

Новый подход к анализу отрицательного магнитосопротивления в 2D структурах

© Г.М. Миньков, С.А. Негашев, О.Э. Рут, А.В. Германенко, О.И. Хрыкин*, В.И. Шашкин*, В.М. Данильцев*

Уральский государственный университет, НИИФПМ,
Екатеринбург, Россия

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 января 1999 г. Принята к печати 18 февраля 1999 г.)

Показано, что фурье-образ полевой зависимости отрицательного магнитосопротивления, связанного с интерференционной поправкой к проводимости, содержит информацию о функции распределения замкнутых траекторий по площадям и о зависимости средней длины замкнутых траекторий от их площади $\bar{L}(S)$. На основе этого предложен метод анализа отрицательного магнитосопротивления. Он использован для обработки экспериментальных результатов в 2D структуре с легированным барьером. Показано, что в исследованной структуре функция $\bar{L}(S)$ в существенной степени определяется анизотропией рассеяния.

Аномальное магнитосопротивление, наблюдаемое в "грязных" полупроводниках и металлах при низких температурах, нашло адекватное объяснение после развития теории квантовых поправок к проводимости [1–3]. В 2D системах в малых магнитных полях основной вклад в аномальное магнитосопротивление дают интерференционные поправки к проводимости. Они обусловлены интерференцией электронных волн, проходящих по замкнутым участкам траекторий в противоположных направлениях, что приводит к возрастанию рассеяния назад и, следовательно, к уменьшению проводимости. Магнитное поле, перпендикулярное 2D слою, меняет фазы волновых функций электронов, проходящих в противоположных направлениях, что приводит к уменьшению интерференционной поправки и, таким образом, к отрицательному магнитосопротивлению (ОМС).

Теория, учитывающая интерференционные поправки к проводимости, развита при выполнении условия $k_F l \gg 1$ (k_F — импульс электрона на поверхности Ферми, l — средняя длина свободного пробега). В этом случае применим квазиклассический подход и интерференционная добавка к проводимости может быть записана в виде суммы вкладов от замкнутых траекторий [4]:

$$\Delta\sigma = 2\pi l^2 G_0 \sum_i W_i \exp\left(-\frac{L_i}{l_\varphi}\right), \quad (1)$$

где $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, W_i — плотность вероятности найти электрон в стартовой точке после прохождения по i -й траектории длиной L_i , $l_\varphi = v_F\tau_\varphi$, v_F — скорость на уровне Ферми, τ_φ — время релаксации фазы волновой функции, множитель $\exp(-L_i/l_\varphi)$ учитывает вероятность сбоя фазы волновой функции при движении по i -й траектории.

Для вычисления полевой зависимости ОМС сумму (1) представляют в виде суммы вкладов от замкнутых

траекторий с различным числом столкновений N [1,5,6]:

$$\Delta\sigma(B) \equiv \sigma(B) - \sigma(0) = 2\pi l^2 G_0 \sum_N \sum_i W_i^N \times \exp\left(-\frac{L_i}{l_\varphi}\right) \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi S_i^N B}{\Phi_0}\right)\right], \quad (2)$$

где S_i^N — площадь i -й траектории с N столкновениями, $\Phi_0 = 2\pi c\hbar/e$ — квант потока, а множитель $[1 - \cos(2\pi S_i^N B/\Phi_0)]$ учитывает изменение интерференции за счет изменения фазы волновой функции электрона в магнитном поле при движении по этой траектории. Использование диаграммной техники [1,6] позволяет вычислить эту сумму и получить аналитический ответ при выполнении двух условий: для случайного распределения рассеивателей и изотропного рассеяния, что соответствует рассеянию на короткодействующем потенциале. В диффузионном приближении (когда число столкновений на актуальных траекториях велико) это приводит к формуле [1]

$$\Delta\sigma(B) = aG_0 F(B, \tau_\varphi, \tau_p),$$

$$F(B, \tau_\varphi, \tau_p) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B} \frac{\tau_p}{\tau_\varphi}\right) - \ln\left(\frac{B_{tr}}{B} \frac{\tau_p}{\tau_\varphi}\right), \quad (3)$$

где $\Psi(x)$ — логарифмическая производная от Γ -функции, τ_p — время релаксации импульса, $B_{tr} = \hbar c/2el^2$. (Без учета электрон-электронного взаимодействия $a = 1$.) За пределами диффузионного приближения функция $F(B, \tau_\varphi, \tau_p)$ имеет более сложный вид и вычислялась в работе [6].

