

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.А.Гурвич¹⁾, А.П.Мельников, Л.С.Альперович⁺, И.А.Чайковский*

Московский педагогический государственный университет
119891, Москва, Россия

⁺ Tel-Aviv University, Ramat-Aviv 69978, Israel

* Ben-Gurion University of the Negev, Beer-Sheva, 84105, Israel

Поступила в редакцию 9 декабря 1999 г.

На образцах кристаллического кремния с неоднородным распределением концентрации носителей, созданным оптическим способом, обнаружена дисперсия эффективной поперечной проводимости $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ вблизи частоты $\omega \approx \omega_c = \tau_{\perp}^{-1} \equiv \varepsilon/4\pi\sigma_{\perp}^{eff}$. При $\omega < \omega_c$ имеет место аномальная поперечная эффективная проводимость: $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ больше поперечной проводимости однородного образца $\sigma_{\perp}^h(\omega)$ (в использованном нами диапазоне частот $\sigma_{\perp}^h(\omega) = \text{const}$). Вблизи $\omega \approx \omega_c$ проводимость σ_{\perp}^{eff} уменьшается и при $\omega > \omega_c$ совпадает с σ_{\perp}^h .

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

1. В однородных проводниках дисперсия проводимости σ имеет место на частотах порядка обратного времени релаксации импульса τ_p^{-1} . В неоднородном проводнике включение электрического поля приводит к формированию локальных сгустков заряда. Вблизи неоднородностей возникают локальные электрические поля и градиенты концентрации носителей заряда, которые стремятся рассосать эти сгустки. Характерное время такого рассасывания есть максвелловское время релаксации $\tau_M = \varepsilon/4\pi\sigma$ (ε – диэлектрическая проницаемость материала). На низких частотах, $\omega\tau_M \ll 1$ (ω – частота электрического поля), эффективная проводимость σ^{eff} , определяемая из соотношения

$$\langle j \rangle = \sigma^{eff}(\omega) \langle E \rangle \tag{1}$$

(где $\langle j \rangle$ и $\langle E \rangle$ – средние по объему значения плотности тока и поля), меньше среднего значения статической проводимости: $\sigma^{eff}(\omega) \approx \sigma^{eff}(0) \ll \sigma(0)$. На высоких частотах, при $\omega\tau_M \gg 1$ (но $\omega\tau_p \ll 1$; мы полагаем, что $\tau_M \gg \tau_p$, как это обычно имеет место в полупроводниках), сгусток не успевает сформироваться. В этом случае $\sigma^{eff}(\omega) \approx \sigma(0)$. Дисперсия проводимости в области $\omega \sim \tau_M^{-1}$ (низкочастотная дисперсия) наблюдалась в [1]. Теория эффекта была развита в [2,3].

2. В сильных магнитных полях H : $\beta \equiv \mu H/c \gg 1$ (μ – подвижность, c – скорость света), проводимость однородного образца становится резко анизотропной:

$$\sigma_{xx} \equiv \sigma_{\perp} \ll \sigma_{zz} \equiv \sigma_{\parallel} (H \parallel Oz). \tag{2}$$

Становится анизотропным и максвелловское время релаксации $\tau_{\perp} = \varepsilon/4\pi\sigma_{\perp} \gg \tau_{\parallel} = \varepsilon/4\pi\sigma_{\parallel}$.

¹⁾ e-mail: gurvich@rpl.mpgu.msk.su

Дисперсия $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ рассматривалась в [4] в первом приближении по степени неоднородности ξ (ξ – отношение среднеквадратичной флуктуации концентрации к квадрату средней концентрации). Более точный анализ [5] показывает, что при $\beta \gg 1$ дисперсия $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ должна наблюдаться на частотах

$$\omega \approx \omega_{\perp} = \tau_{\perp}^{-1} = \frac{4\pi\sigma_{\perp}^{eff}}{\epsilon}, \quad \omega \approx \omega_{\parallel} = \tau_{\parallel}^{-1} = \frac{4\pi\sigma_{\parallel}^{eff}}{\epsilon} \quad (3)$$

($\omega_{\perp} \ll \omega_{\parallel}$). Заметим, что $\sigma_{\parallel}^{eff} \approx \langle \sigma \rangle_{H=0}$.

