

Проявление когерентных и спинзависимых эффектов в контактансе ферромагнетиков, граничащих со сверхпроводником

Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, Р.Н. Коленов

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: chiang@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 10 июня 2006 г., после переработки 30 августа 2006 г.

Исследован электротранспорт в макроскопических ферромагнетиках (F) Fe и Ni в присутствии F/In интерфейсов разной площади. Измерения проводились в двух конфигурациях — при протекании постоянного тока вдоль и перпендикулярно интерфейсам. Обнаружено, что переход In в сверхпроводящее (S) состояние сопровождается увеличением сопротивления ферромагнетиков. В первой из названных конфигураций увеличение касалось изменения сопротивления области между границами потенциальных зондов (сверхпроводящих «зеркал») и имело порядок типичного слаболокализованного вклада в проводимость ферромагнетиков подщелевых синглетных возбуждений, возникающих при андреевском отражении, для макроскопических расстояний между «зеркалами» на длине когерентности, характерной для металлов с сильным отличием энергетической дисперсии спиновых подзон. Во второй конфигурации, при которой в измерения включалась и проводимость F/S интерфейса, изучался неравновесный резистивный вклад последнего, связанный со спиновой поляризацией области ферромагнетика под интерфейсом. Наблюдаемое увеличение сопротивления соответствовало теоретически предсказанной величине изменения сопротивления однодоменной области со спин-поляризованными электронами, связанного с аккумуляцией спина на F/S интерфейсе в условиях ограничения андреевских отражений. Из данных эксперимента для Fe и Ni найдены коэффициент поляризации тока и длина когерентности в обменном поле, а для исследованных образцов — нижний предел длины спиновой релаксации.

Досліджено електротранспорт в макроскопічних ферромагнетиках (F) Fe та Ni в присутності F/In інтерфейсів різної площі. Виміри проведено в двох конфігураціях — при протіканні постійного струму уздовж та перпендикулярно до інтерфейсів. Виявлено, що перехід In в надпровідний (S) стан супроводжується зростанням опору ферромагнетиків. В першій з названих конфігурацій зростання стосувалось зміння опору області між границями потенціальних зондів (надпровідних «дзеркал») та мало порядок типового слаболокалізованого внеску в провідність ферромагнетиків підщелинних синглетних збуджень, що виникають при андріївському відбитті, для макроскопічних відстаней між «дзеркалами» на довжині когерентності, характерній для металів з сильною різницею енергетичної дисперсії спинових підзон. В другій конфігурації, за якої у виміри включено і провідність F/S інтерфейсу, вивчався нерівноважний резистивний внесок останнього, пов'язаний зі спіноюю поляризацією області ферромагнетика під інтерфейсом. Зростання опору, що спостерігалось, відповідало теоретично передбачуваній величині зміння опору однодоменної області зі спин-поляризованими електронами, пов'язаного з аккумуляцією спина на F/S інтерфейсі за умови обмежування андріївських відбиттів. Из даних експерименту для Fe та Ni знайдено коефіцієнт поляризації струму та довжину когерентності в обмінному полі, а для досліджених зразків — нижня межа довжини спінової релаксації.

PACS: 72.25.Mk Спиновый перенос через поверхности;
74.45.+c Эффекты близости; эффект Андреева; SN и SNS переходы.

Ключевые слова: F/S интерфейс, аккумуляция спина, андреевское отражение, сверхпроводящая длина когерентности.