Именно выражение (3) используется при анализе экспериментальных результатов по ОМС. Оно более или менее хорошо описывает полевую зависимость ОМС и дает возможность определить время релаксации фазы волновой функции, его температурную зависимость. Причины наблюдаемого во многих случаях некоторого отличия полевой зависимости ОМС от выражения (3)

при таком подходе к анализу экспериментальных результатов остаются неясными. Они могут быть связаны с наличием корреляции в распределении примеси, анизотропией рассеяния и т. д.

Предлагаемый метод анализа ОМС позволяет получить дополнительную информацию непосредственно о статистике замкнутых траекторий, обусловленной особенностями рассеяния и корреляцией в распределении примесей. Для того чтобы пояснить суть метода, перепишем выражение (1), выделив вклады от самопересекающихся траекторий с одинаковой площадью:

$$\Delta\sigma(B) = 2\pi l^2 G_0 \sum_S W(S) \times \exp\left(-\frac{\bar{L}}{l_\varphi}\right) \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi SB}{\Phi_0}\right)\right], \quad (4)$$

где

$$W(S) = \sum_i W_i^S$$

— функция распределения замкнутых траекторий по площадям, W_i^S — функция распределения траекторий площадью S по длинам, а также введено $\bar{L} = \bar{L}(S, l_\varphi)$ такое, что

$$\exp\left(-\frac{\bar{L}(S, l_\varphi)}{l_\varphi}\right) = \frac{1}{W(S)} \sum_i W_i^S \exp\left(-\frac{l_i^S}{l_\varphi}\right). \quad (5)$$

Из (4) следует, что фурье-образ ОМС равен

$$\Phi(S) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} 2\pi l^2 G_0 W(S) \exp\left[-\frac{\bar{L}(S, l_\varphi)}{l_\varphi}\right]. \quad (6)$$

Таким образом, видно, что фурье-образ отрицательного магнитосопротивления содержит информацию о функции распределения замкнутых траекторий по площадям $W(S)$ и о зависимости \bar{L} от S и L_φ . Для дальнейшего анализа сделаем единственное предположение — положим, что $\bar{L} = \bar{L}(S, l_\varphi) = S^\alpha f(l_\varphi)$. Численные расчеты зависимости $\bar{L}(S, l_\varphi)$ (они будут опубликованы отдельно), а также анализ выражения (3) показывают, что такая зависимость \bar{L} от S и L_φ выполняется с хорошей точностью в широком диапазоне S и L_φ . При этом для изотропного рассеяния $\alpha \simeq 0.67$. На первый взгляд кажется, что в среднем длина замкнутых траекторий должна быть пропорциональна корню из их площади, однако надо учесть, что траектории с большой площадью более извилисты, чем траектории с малой, что и приводит к более сильной зависимости $\bar{L}(S)$. При рассеянии на ионизованных примесях, которое является основным механизмом рассеяния импульса при низких температурах, рассеяние анизотропно — преобладает рассеяние на малые углы. Ясно, что в этом случае траектории с большей площадью в среднем становятся менее извилистыми, чем при изотропном рассеянии, что должно приводить к ослаблению зависимости $\bar{L}(S)$, и в случае сильной анизотропии рассеяния $\bar{L} \propto S^{0.5}$, т. е.

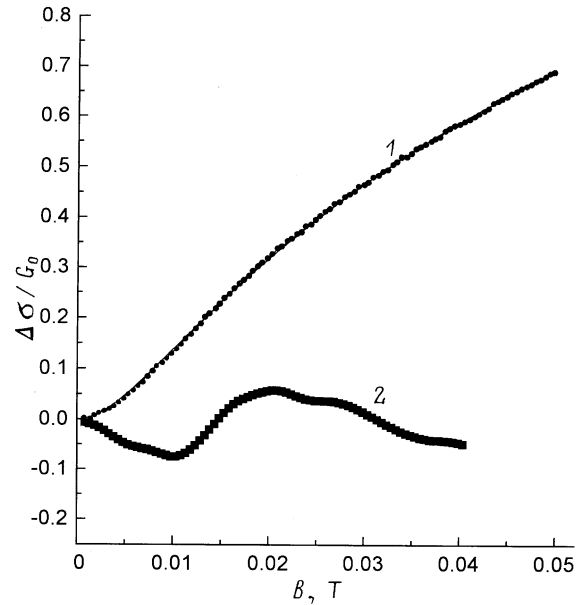


Рис. 1. Кривая 1 — зависимость $\Delta\sigma(B)/G_0$ при температуре $T = 1.5$ К: точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая зависимость (3) при $a = 0.7$ и $\tau_\varphi = 5.4 \cdot 10^{-12}$ с. Кривая 2 — разность между теоретической и экспериментальной зависимостями $20 \times (\Delta\sigma_{th} - \Delta\sigma_{exp})/G_0$.

