Возбуждения двумерной электронно-дырочной жидкости в приделах нижайшего уровня Ландау

Думанов Евгений Викторович
Аспирант, научный сотрудник
Институт Прикладной Физики АН РМ, Кишинев, Р.Молдова
Email: dum@phys.asm.md

Мы предполагаем, что электроны и дырки расположены на нижайших уровнях Ландау (НУЛ) с фактором заполнения $v^2 < 1$, и пренебрегаем влиянием возбужденных уровней Ландау. Была введена однооператорная двухчастичная функция Грина на основе операторов описывающих колебания плотности электронов и дырок. Колебания электронно-дырочной системы(e-h) могут быть симфазными и противофазными. Были получены уравнения движения для однооператорных функций Грина, которые ведут к появлению более сложных многооператорных функций Грина. Были получены цепочки уравнений движения для многооператорных функций Грина, при этом использовался метод основанный на расцепления этих цепочек.

Для описания внутри уровневых возбуждений мы используем теорию возмущения по малому параметру. Он выражается через фактор заполнения и отражает принцип исключения Паули и имеет вид $v^2(1-v^2)$, где v^2 - фактор заполнения нижайшего уровня Ландау ($0 < v^2 < 1$). Такого типа параметры характерны для теории Бозе-газов. В нулевом порядке теории возмущения по этому параметру обе частоты для акустических и оптических плазмонов равны нулю. Они отличны от нуля только в первом порядке относительно параметра малости, будучи пропорциональны ему, так как частота коллективных возбуждений должна зависеть от концентраций носителей и такие возбуждения не могут существовать, если нижайшие уровни Ландау полностью заполнены. При факторе заполнения $v^2 = 1$ могут появиться возбуждения между НУЛами и более высокими уровнями возбуждения, этот вопрос не был изучен. Поправками более высокого порядка теории возмущения пренебрегли. Цепочки уравнений для функций Грина расцепляются таким образом, что трехоператорные функции Грина выражаются через однооператорные, умноженные на среднее значение от произведения остальных двух операторов по основному состоянию системы.

Закон дисперсии для акустических и оптических плазмонов выражаются формулами:

$$(\ \omega)^2 = \sum_{\vec{Q}} W_{\vec{Q}}^2 \, Sin^2\left(\frac{[\vec{P}\times\vec{Q}]_z l^2}{2}\right)\left\langle \hat{\rho}(\vec{Q})\,\hat{\rho}(-\vec{Q})\right\rangle, \quad (\ \omega)^2 = \sum_{\vec{Q}} W_{\vec{Q}}\left(W_{\vec{Q}} - W_{\vec{P}+\vec{Q}}\right) Sin^2\left(\frac{[\vec{P}\times\vec{Q}]_z l^2}{2}\right)\left\langle \hat{\rho}(\vec{Q})\,\hat{\rho}(-\vec{Q})\right\rangle$$

$$\left\langle \hat{\rho}(Q)\hat{\rho}(-Q)\right\rangle = 2Nv^2(1-v^2)$$

где $\hat{\rho}(Q)$-оператор флуктуации плотности e-h системы, W_Q-является матричным элементом.

Кулоновского взаимодействия. Усреднение сделано на основном состоянии основании ЭДЖ.

В области больших длин волн законы дисперсии характеризуются линейной зависимостью от волнового вектора в случае акустических плазмонов и квадратичной зависимостью в случае оптических плазмонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Молодых Ученых АН РМ.