1. Введение

Возможность проявления когерентных эффектов и спиновых характеристик электронов проводимости в явлениях переноса в металлах широко изучается как теоретически, так и экспериментально. Острый интерес, например, вызывают особенности транспорта, связанные с влиянием сверхпроводника (S), приведенного в контакт с нормальным металлом (N) и, особенно, с ферромагнетиком (F). В частности, известен ряд экспериментальных результатов [1–3], давших повод для интригующего предположения о проявлении в магнетиках дальнего действующего эффекта близости (ДЭБ), в принятых представлениях подразумевающего существование ненулевого параметра порядка $\Delta(x)$ на расстоянии от сверхпроводника $x \gg \xi_{\text{exch}}$ (ξ_{exch} — длина когерентности в обменном поле магнетика), что противоречит теории FS контакта, поскольку $\xi_{\text{exch}} \ll \xi_T \sim v_F/T$ (T , v_F — температура и ферми-скорость соответственно; v_F/T — обычный масштаб эффекта близости в квазиклассической теории сверхпроводимости [4]). Однако указанное предположение сделано по результатам экспериментов с диффузионными мезоскопическими гетеросистемами, имеющими свою специфику. В частности, в таких системах F/S интерфейсы не являются «шарвиновскими», имея сопротивление, сравнимое с сопротивлением под интерфейсом. Последнее приводит к проявлению шунтирующего эффекта [5], сопоставимого с изучаемыми транспортными эффектами. Кроме того, данная особенность вносит неопределенность в значение коэффициента прозрачности интерфейса [6], также влияющего на величину и знак добавки к измеряемому контактансу [7]. Делались попытки объяснить ДЭБ проявлением триплетной компоненты параметра порядка [8–10], однако вклад триплетных флуктуаций может быть существенным лишь в случае, когда контактанс близок к квантовому, что не соответствует указанным экспериментам.

Уместно напомнить о наших ранних результатах [11], приведенных на рис. 1 для системы Cu/Sn, демонстрирующих драматическое влияние проявления шунтирующего эффекта на возможные выводы о качественном характере эффектов в контактансе систем металл — сверхпроводник даже в измерениях с более низкоомными интерфейсами, чем у мезоскопических структур. Так, кривая 1, измеренная вне интерфейса, обнаруживает поведение контактанса в соответствии с фундаментальными представлениями квазиклассической теории [12,13], согласно которым на длине когерентности $e-h$ гибридов, образуемых при андреевском отражении, происходит увеличение сечения упругого рассеяния на приме-

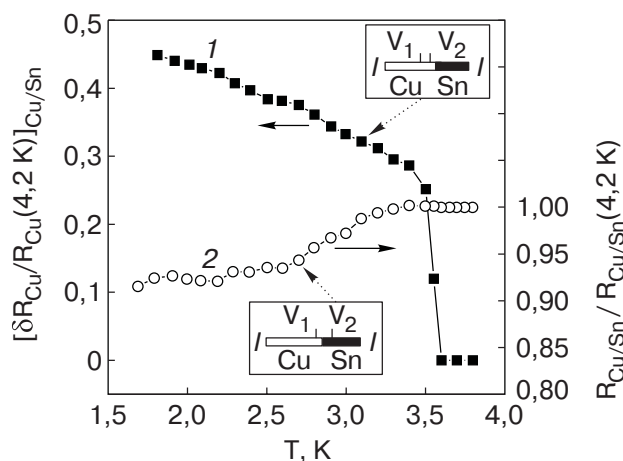


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления системы нормальный металл/сверхпроводник (N/S) в конфигурации измерений вне интерфейса (кривая 1) и с интерфейсом (кривая 2) [11].

сях в металле из-за «ретрорассеяния», т.е. *уменьшение* проводимости металла, а не ее увеличение, как при полном игнорировании примесного рассеяния андреевских дырок в случае точечного баллистического контакта [14,15]. При этом поведение сопротивления цепи, включающей нешарвиновский интерфейс, может и не отражать поведение проводимости собственно металла (кривая 2, см. также [2]). Но именно такой характер поведения и может быть принят за проявление дальнего действующего эффекта близости. Другими словами, в проводимости гетеросистем со сверхпроводником при переходе к N/S режиму в конфигурации, охватывающей интерфейс, способны проявляться сразу несколько конкурирующих эффектов с разным по знаку поведением.

2. Постановка эксперимента

В данной работе представлены экспериментальные исследования транспортных свойств непленочных кристаллических ферромагнетиков Fe и Ni в присутствии F/In интерфейсов разной площади, приготовленных путем залуживания исследуемых металлов жалом паяльника из того же металла с нанесенным на него сверхпроводящим металлом в температурном режиме, не образующем, согласно литературным данным, промежуточных химических соединений. Приготовленные таким способом интерфейсы при макроскопической толщине образцов, позволяющей минимизировать шунтирующий эффект на интерфейсах, неоднократно демонстрировали высокую прозрачность и, как следствие, воспроизводимость своих свойств в разных системах [11].

