© Физика твердого тела, том 33, № 11, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 11, 1991

КРАЕВЫЕ МАГНЕТОПЛАЗМОНЫ (КМП) В УСЛОВИЯХ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА (КЭХ)

К. Д. Чалтыкьян

Точное аналитическое решение задачи о КМП в двумерном электронном полуограниченном газе в условиях целочисленного КЭХ было получено Волковым и Михайловым в [1]. Они вывели общее дисперсионное соотношение для систем с резким профилем тензора проводимости вида

$$\sigma_{ab} = \theta(x)\,\delta(z)\,\sigma_{ab}(\omega).$$

В длинноволновом пределе для различных геометрий были получены уравнения бесщелевых колебаний электронной плотности. Сущность явления заключается в том, что двумерная электронная жидкость в однородном постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости, вращается, если на ее краях возникают разноименные заряды. Важную роль играют макроскопические характеристики системы, в частности тензор проводимости $\sigma_{ab}(\omega)$.

Целью настоящей работы является получение уравнения низкочастотных краевых колебаний электронной плотности в области частот, в которой имеется особое поведение диссипативной проводимости как функции частоты в условиях дробного КЭХ.

Важным элементом теории КМП является понятие длины локализации магнетоплазмона

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} = l_0 + i l_1. \tag{1}$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая проницаемость окружащей среды (в интересующих нас условиях $\varepsilon_0 \simeq 10$).

Общее дисперсионное соотношение, полученное в [1], имеет вид

$$1 + \operatorname{sign}(q_y)\frac{\sigma_{xy}(\omega)}{i\sigma_{xx}(\omega)}\,\mathrm{th}\left\{\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx}{1+x^2}\ln \varepsilon(q_x, q_y, \omega)\big|_{q_x=|q_y|x}\right\} = 0. \tag{2}$$

Здесь $\varepsilon(q_x, q_y, \omega)$ — диэлектрическая функция, в описанном случае имеющая вид $\varepsilon = 1 + q\,l$.

Положительные q_y соответствуют бесщелевым колебаниям, направление движения которых совпадает с естественным направлением вращения электронов в магнитном поле. В бесстолкновительном приближении ($\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_c$, τ — характерное время релаксации импульса, ω_c — циклотронная частота) в условиях целочисленного КЗХ имеет место оценка

$$|l| \simeq l_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_0 \hbar \omega_c}. \tag{3}$$

На длине l_0 кулоновное взаимодействие сравнивается с магнитной энергией. Поперечный размер магнетоплазмона в этой ситуации не зависит от частоты. При получении дисперсионного уравнения из (2) авторы [1] использовали приближение $\sigma(\omega) \simeq \sigma(0)$. Отрицательные q_y соответствуют движению в обратную сторону, поэтому в спектре имеется щель порядка ω_c, обусловленная особенностями компонент тензора проводимости при $\omega = \omega_c$.

В условиях целочисленного КЭХ проводимость имеет особенность только при $\omega = \omega_c$. Но при дробном заполнении наличие объемной щелевой моды, имеющей минимум при $q = q_r \simeq 1.4\ a^{-1}$, где a — магнитная длина [2], приводит в первом порядке по концентрации примесей n_i к появлению существенной зависимости проводимости от частоты вблизи Δ_0, где Δ_0 — величина ротонного минимума.

В работах Мак-Дональда и др. [3, 4] предложен рецепт вычисления проводимости с использованием формализма функции памяти. Для самосогласованности необходимо также учесть изменение величины Δ_0 за счет взаимодействия магнеторотонов с примесями. Окончательные формулы для проводимостей выглядят так

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{xy}(\omega) \simeq \nu \frac{e^2}{\hbar},$$

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{xx}(\omega) \simeq \mathrm{Re}\,\sigma_{xy}(\omega) \frac{F(\omega)}{1+F^2(\omega)}.$$

$$\mathrm{Im}\,\sigma_{xy}(\omega)\,\mathrm{Re}\,\sigma_{xx}(\omega)\frac{\omega}{\omega_c},$$

$$\mathrm{Im}\,\sigma_{xx}(\omega) \simeq \mathrm{Re}\,\sigma_{xy}(\omega)\frac{\omega}{\omega_c}, \tag{4}$$

