

RC-РЕЛАКСАЦИЯ 2-d ХОЛЛОВСКИХ ТОКОВ

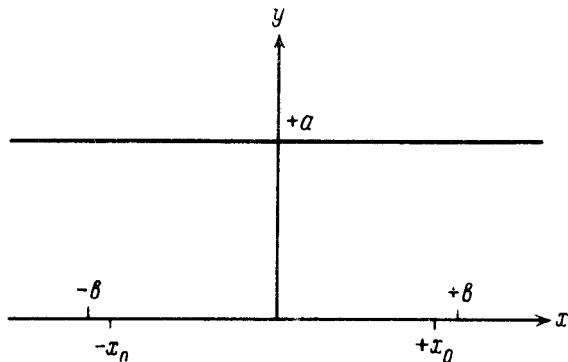
Б.Б.Шикин

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 1993 г.

Предложен релаксационный "сценарий" распада токовых, холловских состояний в 2-d-системах. Даны определения времени распада $\tau_{RC} = RC$ и его составляющих: эффективного сопротивления R и емкости C . Обсуждаются возможности независимой оценки R , C и, в связи с этим, проверки реальности RC -механизма релаксации.

В экспериментах Житенева [1] исследована реакция 2-d замагниченной электронной полоски на подачу θ -образного потенциала $V(t) = V\theta(t)$ между точками $\pm b$, схематически обозначенными на рисунке. Согласно [1], на последних стадиях процесс установления тока между точками $\pm b$ носит экспоненциальный характер со временем релаксации τ^* , являющимся осциллирующей функцией фактора заполнения ν уровней Ландау. При этом τ^* максимально в целочисленных точках ν , то есть $\tau^* \propto \sigma_{xx}^{-1}$. Кроме того, существует более короткое время τ_{mp} , величина которого минимальна в целочисленных точках ν . Это время, наблюдавшееся и ранее в [2,3], не является релаксационным, так как оно не пропорционально σ_{xx}^{-1} .



2-d проводящая полоса ширины a в магнитном поле, нормальному плоскости рисунка. К точкам $\pm b$ подается разность потенциалов $V(t)$. Разница $(b - x_0)$ характеризует ширину подводящих контактов

Оценка времени τ^* , приведенная в [1] со ссылкой на [4]:

$$\tau^* \simeq a^2/D, \quad D = 4\pi d\sigma_{xx}/\kappa \quad (1)$$

(κ – диэлектрическая постоянная), качественно верна в смысле зависимости τ^* от σ_{xx} . Однако роль геометрических факторов: ширины полоски a , промежутка b и расстояния d до экранирующего электрода, входящего в определение D , нуждается в уточнении.

Целью данной заметки является определение $\tau_{RC} = \tau^*$ в квазистационарном приближении, когда $\tau_{RC} = RC$ гораздо больше, чем $2b/s$, где $2b$ – расстояние между контактами $\pm b$ (см. рисунок), s – скорость краевого магнетоплазмона. В этом случае для определения τ_{RC} можно использовать импедансное $R-C$ -приближение [5], в котором эффективное сопротивление R и емкость C

вычисляются для стационарного распределения холловских токов в образце заданной геометрии. Полагается, что τ_{RC} можно сопоставить с наблюдаемым в [1] временем τ^* .

1. Исходным для дальнейшего является закон сохранения энергии, в котором холловское состояние характеризуется электростатической энергией $\frac{1}{2}CV^2$, а ее изменение возможно лишь в меру джоулевских потерь \dot{W} . Итак,

$$\dot{W} + \frac{1}{2}C\dot{V}^2 = 0, \quad \dot{W} = \int j_i \frac{\partial \mu}{\partial x_i} dx dy, \quad (2)$$

$$j_i = \sigma_{ik} \frac{\partial \mu}{\partial x_k}.$$

Здесь μ – электрохимический потенциал, C – емкость холловского образца, отвечающая разделению зарядов под действием холловской разности потенциалов V , σ_{ik} – компоненты тензора проводимости. Для простоты полагается, что расстояние d_0 между 2 – d -системой и слоем доноров пренебрежимо мало

$$\sigma_{xx}/\sigma_{xy} = \epsilon \ll 1, \quad \nu \geq 1. \quad (3)$$

Использование в определении тока j_i (2) электрохимического потенциала μ , а не электрического потенциала φ , позволяет, по мнению автора, снять известное противоречие между микро- [6] и феноменологической [7] теориями распределения холловских токов 2 – d -системах.