3. Насколько нам известно, до сих пор не было сделано попыток экспериментально обнаружить дисперсию $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$. Это связано, по-видимому, с трудностями двойкой природы. Очень сложно создать неоднородную структуру типа "хороший – плохой проводник" (см. [6]). Кроме того, эксперимент требует измерения на переменном токе в сильном поле в ситуации замкнутой холловской цепи, что само по себе достаточно сложно.

Между тем, подобный эксперимент интересен еще и по следующей причине. Хорошо известно, что в однородном образце σ_{\perp} с ростом H уменьшается (согласно элементарной теории, $\sigma_{\perp} \sim \beta^{-2}$). В неоднородном образце σ_{\perp}^{eff} должна уменьшаться с ростом H медленнее: $\sigma_{\perp}^{eff} \sim \xi^{2/3}\beta^{-4/3}$ для трехмерных и $\sigma_{\perp}^{eff} \sim \xi\beta^{-1}$ для двумерных неоднородностей. Это означает, что в достаточно сильных H даже при малом ξ проводимость σ_{\perp}^{eff} становится больше $\langle \sigma_{\perp} \rangle$ – возникает аномальная поперечная проводимость (см. [7] и ссылки там). Этот эффект был обнаружен в [6]. Наблюдение дисперсии на частоте $\omega \approx \omega_{\perp}$ показало бы не только то, что неоднородности на высоких частотах не существенны, но и дало бы независимое подтверждение существования аномальной поперечной проводимости.

4. Цель настоящей работы – попытаться обнаружить низкочастотную дисперсию $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ неоднородного образца в сильном H . Ниже поперечную проводимость однородного образца мы будем обозначать как $\sigma_{\perp}^h(\omega)$.

Измерения проводились при температуре 4.2 К на образцах кристаллического Si:B с концентрацией бора $N \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Для реализации режима замкнутой холловской цепи использовались образцы в виде диска Корбино. Неоднородное распределение концентрации по образцу создавалось с помощью фотовозбуждения неоднородным потоком излучения. Детали, касающиеся образца и способа фотовозбуждения, описаны в [6].

Значение σ_{\perp} при $\omega = 0$ и $H = 40 \text{ кЭ}$ ($\beta \approx 20$) было порядка $10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, что соответствует $\tau_{\perp} \sim 10^{-2} \text{ с}$. Соответственно измерения проводились в интервале $20 \text{ с}^{-1} \leq \omega \leq 1000 \text{ с}^{-1}$.

5. На рис.1 показана эквивалентная схема измерительной установки. На образец (R_S, C_S) подавалось переменное напряжение от генератора. Последовательно с образцом включалась нагрузка R_L . Напряжение на нагрузке, пропорциональное току, измерялось с помощью фазо-чувствительного вольтметра (PAR-124a). Значения параметров схемы следующие: образец – $R_S = f(H)$, при $H = 40 \text{ кЭ}$ $R_S \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ Ом}$; $C_S \approx 0.4 \text{ пФ}$; нагрузка – $R_L = 10^5 \text{ Ом}$; вольтметр $R_V \gg R_L$; суммарная емкость $C_V \approx 70 \text{ пФ}$. Малое сопротивление генератора ($\approx 50 \text{ Ом}$) шунтирует емкость подводящего провода относительно земли. Емкость C_V шунтируется сопротивлением R_L (в диапазоне измерений $R_L \ll (\omega C_V)^{-1}$). Существенное влияние на ток через образец может оказывать только паразитная емкость проводов друг относительно

друга – C_p . Основная трудность заключалась в том, чтобы сделать величину C_p как можно меньше. Значение C_p определялось из эксперимента.

