Холловский кондактанс полубесконечной двумерной системы на низких частотах

© В.Б. Шикин

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 23 мая 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

Построена контактная теория вольт-амперной характеристики на конечных частотах для полубесконечной двумерной электронной системы с 2 точечными контактами. Отмечено, что относительное расположение контактов заметно влияет на структуру вольт-амперной характеристики. Обсуждается связь между вольт-амперной характеристикой и свойствами краевых магнетоплазмонов в данной системе.

Изучение частотной зависимости холловской проводимости в ограниченных двумерных (2D) системах можно условно разбить на две части. Прежде всего, тензор проводимости сам по себе зависит от частоты переменного электрического поля. Для 2D систем эта задача решалась с разной степенью точности многими авторами (см., например, [1,2]). Кроме того, кондактанс (т. е. электропроводность данной системы с учетом ее геометрии и расположения контактов в линейной области вольт-амперной характеристики) может дополнительно и нетривиально зависеть от частоты внешнего сигнала по геометрическим причинам. Так, например, в ограниченных 2D системах положение циклотронного резонанса сдвинуто относительно его значения для бесконечного двумерного электронного газа (2DEG) так называемым эффектом деполяризации [3]. Как будет показано далее, размерный фактор присутствует и в полубесконечной задаче, когда традиционные эффекты деполяризации не важны. Речь в данном случае идет о возбуждении вдоль края 2DEG между контактами специфических краевых магнетоплазмонов (КМП), спектр которых не имеет порога и смягчается с ростом магнитного поля.

Цель заметки — вычисление кондактанса для полубесконечной 2D системы с двумя точечными контактами, определяющими положение источника и стока вдоль края 2D системы. Естественно, вольт-амперная характеристика (ВАХ) задачи в линейном приближении имеет вид закона Ома. Однако эффективный кондактанс отнюдь не совпадает с тензором проводимости для данной 2D системы.

Предлагаемая задача интересна и с точки зрения возбуждения КМП в ограниченных 2D системах. Дело в том, что "мягкие" КМП распространяются вдоль границы 2DEG лишь в одном направлении. Такие колебания не образуют стоячих волн, и в результате остается открытым вопрос о том, как возбуждаются бегущие КМП с помощью внешних контактов, фиксированно расположенных вдоль границы образца. Существующие эксперименты по возбуждению КМП с помощью фиксированных контактов [4–6] интерпретируются в терминах свободных (т. е. бегущих вдоль невозмущенной границы) КМП, что не вполне корректно.

1. Приступая к изложению конкретных результатов, рассмотрим полубесконечный 2DEG, занимающий область $x \geq 0$ со свободной границей, вытянутой вдоль оси $0y$. Магнитное поле нормально плоскости 2DEG. Подводящие контакты расположены в точках $x = 0$, $y = \pm b$ симметрично относительно начала координат. Граница 2D электронной системы предполагается достаточно резкой. Ее наличие будет учитываться эффективными граничными условиями на плотность тока.

Система определений, связывающая разность потенциалов $V(t) = V \exp i\omega t$ между контактами и соответствующий ток $I(t) = I \exp i\omega t$, выглядит следующим образом:

$$j_i = \sigma_{ik} E_k, \qquad E_k = \partial\phi/\partial x_k, \tag{1}$$

$$i\omega e \delta n = \sigma_{xx} \Delta\phi, \tag{2}$$

$$\phi(x,y) = \frac{2e}{\kappa} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\sigma \int\limits_{0}^{+\infty} ds \frac{\delta n(s,\sigma)}{\left[(x-s)^2 + (y-\sigma)^2\right]^{1/2}}, \tag{3}$$

$$j_n(y) = I(t)\Big[\delta(y-b) - \delta(y+b)\Big], \tag{4}$$

$$V(t) = \phi(x=0,\, y=+b, t) - \phi(0, -b, t), \tag{5}$$

$$\delta n(x \to +\infty,\, y \to \pm\infty, t) \to 0. \tag{6}$$

Здесь $\delta n(x,y,t)$ и $\phi(x,y,t)$ определяют отклонение электронной плотности и соответствующий потенциал от своих значений, κ — диэлектрическая постоянная, σ_{ik} — локальный тензор проводимости, структура которого (в том числе и частотная зависимость) считается заданной.

Переходя в (1)–(6) к компонентам Фурье по переменной y, имеем

$$\delta n(x,y,t) \propto \delta n(x,q) \exp iqy \exp i\omega t,$$

$$\phi(x,y,t) \propto \phi(x,q) \exp iqy \exp i\omega t, \tag{7}$$

$$i\omega e \delta n(x,q) = \sigma_{xx}\Big[d^2\phi(x,q)/dx^2 - q^2\phi(x,q)\Big], \tag{8}$$

$$\phi(x,q) = \frac{2e}{\kappa} \int\limits_{0}^{+\infty} \delta n(s,q) K_0(q|x-s|) ds, \tag{9}$$

$$j(q) = \sigma_{xx} d\phi(0,q)/dx + iq\sigma_{xy}\phi(0,q),$$

$$j(q) = 2iI \sin qb \exp i\omega t, \tag{10}$$

$$\delta n(+\infty, q) \to 0, \qquad \phi(+\infty, q) \to 0. \tag{11}$$

$$V = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \phi(0, q) dq, \tag{12}$$

$$\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \ll 1. \tag{13}$$

Здесь $K_0(x)$ — функция Бесселя; трансформация условия (5) к (12) справедлива лишь при выполнении неравенства (13). Это неравенство несколько ограничивает общность нашего рассмотрения, но позволяет значительно упростить выкладки, оставаясь при этом в наиболее параметрически интересной области, близкой к квантовому эффекту Холла (КЭХ).