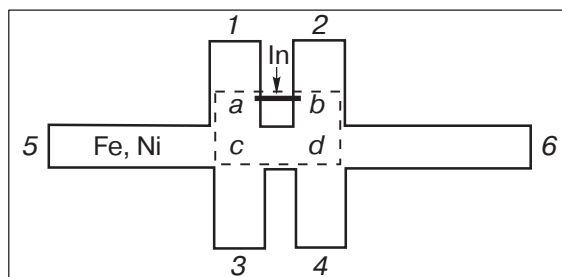


Рис. 2. Схематическое изображение образцов. Рабочая область отмечена пунктиром. Режимы протекания тока параллельно и перпендикулярно F/In интерфейсам (в местах *a* и *b*) реализовывались вводом тока через ответвления 1 и 2 в отсутствие показанной на рисунке индийской перемычки и через 5 и 6 в присутствии перемычки.

Выбор металлов со сравнимыми плотностями состояний в спиновых подзонах, электрические и геометрические параметры интерфейсов и большая толщина исследуемого металла под интерфейсами по сравнению со слоем сверхпроводника на интерфейсе преследовали цель минимизировать эффекты, связанные с увеличением проводимости системы, которые могли бы быть приняты за проявление эффекта близости.

Измерения проводились на образцах, вырезанных электроискровым способом из радикально отличающихся по чистоте и структуре массивных ферромагнитных материалов: поликристаллического Fe с отношением сопротивлений «комната/гелий» $RRR \approx 3$ и монокристаллического Ni с $RRR \approx 200$. Длины свободного пробега l_{el} у Fe и Ni с указанными RRR при гелиевых температурах порядка 0,01 мкм (такое значение l_{el} наиболее часто встречается у наноструктур) и 1 мкм соответственно. Геометрия образцов показана (не в масштабе) на рис. 2. Рабочая область образцов, содержащая F/S интерфейсы в точках *a* и *b*, отмечена пунктиром.

Эффекты в проводимости магнетиков изучены в двух конфигурациях измерений: при протекании постоянного тока вдоль (вставки *a* и *b* на рис. 3, 4) и перпендикулярно (вставка *a* на рис. 6 и вставка на рис. 7) F/In интерфейсам. Последняя конфигурация реализовывалась установкой перемычки из индия между F/In интерфейсами после измерений в первой конфигурации (в местах *a* и *b* на рис. 2). При этом область *abcd* приобретала геометрию замкнутого «андреевского интерферометра», позволяющую одновременно изучать и фазочувствительные эффекты (будут представлены в ближайшей публикации). В первой конфигурации использовались как точечные (для Fe и Ni), так и широкие

(для Ni) интерфейсы, а во второй — точечные для Fe и широкие для Ni (характерные размеры обоих типов интерфейсов много больше длины свободного пробега). «Точечными» (*p*) либо «широкими» (*w*) мы называем F/In интерфейсы с отношением характерного размера их площадей к ширине проводника порядка 0,1 либо 1 соответственно. Точечные интерфейсы готовились путем бесфлюсного «ввинчивания» в исследуемый металл расплавленного индия на заостренном жале (Fe) паяльника с диаметром закругления $\approx 50\text{--}100$ мкм (во всех случаях использован сверхчистый индий с $RRR \approx 4 \cdot 10^4$). При последующем приготовлении широкого интерфейса слой индия наносился так, чтобы его нижняя граница примерно совпадала с положением точечного. Известно, что при использованной температуре залуживания (< 200 °C) железо и никель с индием не смешиваются. Собственное сопротивление приготовленных интерфейсов было на много порядков меньше, чем у интерфейсов, изготавливаемых по нанотехнологиям.

