

Баллистический и диффузный режимы транспорта электронов в наноконтактах магнетиков

Р. Г. Гатиятов¹⁾, В. Н. Лисин, А. А. Бухараев

Учреждение РАН Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 2010 г.

Экспериментально наблюдался переход от баллистического режима транспорта электронов к диффузному при изучении магнитного фазового перехода в наноконтактах Ni различных размеров. Показано, что величина напряжения U_C , необходимая для джоулевого нагрева приконтактной области до критической температуры, не зависит от размера контакта только в диффузном режиме. Продемонстрирована важность учета уменьшения транспортной длины свободного пробега электронов вследствие нагрева приконтактной области при определении режима электронного транспорта в наноконтактах.

В современных устройствах микро- и нанoeлектроники, как правило, реализуется диффузный режим транспорта электронов, когда транспортная длина свободного пробега l_{tr} меньше характерного размера устройства d . В дальнейшем, при уменьшении d , типичным станет баллистический режим транспорта электронов ($l_{tr} \gg d$), при котором электроны пролетают нанообъект без столкновений. В наноконтактах (НК) металлов выполнение условия $l_{tr} \gg d$ может быть осуществлено как при комнатной, так и при более высоких температурах [1]. При изучении прохождения электронов через НК магнитных металлов авторами недавно опубликованных работ [1, 2] был сделан вывод о том, что не только в диффузных НК, но и в баллистических необходимо учитывать джоулев нагрев приконтактной области. Более того, температура баллистических НК может достигать критической величины, при которой происходит магнитный фазовый переход. Нами ранее было установлено [1], что значение внешнего напряжения U_C , необходимого для нагрева баллистического НК до точки фазового перехода T_C возрастает с уменьшением диаметра d НК, в то время как в работе Чен и др. [2] был сделан вывод о независимости U_C от d . Наш взгляд, представляется интересным выяснение причин этого противоречия, так как изучение специфики нагрева НК и прилегающих к нему областей протекающим током является одной из актуальных задач при исследовании магнитных НК, что, в частности, связано с реализацией в подобных структурах эффекта передачи спинового момента (spin transfer torque) [3, 4].

Для выяснения причины столь заметного различия выводов, сделанных в [1, 2], в настоящей работе проведены исследования электронного транспор-

та в НК Ni в более широком, чем в [1], интервале размеров НК (диапазон сопротивлений при нулевом напряжении $R_0 = 13 \div 400$ Ом, что по нашим оценкам, соответствует значениям диаметра $d = 1.5 \div 12$ нм).

Измерения проводились при комнатной температуре в широком интервале приложенных к НК напряжений. НК Ni формировались электрохимическим методом в растворе по методике, подробно описанной в работе [1]. Проводимость измерялась 4-контактным методом с использованием двух цифровых мультиметров Agilent 34410A. Регистрация ВАХ НК осуществлялась путем подачи в цепь одиночного импульса напряжения треугольной формы. Частота импульсов варьировалась от 10 до 100 Гц. Наноконтакты Ni формировались в растворе сульфата никеля 0.25 М NiSO₄ + 0.5 М H₃BO₃ (рабочее напряжение 1–1.4 В) в зазоре между двумя зафиксированными на непроводящей подложке микропроводами Ni. Регистрация ВАХ осуществлялась в емкости с бидистиллированной водой, вклад проводимости которой в измеряемую проводимость НК пренебрежимо мал.

На рис.1 представлены ВАХ (рис.1а) и зависимости сопротивления $R = U/I$ (на вставке) и производной сопротивления по напряжению dR/dU (рис.1б) НК Ni с различными диаметрами (различным сопротивлением R_0 при $U = 0$ В) от величины приложенной разности потенциалов U . Как видно на рис.1а, ВАХ нелинейные. С увеличением приложенного напряжения сопротивление НК возрастает. Производная сопротивления по напряжению dR/dU находилась путем численного дифференцирования экспериментальной зависимости $R(U)$. На зависимостях производной сопротивления по напряжению имеется максимум при $U = U_C$ и симметрично расположенный минимум при $U = -U_C$ (рис.1б). Видно, что при увеличении размера НК Ni (уменьшении сопро-