Комбинация (8), (9) приводит к интегральному уравнению на $\delta n(x, q)$, типичному для теории КМП. Решая это уравнение приближенно способом, изложенным в [7], находим из (8)–(11)

$$\phi(0, q) = j(q) / \left[iq\sigma_{xy} + \sigma_{xx} \frac{1 + 2\sigma_{xx} qK/i\kappa\omega}{2\sigma_{xx} K_0(ql)/i\kappa\omega} \right], \tag{14}$$

$$\phi(0, q) = -\phi'(0, q) l, \;\; K = \int\limits_0^{+\infty} K_0(s) ds, \;\; ql \ll 1, \tag{15}$$

Искомая связь между V и I возникает при подстановке $\phi(0, q)$ (14) в (12). Характерная длина l, появившаяся в ходе решения системы (8)–(11) (см. определение l (15)), имеет в конечном итоге следующие асимптотики:

$$j(q) = 0, \qquad l = \sigma_{xx}/iq\sigma_{xy}; \tag{16}$$

$$j(q) \neq 0, \qquad l = 2\sigma_{xx} K_0(ql)/[1 + \pi\sigma_{xx} q/i\kappa\omega]. \tag{16a}$$

В случае $j(q) = 0$ для конечности величины $\phi(0, q)$ (16) необходимо обращение в 0 знаменателя из (15). Это требование приводит к обычному закону дисперсии для КМП в электронной системе с резкой границей

$$\kappa\omega = 2q\sigma_{xy} K_0(ql), \qquad ql \ll 1. \tag{17}$$

здесь длина l — из (16). Если же $j(q) \neq 0$, величина l приобретает вид (16a), и полюс выражения (15) для $\phi(q)$, возникающий при чисто мнимой величине σ_{xx}, уже не является характеристикой свободных КМП. Кроме того, наблюдаемая величина — ВАХ из (12) — содержит интеграл по всем волновым числам. Следовательно, резонансное возбуждение КМП на длине волны $\lambda = 2b$ при $\kappa\omega = 2\pi\sigma_{xy} K_0(\pi l/b)/b$ невозможно. Используя $\phi(0, q)$ (16), можно посчитать с помощью (12) ВАХ данной системы.

Если дополнительно $\sigma_{xx} \ll b\omega$, то

$$V = \frac{I}{\sigma_{xy}} \cos\left[\frac{\kappa b\omega}{2\sigma_{xy} K_0(l/b)} \right], \tag{18}$$

где l — из (16a).

Таким образом, кондактанс обсуждаемой системы $\Sigma = I/V$ имеет вид

$$\Sigma = \frac{\sigma_{xy}}{\cos\left[\kappa b\omega/2\sigma_{xy} K_0(l/b)\right]}. \tag{19}$$

В пределе $\omega \to 0$ величина $\Sigma \to \sigma_{xy}$. Однако, на конечных частотах $\Sigma \neq \sigma_{xy}$.

Полученные результаты можно поставить в соответствие с данными [8] о зависимости холловского напряжения от частоты для МОП структуры в диапазоне от 0 до нескольких кГц. Эти эксперименты свидетельствуют о росте кондактанса с увеличением частоты и появлении дополнительных осцилляций Σ в окрестности холловских плато. Оба этих наблюдения находят свое качественное объяснение в предложенной выше картине формирования низкочастотного кондактанса.

Работа поддержана грантами Российского Фонда фундаментальных исследований № 95-02-06108a и № 96-02-19568.

Список литературы

[1] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
[2] С.М. Апенко, Ю.Е. Лозовик, ЖЭТФ, **89**, 573 (1985).
[3] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel. Phys. Rev., **98**, 368 (1995).
[4] Н.Б, Житенев. Письма ЖЭТФ, **55**, 722 (1992).
[5] N.B. Zhitenev, R.J. Haug, K.V. Klitzing, K. Eberl. Phys. Rev. Lett., **71**, 2292 (1993).
[6] N.B. Zhitenev, R.J. Haug, K.V. Klitzing, K. Eberl. Phys. Rev. B, **49**, 7809 (1994).
[7] В.Б, Шикин. ЖЭТФ, **95**, 1513 (1989).
[8] M. Pepper, J. Wakabayashi. J.Phys. C: Sol. St. Phys., **16**, L113 (1983).

Редактор Т.А. Полянская

Hall conductance of semi-finite 2D system on low frequences

V.B. Shikin

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Scincences,
142432 Chernogolovka, Russia