Элементы рабочей области имели следующие размеры: у образца Fe ширина проводников магнетика $W_{ac,bd} \approx 1,5$ мм; $W_{cd} \approx 0,5$ мм, их длина $L_{ac,bd} \approx 0,5$ мм, $L_{cd} \approx 0,3$ мм при толщине $t \approx 0,25$ мм; у образца Ni: $W_{ac,bd} \approx 0,5$ мм, $W_{cd} \approx 0,7$ мм, $L_{ac,bd} \approx 0,5$ мм, $L_{cd} \approx 0,4$ мм при толщине $t \approx 0,1$ мм. Конфигурация измерений, в которой получены приведенные на рисунках кривые, показана на вставках к каждому рисунку. Сопротивления элементов контура *acdb*, $R_{ac}(T)$, $R_{cd}(T)$, $R^{In}(T)$ и $R_{acdb}(T)$, измерялись независимо без нарушения геометрии интерфейсов и конфигурации протекания тока, с использованием отводов 1–6 (рис. 2) в различных комбинациях при замкнутой либо разомкнутой In перемычке.

Относительная погрешность определения сопротивления в наших экспериментах $\delta R/R \leq 10^{-4}$, что достигалось стабилизацией тока 0,1–1 А во внешней цепи и температуры, а также применением для измерений разностей потенциалов вольтметра с разрешением $\delta U \approx 10^{-11}$ В на основе сверхпроводящего модулятора [16].

Ток в ветви *ca*–In–*bd* определялся из соотношений Кирхгофа:

$$I = I_{ca-In-bd} (1 + I_{cd}/I_{ca-In-bd});$$

$$I_{cd}/I_{ca-In-bd} = R_{ca-In-bd}/R_{cd};$$

$$I_{cabd}(T) = \frac{IR_{cd} - U_{ab}^{In} - 2(U_{if} + \delta U_{ac})}{R_{\Sigma}} \Bigg|_T, \quad (1)$$

$$R_{\Sigma}(T) = [R_{ac} + R_{bd} + R_{cd}]_T ;$$

$$[U_{if} + \delta U_{ac}]_T = [U_{cb} - (U_{ab}^{In} + U_{ac})]_T ,$$

где R_{Σ} — полное сопротивление контура $acdb$ ферромагнетика, U_{if} — разность потенциалов на одном интерфейсе, U_{ab}^{In} — напряжение, независимо измеренное на переключке In, а $\delta U_{ac}(T)$ — возможная добавка к напряжению U_{ac} на участке ферромагнетика ac , измеренному в конфигурации, не включающей разность потенциалов на интерфейсе.

3. Обсуждение результатов

Основные результаты: 1) первое наблюдение интерференционного вклада длинноволновых андреевских возбуждений в уменьшение проводимости ферромагнетика (Ni) при типичной для ферромагнетиков длине когерентности; 2) наблюдение *увеличения* «сопротивления F/S интерфейсов» Fe/In и Ni/In, свидетельствующего об ограничениях на процессы андреевского отражения на F/S интерфейсе (эффекте аккумуляции спина), накладываемых поляризацией тока в ферромагнетике.

3.1. Когерентный эффект

На рис. 3 представлены результаты измерения сопротивления $R(T) = U/I$ участков Fe и Ni с точечными (кривые 1, 2) и широкими у Ni (кривая 3) F/S интерфейсами при пропускании тока *параллельно* интерфейсам (см. вставки), т.е. в конфигурации, когда в сверхпроводящем состоянии индия

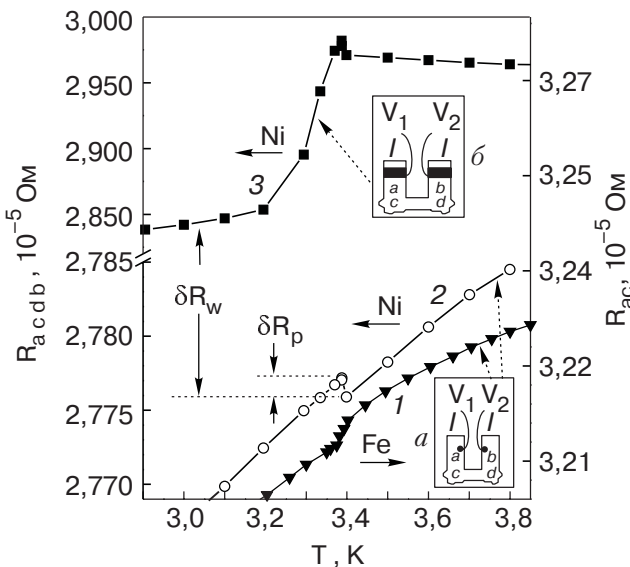


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления участков образцов Fe и Ni с точечными [вставка (а)] для Fe (кривая 1) и Ni (кривая 2) и широкими [вставка (б)] для Ni (кривая 3) F/S интерфейсами в качестве «сверхпроводящих зеркал» при $T < T_c^{In}$.