¹⁾ e-mail: Ruslan.Gatiyatov@gmail.com

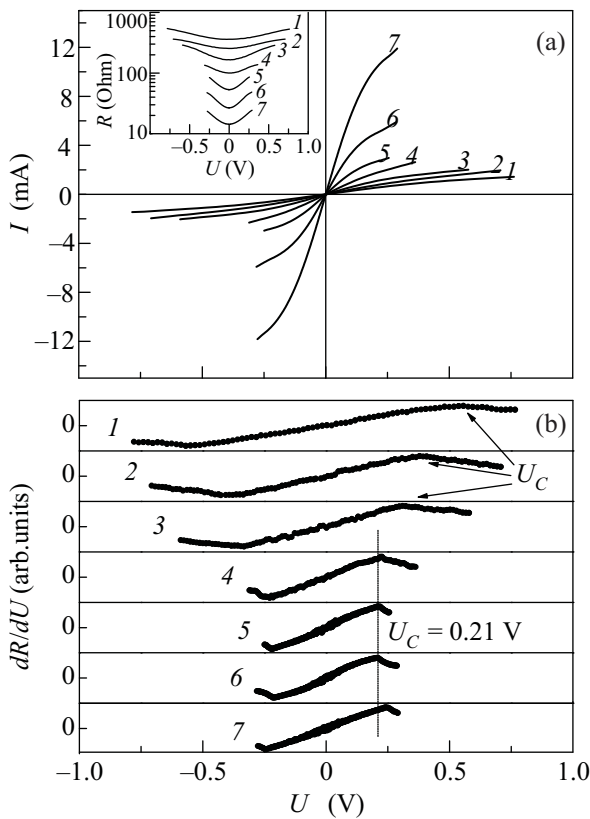


Рис.1. ВАХ (а) и зависимости сопротивления (на вставке) и производной сопротивления по напряжению от приложенной разности потенциалов (б) для НК Ni различных размеров. Цифрам соответствуют следующие значения сопротивления НК при нулевой разности потенциалов: 1–363 Ом, 2–254 Ом, 3–165 Ом, 4–100 Ом, 5–53 Ом, 6–26 Ом, 7–14 Ом

тивления $R_C = R(U_C)$ величина U_C уменьшается и выходит на плато для $R_C < 100$ Ом.

На рис.2 представлена экспериментальная зависимость величины U_C от R_C^{-1} . Величина U_C спадает с ростом R_C^{-1} (с увеличением размера контакта), а для значений $R_C < 100$ Ом выходит на плато и принимает значение $U_C = 0.21 \pm 0.03$ В.

Согласно [1], нелинейность ВАХ связана с нагревом НК протекающим через нее током. Было показано, что максимум (минимум) на зависимостях $dR/dU(U)$ (рис.1б), связан с локальным фазовым переходом из ферромагнитного в парамагнитное состояние области контакта за счет нагрева выше температуры Кюри [1], которая для Ni составляет $T_C = 631$ К [5].

Наноконтакты Ni с $R_C > 100$ Ом были исследованы нами в работе [1]. Было показано, что в таких НК реализуется баллистический режим транспорта электронов. Зависимость величины U_C от R_C для этой области описывается выражением

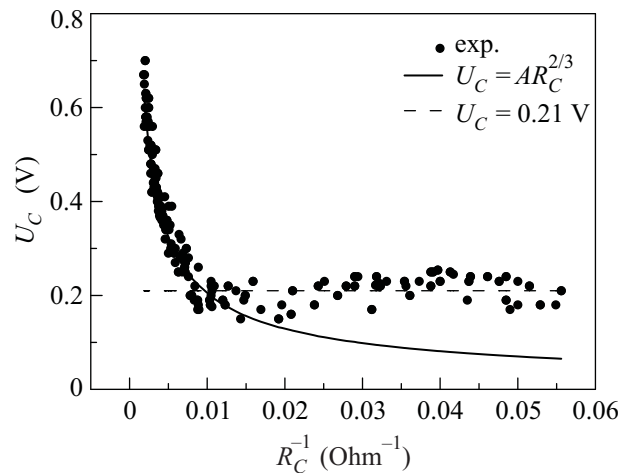


Рис.2. Зависимость напряжения U_C , необходимого для нагрева НК до критической температуры, от сопротивления НК при этом напряжении (сплошная линия – рассчитанная зависимость, согласно уравнению (1), штриховая линия соответствует $U_C = 0.21$ В)

$$U_C = A \cdot R_C^{-\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где $A = (0.95 \pm 0.12) \cdot 10^{-2}$ В/Ом $^{\frac{2}{3}}$. На рис.2 сплошной линией представлена зависимость U_C от R_C^{-1} , согласно (1).

Подчеркнем, что в области $R_C < 100$ Ом в пределах разброса экспериментальных значений величина U_C перестает зависеть от размера контакта (рис.2). Известно, что в диффузных контактах величина напряжения, необходимая для нагрева до одной и той же температуры, не зависит от размера контакта [6] и связана с температурой в центре контакта следующим соотношением:

$$U_C^2 = 8 \int_{T_0}^{T_C} \lambda \rho dT, \quad (2)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, ρ – удельное сопротивление.

Проводя численное интегрирование в (2), используя табличные данные для температурной зависимости коэффициента теплопроводности и удельного сопротивления Ni [7], находим, что $U_C = 0.17$ В. Рассчитанное значение несколько ниже среднего экспериментально полученного значения $U_C = 0.21$ В, но находится в пределах разброса экспериментальных данных. Это позволяет утверждать, что для НК Ni с $R_C < 100$ Ом реализуется диффузный режим транспорта электронов.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод о том, что экспериментальные данные (рис.2) свидетельствуют о переходе от баллистического ($d \ll \ll l_{tr}(T_C)$) режима транспорта электронов в НК Ni к

диффузному ($d > l_{tr}(T_C)$) при температуре магнитного фазового перехода T_C . В баллистическом режиме U_C зависит от размера НК, что находится в противоречии с результатами работы [2].