2. Как отмечено выше, значения R и C можно рассчитать, используя стационарное распределение тока. В этом случае требование

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$$

вместе с предположением о конечности $\sigma_{xx} \neq 0$ дает для μ уравнение

$$\Delta \mu = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями непротекания тока через грани образца. В пределе $\epsilon \ll 1$ (3) эти условия приобретают вид

$$\mu_0(xy)|_{y=a} = 0, \quad \mu_0(xy)|_{y=0} = \begin{cases} 0, & |x| > 2b \\ V, & |x| < 2b \end{cases}. \quad (5)$$

Решение (4), (5) имеет вид

$$\mu_0(xy) = \frac{2V}{\pi} \cdot \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi y}{a}\right) \left[1 - e^{-\frac{n\pi b}{a}} \operatorname{ch}\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \right], & x < b, \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi y}{a}\right) e^{-n\pi|x|/2b} \operatorname{sh}\left(\frac{n\pi b}{a}\right), & |x| > b. \end{cases} \quad (6)$$

Величина \dot{W} в терминах μ_0 с логарифмической точностью, смысл которой будет ясен ниже, равна

$$\dot{W} = \sigma_{xx} \int \left[\left(\frac{\partial \mu_0}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mu_0}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy = \sigma_{xx} V \int_{-b}^{+b} \left(\frac{\partial \mu_0}{\partial y} \right) \Bigg|_{y=0} dx. \quad (7)$$

Возвращаясь к уравнению (2), находим с учетом (7), (6)

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{RC}, \quad V = V_0 e^{-t/\tau_{RC}}, \quad \tau_{RC} = RC, \quad (8)$$

$$R = \frac{a}{2\sigma_{xx}(x_0 + (4a/\pi)\ln z)} = \begin{cases} \frac{a}{2\sigma_{xx}b}, & b \gg a \\ \frac{\pi}{4\sigma_{xx}\ln z}, & b \ll a \end{cases},$$

$$Z = (e^{\pi b/a} - e^{-\pi x_0/a})/(e^{\pi b/a} - e^{\pi x_0/a}), \quad (8a)$$

$$|b - x_0| \ll b.$$

Выражение (8а) для Z расходится при $x_0 \rightarrow \pm b$, чего и следовало ожидать в связи со скачками потенциала μ_0 в этих точках. Появление здесь большого логарифма позволяет ограничиться в определении \dot{W} (7) вкладом лишь отрезка $-b \leq x \leq +b$.

3. Расчет емкости C в общем случае более громоздок. Речь идет о вычислении избыточной плотности электронов под действием возмущения V по аналогии с [6], но с дополнительным учетом координатной зависимости $\mu_0(xy)$ (6) и введением в расчет краевых электронных состояний, опущенных в [6]. Реализация этой программы будет выполнена в отдельной работе. Здесь мы ограничимся оценкой C сверху, полагая, что для этой цели можно использовать классическое приближение [7], в котором разница между $\mu(xy)$ и электрическим потенциалом $\varphi(xy)$ пропадает. Дополнительное упрощение возникает благодаря использованию в [1] экранирующего электрода, что позволяет легко восстановить 2-d плотность заряда по известному распределению $\mu_0(xy)$. В результате

$$C < C_0, \quad C_0 = Q_0/V,$$

$$Q_0 = \frac{\kappa}{4\pi d} \int_0^a dy \int_{-\infty}^{+\infty} dx \mu_0(xy), \quad (9)$$

$$C_0 \simeq \begin{cases} \frac{\kappa ab}{\pi d}, & b \gg a \\ \frac{2\kappa b^2}{\pi^2 d} \ln \frac{a}{2b}, & b \ll a \end{cases}$$

где κ – диэлектрическая постоянная между обкладками, разделенными промежутком d , $d \ll a$, $d \ll b$.

Следует отметить, что в экспериментах [1] имеется независимая возможность измерения емкости C как отношения между зарядом Q , натекающим на управляющий электрод при появлении возмущения V , и этим потенциалом. В результате, при оценке времени τ_{RC} (8) в качестве C можно использовать его экспериментальное значение $C = Q|V|$.

Комбинация $\tau_{RC} = RC_0$ с R и C_0 из (8), (9) совпадает (с точностью до двойки) с τ^* из (1) в пределе $b \gg a$. В то же время геометрия эксперимента [1] отвечает, в основном, ситуации с $b \ll a$. К сожалению, специальных исследований зависимости τ^* от параметра b/a в [1] не приводится.

4. Появление электростатической энергии $\frac{1}{2}CV^2$ в условиях $\operatorname{div} j = 0$ позволяет высказать предположение, что в обсуждаемой системе возможно наблюдение эффектов кулоновской блокады. В частности, в условиях $eV < T < e^2/2C$ возможно нелинейное поведение ВАХ.

Автор благодарен В.Т.Долгополову и В.Ф.Гантмахеру за обсуждение результатов работы.

1. Н.Б.Житенев, Письма в ЖЭТФ **55**, 722 (1992).
2. В.Т.Долгополов, Н.Б.Житенев, П.С.Копьев, В.М.Устинов, ЖЭТФ **97**, 2030 (1990).
3. N.B.Zhitenev, V.T.Dolgopolov, B.K.Medvedev, and V.G.Mokerov, Phys. Lett. A **148**, 225 (1990).
4. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, Поверхность **12**, 5 (1987).
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982, стр.299.
6. A.U.Mac Donald, T.M.Rice, and W.F.Brinkman, Phys. Rev. B **28**, 3649 (1983).
7. R.W.Rendell and E.M.Girvin, Phys. Rev. B **23**, 6610 (1981).