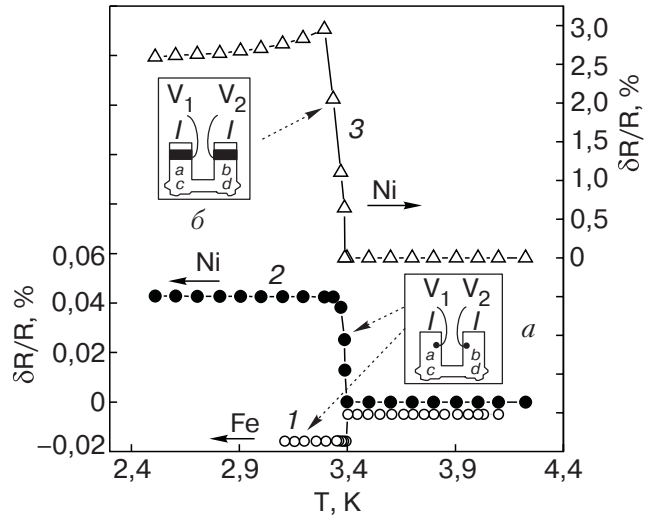


Рис. 4. Когерентный эффект. Те же кривые, что и на рис. 3, в относительных единицах. Кривая 1 смещена вниз на $5 \cdot 10^{-3} \%$.

интерфейсы, как часть потенциальных зондов, выполняют пассивную роль «сверхпроводящих зеркал». На рис. 4 те же данные приведены в относительных единицах $\delta R/R = [R(T) - R_p(T = T_c^{In})]/R_p(T = T_c^{In})$.

Видно, что при $T \leq T_c^{In}$ (после включения андреевского отражения) сопротивление Ni скачком возрастает на $\delta R_p \approx 1 \cdot 10^{-8}$ Ом (рис. 3) в случае двух точечных контактов ($\delta R/R \approx 0,04\%$, рис. 4) и на $\delta R_w \approx 7 \cdot 10^{-7}$ Ом (рис. 3) в случае двух широких контактов ($\delta R/R \approx 3\%$, рис. 4), причем аналогичный эффект у Fe с точечными контактами не наблюдается, а наблюдается незначительный эффект противоположного знака величиной, сравнимой с δR_p^{Ni} .

Покажем, что, как и в случае немагнитного металла (рис. 1), обнаруженное благодаря малости шунтирующего эффекта уменьшение проводимости никеля при переходе потенциальных зондов к состоянию «сверхпроводящих зеркал» соответствует увеличению эффективности упругого рассеяния на примесях в граничащем со сверхпроводником металле при реализации в нем андреевского отражения. Действительно, интерференционный вклад рассеяния синглетной пары $e-h$ возбуждений на примесях в слое толщиной порядка длины когерентности ξ , отсчитанной от N/S интерфейса, измеренный на расстоянии L от интерфейса, $\sim \exp(-L/\xi)$ и при $\xi \ll L$ может быть записан в виде [11–13]

$$\frac{\delta R}{R_L} = \frac{\xi}{L} \bar{r}, \quad (2)$$

где длина когерентности ξ имеет смысл максимального расстояния, на котором $e-h$ возбуждения синглетной пары еще способны взаимодействовать с