$\alpha = 0.5$. Таким образом, величина α определяется анизотропией рассеяния.

Для экспериментального определения α можно, имея зависимость $\Delta\sigma(B)$ при двух температурах, т. е. при различных значениях l_φ , найти

$$A(S) \equiv \ln \left[\frac{\Phi(S, T_1)}{\Phi(S, T_2)} \right] = S^\alpha \left[f(l_\varphi^1) - f(l_\varphi^2) \right] \quad (7)$$

и, таким образом, из зависимости $A(S)$ определить α .

Проанализируем экспериментальные результаты. Они получены на гетероструктуре: $(0.3 \text{ мкм}) n^- \text{-GaAs}/(50 \text{ \AA}) \text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/(0.3 \text{ мкм}) n^- \text{-GaAs}$. С каждой стороны, на расстоянии 125 \AA от квантовой ямы, $n^- \text{-GaAs}$ имел δ -легированный Si-слой. Измерения в широком диапазоне магнитных полей (до 6 Тл) и температур (1.5–40) К показывают, что основной вклад в проводимость дают носители в квантовой яме $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$. При этом заполнена одна размерно-квантованная подзона, концентрация электронов в которой равна $n = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а их подвижность $\mu = 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

На рис. 1 приведена полевая зависимость ОМС. Обычно, анализируя ОМС, полевую зависимость сопротивления сравнивают с выражением (3), используя префактор a и τ_φ в качестве подгоночных параметров. Сплошная кривая на рис. 1, полученная именно таким образом, на первый взгляд хорошо описывает ОМС в магнитном поле до $B < B_{tr} \simeq 0.038 \text{ Тл}$ при значении $a = 0.7$ и $\tau_\varphi = 5.4 \cdot 10^{-12}$ с. Однако при более тщательном анализе видно, что между экспериментальной и

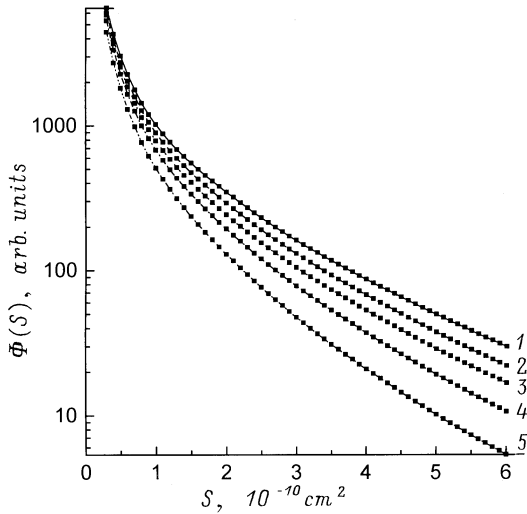


Рис. 2. Фурье-образы экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(B)$ при температурах T , К: 1 — 1.6, 2 — 2, 3 — 2.5, 4 — 3, 5 — 4.2

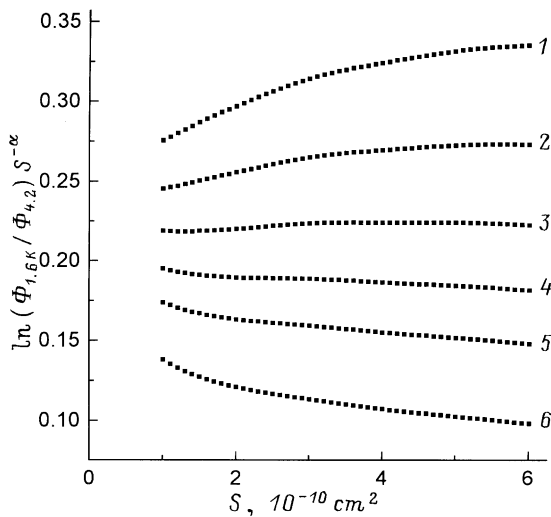


Рис. 3. Функция $A(S)S^{-\alpha} = \ln[\Phi_{1.6K}(S)/\Phi_{4.2K}(S)] S^{-\alpha}$ при значениях α : 1 — 0.4, 2 — 0.45, 3 — 0.5, 4 — 0.55, 5 — 0.6, 6 — 0.7.

