Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.7, стр. 377 – 379 5 апреля 1981 г.

О ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В МДП СТРУКТУРАХ

А.Ю.Зюзин

Исследуется плотность состояний двумерной плазмы в случайном потенциале поверхности полупроводниковой составляющей металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) структуры. Показано, что взаимодействие электронов с учетом сил отражения приводит к сильной зависимости плотности состояний от толщины диэлектрической прослойки.

В МДП структурах электроны, находящиеся в инверсионном слое на поверхности легированного полупроводника в сильном электрическом поле, направленном по нормали к поверхности, образуют двумерную электронную плазму, находящуюся в случайном потенциале поверхности. Изменяя величину приложенного электрического поля можно в широких интервалах менять концентрацию электронов в инверсионном слое.

Рассмотрим достаточно плотную плазму и будем считать, что длина свободного пробега $l = v_F \tau$ такова, что $p_F l >> 1 (\hbar \equiv 1)$. При этих условиях можно пользоваться обычной диаграммной техникой [1].

Эффекты взаимодействия в неупорядоченной двумерной ферми-системе изучались в работе [2]. В частности, в ней изучалось влияние взаимодействия ферми-частиц на плотность состояний вблизи энергии Ферми $|\Omega\tau| << 1$. Учет кулоновского взаимодействия приводит в этой области энергий к поправке к плотности состояний[1)] :

$$\frac{\delta\nu(\Omega)}{\nu_0} = - \frac{1}{2\pi\epsilon_F \tau} \ln|\Omega\tau| \ln \frac{|\Omega\tau|^{1/2}}{D\tau K^2}, \qquad (1)$$

где $D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau$, а K – обратная длина экранирования, которая в двумерном случае равна $K = 2\pi e^2 S\nu_0$, $\nu_0 = m/2\pi$ – односпиновая плотность состояний невзаимодействующих частиц, а S – кратность вырождения. Второй логарифм в этой формуле, содержащий обратную длину экранирования, есть следствие дальнодействующего характера кулоновского взаимодействия.

Взаимодействие электронов в плазме инверсионного слоя отличается от кулоновского [3] : на электроны действуют силы изображения в металле, которые приводят к тому, что на расстояниях между электронами в инверсионном слое бо́льших, чем d – толщина диэлектрической прослойки, кулоновское взаимодействие между ними переходит в дипольное.

В настоящей работе исследовано как изменяется выражение (1) для плотности состояний при учете реального взаимодействия между электронами.

---

1) Формула (1) отличается от выражения (10) работы [2] подлогарифмическим множителем во втором логарифме, который в [2] выписан неточно.

Двумерный фурье-образ потенциала взаимодействия электронов с учетом сил изображения равен [3] :

$$\phi(q) = \frac{4\pi e^2}{q(\epsilon_1 + \epsilon_2 \operatorname{cth} dq)},$$

где ϵ_1 и ϵ_2 – диэлектрические постоянные соответственно полупроводника и диэлектрической прослойки.

Для нахождения плотности состояний необходимо вычислить обменную диаграмму, рисунок. Сплошным линиям здесь сопоставляется функция Грина свободных частиц, усредненная по положениям примесей:

$$G(\Omega, p) = \frac{1}{\Omega - \epsilon(p) + \mu + i\dfrac{\operatorname{sign}\Omega}{2\tau}}.$$

В области малых переданных частот и импульсов $|\omega\tau| << 1$, $D\tau q^2 << 1$, вершинная часть с отсуммированной примесной лестницей равняется [2] :

$$\Gamma(q, \omega, \Omega) = \frac{\theta(\Omega(\omega - \Omega))}{\tau(Dq^2 - i|\omega|)} + \theta(\Omega(\Omega - \omega)).$$

В этой же области частот и импульсов перенормированное взаимодействие имеет вид

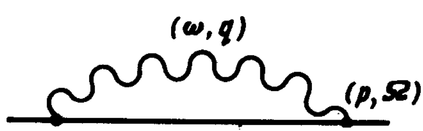
$$v_s = \frac{\phi(q)}{1 + \phi(q)\Pi(q, \omega)},$$

где $\Pi(q, \omega) = \dfrac{s\nu_0 Dq^2}{Dq^2 - i|\omega|}$ – поляризационный оператор.

Обменная диаграмма приводит к поправке к плотности состояний:

$$\delta\nu(\Omega) = -\frac{1}{\pi}\operatorname{sign}\Omega \operatorname{Im}\int \frac{dp}{(2\pi)^2} iG^2(\Omega, p) \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \Gamma^2(q, \omega, \Omega) v_s G(\Omega - \omega, p - q).$$

Основной вклад в интеграле по q идет от области диффузионного полюса вершинной части Γ, поэтому в аргументе функции Грина можно положить q равным нулю. Интегралы по р и q расцепляются и дальнейшее интегрирование осуществляется элементарно.



Анализ показывает, что плотность состояний вблизи ϵ_F сильно зависит от толщины диэлектрической прослойки d. В области энергий

$|\Omega\tau| << \left(\dfrac{l}{d}\dfrac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^2 \left(1 + \dfrac{2Kd}{\epsilon_1 + \epsilon_2}\dfrac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)$, при $|\Omega\tau| << 1$ зависящая от энергии поправка к плотности состояний равняется:

$$\frac{\delta\nu(\Omega)}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\epsilon_F\tau} \ln\frac{2Kd}{\epsilon_2} \ln|\Omega\tau| . \qquad (2)$$

Эта поправка происходит от дипольной части потенциала взаимодействия. Выражение (2) справедливо до тех пор пока $|\delta\nu(\Omega)| \ll \nu_0$.

Если толщина диэлектрической прослойки достаточно велика, так что $\left(\frac{l}{d}\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)^2\left(1+\frac{2Kd}{\epsilon_1+\epsilon_2}\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \ll 1$, то в области энергий

$$\left(\frac{l}{d}\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right)^2\left(1+\frac{2Kd}{\epsilon_1+\epsilon_2}\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \ll |\Omega\tau| \quad \text{получим}$$

$$\frac{\delta\nu(\Omega)}{\nu_0} = -\frac{1}{2\pi\epsilon_F\tau} \ln|\Omega\tau| \ln\frac{|\Omega\tau|^{1/2}}{2D\tau\,\frac{K}{\epsilon_1+\epsilon_2}} ,$$

что совпадает с результатом, полученным в работе [2] для кулоновского потенциала при $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$.

В работе не рассматриваются хартриевская диаграмма и перенормировка вершинной части примесным "веером", которые существенны для процессов с большой передачей импульса и поэтому не дают второго логарифма (3) и малы по сравнению с (2) по газовому параметру $K/p_F \ll 1$.

В заключение я приношу глубокую благодарность А.Г.Аронову и Б.Л.Альтшулеру за постановку и полезное обсуждение задачи.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 февраля 1981 г.

Литература

[1] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, М.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962.

[2] B.L.Altshuler, A.G.Aronov, P.A.Lee. Phys. Rev. Lett., **44**, 1288, 1980.

[3] А.В.Чаплик, ЖЭТФ, 62, 746, 1972.