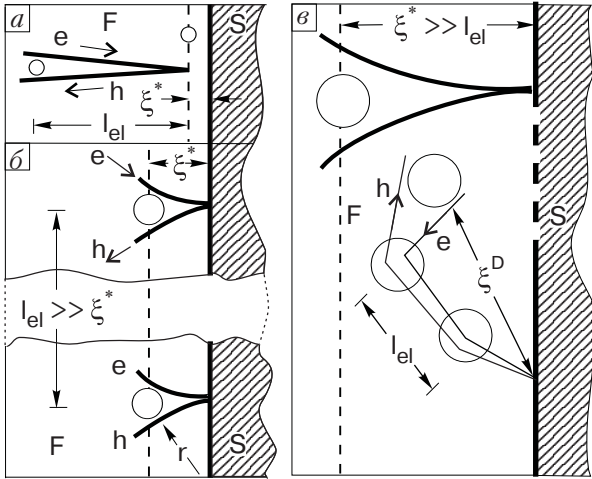


Рис. 5. Рассеяние андреевских $e-h$ гибридов и длина их когерентности ξ^* в нормальном ферромагнитном металле при характерных размерах F/S интерфейсов, превышающих l_{el} : $\xi^* \ll l_{el}$ (а, б); $\xi^* \gg l_{el}$ (в). Подробности — в тексте.

одной и той же примесью (см. рис. 5); \bar{r} — эффективная вероятность упругого рассеяния возбуждений при андреевском отражении в слое ξ как целом. При полностью прозрачном интерфейсе она равна единице независимо от числа таких пар — вероятности андреевских отражений, определяемой площадью N/S интерфейса и правилами отбора. Измерения напряжений в конфигурациях, включающих и не включающих интерфейсы, показали, что напряжения на собственно интерфейсах в изученных нами системах ничтожно малы, так что в наших экспериментах $\bar{r} \approx 1$. Таким образом, формула (2) указывает на принципиальную возможность наблюдения двукратного увеличения сопротивления слоя толщиной $L \sim \xi$ по сравнению с его сопротивлением в отсутствие андреевского отражения.

Однако в выражении (2) отношение величины эффекта δR к сопротивлению, измеренному на произвольном расстоянии от границы, рассматривается как простое отношение соответствующих пространственных масштабов. Тем самым предполагается, что удельная проводимости σ_L является единым параметром для всего проводника длиной L , включая масштаб ξ . Действительно, из (2) найдем, что под величиной положительного изменения сопротивления δR слоя ξ как целого подразумевается величина

$$\delta R^\xi = \frac{\xi}{\sigma_\xi A_{if}} \bar{r} \equiv \sum_{i=1}^{N_{imp}} \delta R_i^\xi. \quad (3)$$

Здесь σ_ξ — удельная проводимость в слое ξ ; A_{if} — площадь интерфейса; N_{imp} — число андреевских каналов (примесей), принимающих участие в рассеянии; δR_i^ξ — результат $e-h$ рассеяния на одной

примеси. Видно, что (3) имеет смысл сопротивления части проводника лишь при $\sigma_\xi = \sigma_L$, т.е. при $\xi > l_{el}$. Для ферромагнетиков $\xi \ll l_{el}$ и $l_{el}^L \neq l_{el}^\xi$. В этом случае для сравнения δR из измерений на длине L с теорией значение R_L в выражении (2) должно быть перенормировано.

В квазиклассическом представлении когерентность андреевской пары возбуждений в металле считается нарушенной, если смещение их траекторий относительно друг друга достигнет величины порядка их толщины, т.е. порядка длины волны де Бройля λ_B . Максимально возможное расстояние ξ_m (бесстолкновительная длина когерентности), на котором это могло бы произойти в ферромагнетике при прямолинейных e и h траекториях (рис. 5,а), определится как

$$\xi_m \sim \frac{\lambda_B}{\varepsilon_{exch}/\varepsilon_F} = \frac{\pi \hbar v_F}{\varepsilon_{exch}}; \quad \varepsilon_{exch} = \mu_B H_{exch} \sim T_{exch} \quad (4)$$