На наш взгляд, это связано с тем, что размеры исследованных контактов Au/CoS₂ и Au/Но в работе [2] были слишком большими для реализации баллистического режима транспорта электронов в НК, нагретых до температуры фазового перехода. Оценки l_{tr} в [2] приведены для начальной температуры $T_0 = 4.2$ К. Возрастание сопротивления с увеличением напряжения свидетельствует об уменьшении l_{tr} . Это может привести к переходу от баллистического режима транспорта электронов ($l_{tr}(T_0) \gg d$) к диффузному ($l_{tr}(T_C) < d$). Используя табличное значение удельного сопротивления $\rho(T_N) = 52 \cdot 10^{-8}$ Ом·м для Но при температуре Нееля T_N [5] и полагая $\rho \cdot l_{tr} = 10^{-15}$ Ом·м², как и в [2], получаем $l_{tr}(T_N) = 1.9$ нм. Оцененное значение $l_{tr}(T_N)$ меньше, чем размеры контактов в [2], поэтому в этих контактах реализуется диффузный режим транспорта электронов. Аналогичные оценки могут быть сделаны для контактов Au/CoS₂.

Таким образом, можно считать, что в работе [2] транспорт электронов в нагретых до температуры магнитного перехода НК был диффузным, а не баллистическим, так как оценки l_{tr} были существенно завышены. Это же подтверждается и тем, что величина напряжения U_C не зависит от размера контакта, что хорошо согласуется с представлениями о диффузном режиме транспорта электронов в подобных структурах.

Возрастание U_C с уменьшением диаметра контакта качественно можно понять следующим образом. Для баллистических НК размер области, где происходит выделение тепла, не зависит от размера контактов [8]. Температура нагретой области определяется выделяющейся мощностью $P = U^2/R$. С уменьшением диаметра контакта возрастает его сопротивление R . Для того чтобы температура НК оставалась неизменной, необходимо, чтобы и выделяющаяся мощность оставалась постоянной, а следовательно, необходимо увеличивать напряжение U .

Интересно отметить, что величина транспортной длины свободного пробега электронов при температуре фазового перехода может быть оценена из экспериментальной зависимости U_C от R_C^{-1} . Сопротивление НК можно выразить с помощью интерполяционной формулы Векслера [9] через сопротивление Максвелла R_M для диффузного контакта и сопротивление Шарвина R_{Sh} , описывающего сопротивление НК в баллистическом режиме:

$$R_C = \gamma_W R_M + R_{Sh} = \frac{\gamma_W \rho(T_C)}{d} + \frac{\gamma_{Sh} C}{d^2}, \quad (3)$$

где ρ – удельное сопротивление, d – диаметр НК, $C = \rho \cdot l_{tr}$ – коэффициент, который определяется свойствами поверхности Ферми и не зависит от механизма рассеяния), γ_W – поправочный коэффициент [9], $\gamma_{Sh} = 16/3\pi$. Приравнявая $\gamma_W R_M$ к R_{Sh} , находим, что в переходной точке

$$d = \gamma_{Sh} l_{tr} / \gamma_W. \quad (4)$$

Величину сопротивления контакта, соответствующую переходу от баллистического режима транспорта электронов к диффузному, находим из пересечения двух кривых (рис.2), описывающих баллистический и диффузный контакты, которая составляет $R_C^* = 100$ Ом. Подставляя R_C^* и (4) в (3), находим $l_{tr}(T_C) = 1.8$ нм, $d = 4.1$ нм и $C = \rho \cdot l_{tr} = 5 \cdot 10^{-16}$ Ом·м². Для расчетов использовались следующие значения параметров: $\gamma_W = 0.75$ [9], $\rho(T_C) = 27.8 \cdot 10^{-8}$ Ом·м [7].

Таким образом продемонстрирована важность учета уменьшения транспортной длины свободного пробега электронов вследствие нагрева НК при изучении режима электронного транспорта через НК. Это уменьшение длины свободного пробега может привести к переходу от баллистического режима транспорта электронов к диффузному, вследствие чего величина напряжения, необходимая для нагрева НК до критической температуры, перестает зависеть от размера НК.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-00568 и программ ОФН РАН.

Авторы работы выражают благодарность С.А. Зиганшиной за помощь в приготовлении рабочих электролитов и И.А. Гарифуллину за полезные замечания при обсуждении результатов.

1. R. G. Gatiyatov, V. N. Lisin, and A. A. Bukharaev, Appl. Phys. Lett. **96**, 093108 (2010).
2. T. Y. Chen, C. L. Chien, M. Manno et al., Phys. Rev. B **81**, 020301 (2010).
3. D. C. Ralph and M. D. Stiles, J. Magn. Mag. Mat. **320**, 1190 (2008).
4. M. Hatami, G. E. W. Bauer, Q. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 066603 (2007).
5. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
6. Р. Хольм, *Электрические контакты*, М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
7. D. R. Lide, *Handbook of chemistry and physics*, CRC press, 2003.
8. M. Rokni and Y. Levinson, Phys. Rev. B **52**, 1882 (1995).
9. G. Wexler, Proc. Phys. Soc. **89**, 927 (1966).