теоретической зависимостями имеется заметная разница (рис. 1, кривая 2). Это отличие приводит к тому, что при подгонке выражением (3) на различных участках внутри интервала $0 < B < B_{cr}$ значения параметров a и τ_φ изменяются в интервале 0.65–0.88 и $(4.4 - 6) \cdot 10^{-12}$ с соответственно. Таким образом, точность определения a и τ_φ при таком сравнении не превышает 15–20%. Меньшее единицы значение префактора во многих работах связывают с вкладом электрон-электронного взаимодействия (поправкой Маки–Томпсона) [7], однако, на наш взгляд, в исследованном образце отличие a от единицы связано с плохим выполнением условия применимости диффузионного приближения $\tau_\varphi/\tau_p \gg 1$. В нашем случае $\tau_\varphi/\tau_p \simeq 5 - 10$ и, как следует из анализа

результатов расчета ОМС за пределами диффузионного приближения, приведенных в работе [6], при таком соотношении a и τ_φ ОМС по-прежнему неплохо описывается выражением (3), но с префактором, меньшим единицы.

Рассмотрим теперь, что дает предложенный выше метод. На рис. 2 приведены фурье-образы зависимостей $\Delta\sigma(B)$ при нескольких температурах. Как следует из (7), отложив $\ln[A(S)]$ как функцию $\ln S$, можно определить значение α , которое оказалось равным 0.52 ± 0.05 . Чтобы проиллюстрировать точность определения α , на рис. 3 приведены зависимости $A(S)S^{-\alpha}$ для различных значений α , полученные при температурах 1.6 и 4.2 К. (Аналогичные результаты получаются для любой пары температур.)

Как отмечалось выше, при изотропном рассеянии $\alpha = 0.67$. В этом можно убедиться, проанализировав (таким же образом, каким мы обрабатывали экспериментальные результаты) зависимость $\Delta\sigma(B)$, даваемую формулой (3), которая была получена для изотропного рассеяния. Это дает: 1) зависимость $\bar{L}(S, L_\varphi) = S^\alpha f(l_\varphi)$ выполняется в широком диапазоне величин S и l_φ ; 2) $\alpha = 0.67$. Заметно меньшее значение α в исследованном образце, на наш взгляд, связано со значительной анизотропией рассеяния. Действительно, в нашем случае основным механизмом рассеяния импульса является рассеяние на потенциале заряженных примесей δ -легированных слоев, который в области квантовой ямы является плавным. Оценки показывают, что в этом случае вероятность рассеяния на малые углы в 15–20 раз превышает вероятность рассеяния назад.

В принципе, имея зависимость $\Delta\sigma(B)$ в широком диапазоне температур, можно экспериментально определить и функцию распределения замкнутых траекторий по площадям $W(S)$. Действительно, поскольку l_φ стремится к бесконечности при $T \rightarrow 0$, из (6) следует, что экстраполяция $\Phi(S, T)$ к $T = 0$ дает $W(S)$.

Таким образом, приведенный в настоящей работе метод анализа ОМС позволяет получить информацию о статистике замкнутых траекторий и, таким образом, об анизотропии рассеяния, корреляции в распределении примесей и т. д.

Работа поддержана грантами РФФИ 97-02-16168, 98-02-16624, 98-02-17286, программами ”Физика твердотельных наноструктур” (грант 97-1091) и ”Университеты России — фундаментальные исследования” (грант 420).

Список литературы

- [1] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka. Progr. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [2] B. Altshuler, D. Khmelnitskii, A. Larkin, P. Lee. Phys. Rev. B, **22**, 5142 (1980).
- [3] В.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, **81**, 768 (1981).
- [4] Л.П. Горьков, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. Письма ЖЭТФ, **30**, 248 (1979); S. Chakravarty, A. Schmid. Phys. Reports, **140**, 193 (1986).

- [5] M.I. Dyakonov. Sol. St. Commun., **92**, 711 (1994).
[6] H.-P. Wittmann, A. Schmid. J. Low Temp. Phys., **69**, 131 (1987).
[7] А.И. Ларкин. Письма ЖЭТФ, **31**, 239 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

A new approach to analysis of negative magnetoresistance in 2D structures

G.M. Minkov, S.A. Negashev, O.E. Rut,
A.V. Germanenko, O.I. Khrykin*, V.I. Shashkin*,
V.M. Daniltsev*

The Ural State University,
Yekaterinburg, Russia

* Institute for Microstructure Physics,
Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia

Abstract It has been shown that the Fourier image of the field dependence of the negative magnetoresistance (NMR), which takes place due to the interference correction to the conductivity, contains the information about the distribution function of the closed paths and about the area dependence of the mean length of closed paths $\bar{L}(S)$. This approach permits to suggest a method of analysis of NMR and its employment for data treatment of the NMR in 2D structure with doped barrier. It is shown that in the structure investigated $\bar{L}(S)$ dependence is determined by the scattering anisotropy.

E-mail: Grigori.Minkov@usu.ru