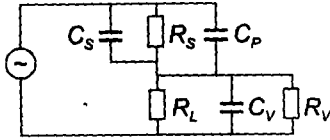


Рис.1. Эквивалентная схема измерительной установки

Измерялся ток в нагрузке в зависимости от частоты – $I(\omega)$ в различных ситуациях: в отсутствие образца (I_0), при наличии в цепи однородного (I_h) или неоднородного (I_{nh}) образца. В каждом случае измерения проводились дважды: один раз при значении угла фазовращателя вольтметра $\phi = 90$ ($I^{(1)}$), другой – при $\phi = 0$ ($I^{(2)}$). При этом измерялись реактивная и активная составляющие тока, соответственно. Из этих измерений были получены следующие результаты.

Угол $\phi = 90$: реактивные токи в отсутствие образца $I_0^{(1)}$, при наличии однородного, $I_h^{(1)}$, и неоднородного, $I_{nh}^{(1)}$, образца, паразитная емкость схемы C_p (≈ 0.6 пФ), емкость схемы с образцом, емкость образца C_S (≈ 0.4 пФ). Это хорошо соответствует расчетному значению.

Угол $\phi = 0$: токи $I_0^{(2)}$, $I_h^{(2)}$ и $I_{nh}^{(2)}$. При $\phi = 0$ реактивный ток подавляется вольтметром не полностью. Из измерений был определен коэффициент подавления реактивной составляющей для прибора: $k(\omega) = I_0^{(1)}(\omega)/I_0^{(2)}(\omega) \approx 20$.

На рис.2а приведены экспериментальные зависимости $I_h^{(2)}(\omega)$ и $I_{nh}^{(2)}(\omega)$. Видно, что различие токов с ростом ω исчезает. Увеличение токов с ω не связано с дисперсией проводимости. Оно является следствием неполного подавления реактивной составляющей. После внесения поправок на коэффициент подавления были получены истинные активные токи через образец – $I_h^{(a)}(\omega)$ и $I_{nh}^{(a)}(\omega)$. Они показаны на рис.2б.

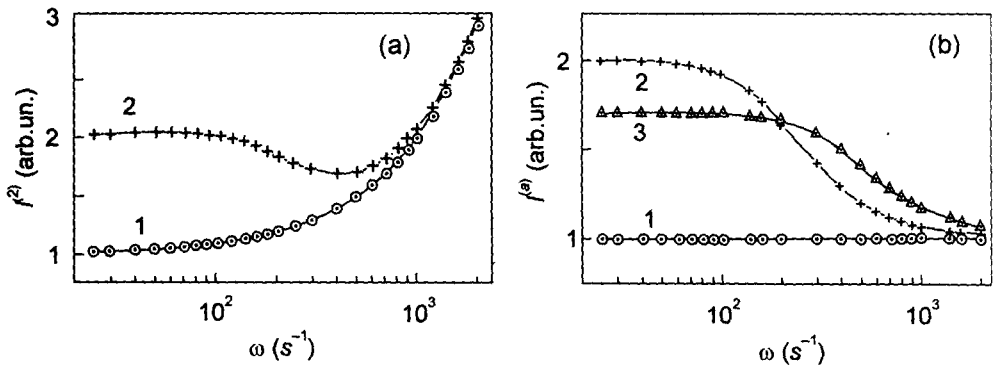


Рис.2. а) Частотные зависимости токов для однородного (кривая 1) и неоднородного (кривая 2) образцов при $\phi = 0$ и $H = 40$ кЭ. б) Частотные зависимости активных токов для однородного (кривая 1) и неоднородного (кривая 2) образцов при $H = 40$ кЭ. За единицу принята $I_h^{(a)}$ при малых ω . Кривая 3 – $I_{nh}^{(a)}/I_h^{(a)}$ при $H = 30$ кЭ