где

$$F(\omega) = \frac{l_0}{a}\frac{e^2}{\varepsilon_0 a\omega} c_i \left(\frac{\omega_c}{\omega-\Delta}\right)^{1/2},$$

$$c_i \simeq \pi\left(\frac{5}{2}\right)^{1/2}\frac{n_i}{n}\exp(-2\delta q_r).$$

Здесь n — концентрация электронов; ν — степень заполнения; δ — расстояние от инверсионного слоя до границы области, занятой примесями; Δ — перенормированная величина ротонного минимума. Вопрос о величине Δ — отдельная проблема, в настоящее время не решенная (теория и эксперимент отличаются в несколько раз); качественно ясно [5], что с увеличением беспорядка Δ обращается в нуль при некотором значении C_i, и говорить о состоянии дробного КЭХ при этом уже бессмысленно. Поэтому предполагается, что C_i достаточно мало, так, что $|\Delta_0-\Delta| \ll \Delta_0$. С помощью (4) получаем поперечный размер магнетоплазмона. В области частот, определяемой неравенством

$$\frac{\omega_c F(\omega)}{\omega(1+F^2(\omega))} \gg 1, \tag{5}$$

можно положить

$$|l| \sim l_1 = l_0 \frac{\omega_c F(\omega)}{\omega(1+F^2(\omega))}.$$

Подставляя это значение в (2) и используя (4), получаем окончательный результат

$$\omega = \Delta\left\{1 + c_v^2\left(\frac{e^2}{\varepsilon_0 a\omega_c}\right)^4 \frac{\omega_c}{\Delta}\frac{\exp\left(-\frac{2\Delta}{\omega_c q l_0}\right)}{(ql_0)_2}\right\} - i\frac{\pi}{2}\omega_c q l_0. \tag{6}$$

Переписывая (5) в более удобном виде, получаем, что формула (6) применима в такой области частот.

$$\left(\frac{e^2}{\varepsilon_0 a\omega_c}\right)^4 c_i^2 \ll \frac{\omega-\Delta}{\omega_c} \ll \left(\frac{e^2}{\varepsilon_0 a\omega}\right)^4 c_i^2, \tag{7}$$

Область волновых векторов, в которой применимо выражение (6), определяется неравенством

$$\frac{\Delta}{\omega_C \ln\left(\frac{\omega_c}{\Delta}\ln\left(\frac{\omega_c}{\Delta}\right)\right)} \leqslant q l_0 \leqslant \frac{\Delta}{\omega_c}. \tag{8}$$

Левое неравенство получено из условия $\omega_0(q) \geqslant \Delta$, где $\omega_0(q)$ — старый закон дисперсии, полученный в [1]; правое — из условия $\mathrm{Im}\,\omega(q) \leqslant \mathrm{Re}\,\omega(q)$, при котором из (2) получалось (6). Таким образом, в условиях дробного КЭХ в спектре КМП имеется область, где частота примерно постоянна (добавка к константе Δ мала при выполнении (7) и (8)), а добротность значительно ниже, чем в случае целого заполнения [1].

Автор выражает благодарность В. Л. Покровскому за постановку задачи и С. М. Апенко за стимулирующие обсуждения.

Список литературы

[1] Волков В. А., Михайлов С. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. Р. 217.
[2] McDonald A. H., Girvin S. M., Platzman P. M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 2481.
[3] McDonald A. H., Girvin S. M., Platzman P. M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 8458.
[4] Götze, Hajdu // J. Phys. C. 1978. V. 11. P. 3993.
[5] McDonald A. H., Liu K. L., Girvin S. M., Platzman P. M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 4014.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау
Черноголовка
Московская обл.

Поступило в Редакцию
12 июня 1991 г.

УДК 539.2 : 548.3

© Физика твердого тела, том 33, № 11, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 11, 1991

РАСЧЕТ ЧАСТОТ ЩЕЛЕВЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЕФЕКТНЫХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ РЕКУРСИВНЫМ МЕТОДОМ В МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

В. Г. Мазуренко, А. Н. Кислов

В работах [1, 2] мы сообщали о расчетах резонансных и щелевых колебаний, индуцируемых собственными и примесными дефектами в ионных кристаллах, на основе рекурсивного метода в модели жестких ионов. Получено удовлетворительное согласие рассчитанных частот дефектных колебаний с экспериментальными значениями. Естественным продолжением этих работ является реализация рекурсивного метода в модели оболочек.

В данной работе приводятся результаты расчетов рекурсивным методом в оболочечной модели частот щелевых колебаний в кристалле KI, обусловленных примесью хлора (ион замещения) и F-центром. При этом использовали два набора параметров межионных потенциалов, полученных в рамках полуэмпирического [3] и эмпирического подхода [4] (модели I и II соответственно). Эти параметры успешно использовались для вычисления различных энергетических характеристик идеальных и дефектных кристаллов [3, 4].

С помощью данных параметров потенциалов межионного взаимодействия нами рассчитаны дисперсионные кривые кристалла KI для трех высокосимметричных направлений зоны Бриллюэна. Кроме того, дисперсионные кривые были вычислены в модели жестких ионов с неэмпирическим потенциалом [5] (модель III). Сравнение с экспериментом [6] дает наилучшее согласие для моделей I и II.

Для моделирования динамики решетки дефектных кристаллов в рекурсивном методе нами создан пакет программ RECMOD. Необходимые формулы и методика определения частот дефектных колебаний изложены