; $q_\parallel \sim |\mathbf{q}_\perp| \sim n^{1/4} >> p_F$, поэтому $\gamma_{\alpha\beta}(p,\, p',\, k)$ можно считать константой, если $p_\parallel,\, p'_\parallel,\, |\mathbf{k}| << n^{1/4}$, а частотные компоненты этих импульсов $<< n^{1/2}$. Считая $\gamma_{\alpha\beta}$ константой получим систему двух алгебраических уравнений для $\Gamma_{\alpha\beta}(k)$

$$\Gamma_{\alpha\beta}(k) = (V(\mathbf{k}) + \gamma_{\alpha\beta}) + \sum_{\beta'=1}^{2} (V(\mathbf{k}) + \gamma_{\alpha\beta'})\Pi^{(o)}_{\beta'}(k)\Gamma_{\beta'\beta}(k), \tag{1}$$

где

$$\gamma_{\alpha\beta} = -\frac{(-1)^{\alpha+\beta}}{2n^2}\int \frac{d^3\mathbf{q}\, d\omega}{(2\pi)^4}\left[\frac{V(\mathbf{q})}{1-(\Pi^{(o)}_1(\omega,\, q) + \Pi^{(o)}_2(\omega,\, q))V(\mathbf{q})}\right]^2 \times$$

$$\times\ \Pi^{(o)}_\alpha(\omega,\, q)\,\Pi^{(o)}_\beta(\omega,\, q). \tag{2}$$

Решение системы (1) дает:

$$\Gamma_{11} = [V(1-\Pi^{(o)}_2\gamma) - \Pi^{(o)}_2(\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma^2_{12}) + \gamma_{11}]D^{-1}$$

$$\Gamma_{12} = (V + \gamma_{12})D^{-1} \tag{3}$$

$$\Gamma_{22} = [V(1-\Pi^{(o)}_1\gamma) - \Pi^{(o)}_1(\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma^2_{12}) + \gamma_{22}]D^{-1},$$

где

$$\gamma = \gamma_{11} + \gamma_{22} - 2\gamma_{12}$$

$$D = 1 - V(\Pi^{(o)}_1 + \Pi^{(o)}_2)\left(1 - \gamma\frac{\Pi^{(o)}_1\Pi^{(o)}_2}{\Pi^{(o)}_1 + \Pi^{(o)}_2}\right) + \Pi^{(o)}_1\Pi^{(o)}_2(\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma^2_{12}) -$$

$$-(\gamma_{11}\Pi^{(o)}_1 + \gamma_{22}\Pi^{(o)}_2).$$

Вычисляя интегралы (2) для $\gamma_{\alpha\beta}$ получим, что

$$\gamma = \gamma_{11} + \gamma_{22} - 2\gamma_{12} = -n^{-3/4}\, 2^{9/4}\, \pi^{3/4}\, [\Gamma(1/4)]^{-2} f(\sigma) \tag{4}$$

$$f(1) = 1$$

Для случая равных масс $\sigma = 1$ получаем $\Pi_1^{(o)} = \Pi_2^{(o)} = \Pi$ $\gamma_{11} = \gamma_{22} = -\gamma_{12} = \gamma/4$, и выражения для вершин упрощаются и принимают вид

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \frac{V(1 - \Pi\gamma) + \frac{1}{4}\gamma}{(1 - \frac{1}{2}\gamma\Pi)(1 - 2V\Pi)}, \quad \Gamma_{12} = \frac{V + \frac{1}{4}\gamma}{(1 - \frac{1}{2}\gamma\Pi)(1 - 2V\Pi)}. \tag{5}$$

Полюса в вершинах $\Gamma_{\alpha\beta}(k)$ определяются уравнением $D = 0$. Для случая равных масс полюс вершинных частей $\Gamma_{\alpha\beta}(k)$ за счет равенства нулю выражения $1 - \frac{1}{2}\gamma\Pi(k) = 0$, где $k = (\Omega, k_{\parallel} = 2p_F, k_{\perp} = 0)$, соответствует неустойчивости основного состояния и образованию в системе волны плотности с импульсом $k_{\parallel} = 2p_F$.

Выражение для полюса имеет вид

$$\Omega_o = 8\epsilon_F \exp\left\{-\frac{8\pi^2\lambda^2 p_F}{|\gamma|}\right\} = 8\epsilon_F \exp\left\{-\frac{25}{4}\left(\frac{n}{n_o}\right)^{7/4}\right\} \tag{6}$$

При $n = n_o$ получаем $\Omega_o = \epsilon_F/15$. Можно найти перестроенное состояние, написав уравнения Горькова, что делается стандартным образом. В результате решения этих уравнений в спектре элементарных возбуждений перестроенного состояния появляется диэлектрическая щель Δ, которая по величине равна $\Delta = \Omega_o$. Заметим, что при $n = n_o$ $\Delta = \epsilon_F/15$ и мы имеем лишь численную малость щели по сравнению с энергией Ферми, однако эта численная малость дает возможность построить перестроенное состояние стандартным образом без каких-либо дополнительных усложнений. Результаты, аналогичные полученным в настоящей работе справедливы и для квазиодномерных систем, вычисление энергии основного состояния для них проводилось в [6]. Заметим, что электронный газ на положительном компенсирующем фоне, в отличие от электрон-дырочной жидкости, неустойчивостью, которая рассматривалась в настоящей работе, не обладает. В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить Л.В.Келдыша за многочисленные полезные обсуждения.

Физический институт
им. П. Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июня 1977 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко. Письма в ЖЭТФ, 24, 70, 1976.

[2] E.W.Fenton. Phys. Rev., 170, 816, 1968.

[3] А.А.Абрикосов. J. Low Temp. Phys., 2, 37, 1970; 10, 3, 1973.

[4] С.А.Бразовский. ЖЭТФ, 62, 820, 1972.

[5] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, 6, 2791, 1964.

[6] Е.А.Андрюшин, В.С.Бабиченко, Л.В. Келдыш, Т.А.Онищенко, А.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, 24, 210, 1976.