6. Переходя к обсуждению, отметим предварительно следующие моменты. Амплитуда напряжения не зависит от частоты. Токи $I_h^{(a)}(\omega)$ и $I_{nh}^{(a)}(\omega)$ пропорциональны соответственно σ_{\perp}^h и $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$. Отношение этих токов равно отношению соответствующих проводимостей, поскольку однородный и неоднородный образцы – это один и

тот же диск Корбино в условиях различного фотовозбуждения. Интенсивность фотовозбуждения подбиралась так, чтобы при $H = 0$ и $\omega = 0$ эти проводимости были равны. Поэтому кривые на рис.2b можно рассматривать как зависимости $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)$ и $\sigma_{\perp}^h(\omega)$.

Из рис.2b можно сделать следующие выводы: σ_{\perp}^h не зависит от ω ; σ_{\perp}^{eff} испытывает дисперсию вблизи $\omega = \omega_c \approx 200 \text{ с}^{-1}$; при $\omega < \omega_c$ отношение $\sigma_{\perp}^{eff}(\omega)/\sigma_{\perp}^h(\omega) = 2$ – имеет место аномальная поперечная проводимость [6]; при $\omega > \omega_c$ указанное отношение равно единице, то есть аномальная поперечная проводимость на высоких частотах исчезает, как это было предсказано в [4,5].

Измеренное значение $\sigma_{\perp}^{eff}(0)$ составляет $2.2 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. При этом частота ω_c оказывается близкой к значению ω_{\perp} из (3) в согласии с результатами [5].

Как уже говорилось, теория [5] предсказывает вторую низкочастотную дисперсию на частоте $\omega_{||}$, см. (3). Эта частота лежит вне пределов наших измерений. Впрочем, вопрос о том, должна ли наблюдаться в нашей однородной вдоль H ситуации эта дисперсия, требует отдельного рассмотрения.

До сих пор мы обсуждали результаты измерений при $H = 40 \text{ кЭ}$ ($\beta \approx 20$). На рис.2b (кривая 3) приведена также кривая для $H = 30 \text{ кЭ}$ ($\beta = 15$). Видно, что с уменьшением H аномальная поперечная проводимость уменьшается. Частота ω_c увеличивается. Примерно во столько же раз увеличивается σ_{\perp}^{eff} при $\omega \ll \omega_c$, как это и должно быть.

В заключение отметим еще одно обстоятельство. В литературе неоднократно отмечалось, что σ_{\perp} с ростом β уменьшается слабее, чем предсказывает теория: $\sigma_{\perp}^h \sim \beta^{-2}$. Это подтверждают и наши эксперименты. Одним из возможных объяснений этого расхождения является предположение о том, что в образце существуют собственные неоднородности, которые ослабляют зависимость $\sigma(H)$. Изучение частотных зависимостей должно было, в том числе, проверить это предположение. Из рис.2b, кривая 1, мы видим, что $\sigma_{\perp}^h(\omega) = \text{const}$. Отсюда следует, что более слабая зависимость $\sigma_{\perp}^h(H)$ не связана с наличием неоднородностей.

Российские авторы работали при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-116898).

-
1. А.Н.Выставкин, Ю.С.Гальперн, В.Н.Губанков, ФТП 2, 1651 (1968).
 2. Ю.С.Гальперн, А.Л.Эфрос, ФТТ 11, 2301 (1969).
 3. I.A.Chaikovskii, G.M.Shmelev, and A.I.German, Phys. Stat. Sol. (b) 129, 393 (1985).
 4. Ю.М.Гальперин, В.Д.Лайхтман, ФТТ 13, 2102 (1971).
 5. I.A.Chaikovskii and A.I.German, Phys. Stat. Sol. (b) 152, 593 (1989).
 6. Л.С.Альперович, С.А.Грачев, Ю.А.Гурвич и др., Письма в ЖЭТФ 65, 207 (1997).
 7. О.Е.Квятковский, ЖЭТФ 85, 202 (1983).