(μ_B — магнетон Бора, H_{exch} — обменное поле, T_{exch} — температура Кюри). Однако учитывая ларморовское искривление e и h траекторий в поле H_{exch} в сочетании с требованием взаимодействия обоих типов возбуждений с одной и той же примесью (см. рис. 5,б), найдем, что длина когерентности уменьшится до значения [17]

$$\xi^* = \sqrt{2qr} = \sqrt{2q\xi_m}, \quad (5)$$

где r — ларморовский радиус в поле H_{exch} , q — радиус экранирования примеси $\sim \lambda_B$. Наконец, при тех значениях коэффициента диффузии D , при которых $l_{el} \ll \xi_m$, длина когерентности могла бы дополнительно ограничиться:

$$\xi_{exch}^D \sim \sqrt{l_{el} \xi^*}; \quad l_{el} < \xi^* \quad (6)$$

(рис. 5,в), что позволило бы вернуться к условию $\xi = \xi_{exch}^D$ и использовать (2) без перенормирования. (Этот случай в наших образцах не реализуется.) Таким образом, рис. 5 дает качественное представление о различии масштабов, в которых может проявляться диссипативный вклад андреевских гибридов из-за рассеяния на примесях при характерных размерах интерфейсов $y, z \gg l_{el}$ ($N_{imp} \gg 1$).

Для Fe с $T_{exch} \approx 10^3$ К и Ni с $T_{exch} \approx 600$ К значение $\xi^* \approx 0,001$ мкм. Отсюда следует, что в нашем эксперименте с $l_{el} \approx 0,01$ мкм (Fe) и $l_{el} \approx 1$ мкм (Ni) реализуется предельный случай $l_{el} \gg \xi^*$ и $l_{el}^L \neq l_{el}^\xi$. На рис. 5,б видно, что при $y, z \gg l_{el} \gg \xi^*$ в нормальном состоянии интерфейса длине l_{el}^ξ в слое ξ^* отвечает кратчайшее расстояние между примесью и интерфейсом, т.е. $l_{el}^\xi \equiv \xi^*$ ($\sigma_L \neq \sigma_{\xi^*}$). (Заметим, что при равновероятном распределении примесей вероятность найти примесь на любом расстоянии от

интерфейса в конечном объеме с хотя бы одной размерностью, превышающей l_{el} , равна единице). Перенормируя выражение (2) с заменой ξ на ξ^* , получим формулу для оценки рассматриваемого когерентного эффекта в ферромагнетиках из измерений на длине L :

$$\frac{\delta R_{\xi^*}}{R_L} = \frac{\xi^*}{L} \frac{l_{el}}{l_{el}^{\xi^*}} \bar{r} \approx \frac{l_{el}}{L} \bar{r}; \quad (7)$$

$$\delta R_{\xi^*} = \frac{\xi^*}{\sigma_{\xi^*} A_{if}} \bar{r} \equiv \sum_{i=1}^{N_{imp}} \delta R_i^{\xi^*}.$$

Здесь σ_{ξ^*} — удельная проводимость в слое ξ^* ; $\delta R_i^{\xi^*}$ — результат $e-h$ рассеяния на одной примеси. Таким образом, выражение (7) может служить критерием наблюдаемости когерентного эффекта в ферромагнетиках разной чистоты. При точечном Fe/In интерфейсе с $l_{el}^{Fe} \approx 0,01$ мкм интерференционное увеличение сопротивления сегмента Fe изученной длины должно составлять $\approx 10^{-9}$ Ом, и при токе $I_{acdb} \leq 0,1$ А, при котором проводилось измерение, не могло быть обнаружено на фоне шунтирующего эффекта (см. кривые 1 на рис. 3, 4). В то же время для сравнимого по площади точечного интерфейса Ni/In (с шунтирующим эффектом того же порядка) δR_{ξ^*} должно быть на порядок больше, что и согласуется с наблюдаемой величиной увеличения сопротивления никеля с $l_{el}^{Ni} \approx 1$ мкм (кривые 2).

Сравнение эффектов в Ni для интерфейсов разной площади также убеждает, что наблюдаемые эффекты относятся именно к типу рассмотренного когерентного эффекта. Поскольку число андреевских каналов пропорционально площади N/S интерфейса, то при измерениях на образцах, отличающихся только площадью интерфейсов A_{if} , должно выполняться $\delta R_w^{\xi^*} / \delta R_p^{\xi^*} = N_{imp}^w / N_{imp}^p \sim A_w / A_p$ (индексы p и w относятся соответственно к точечному и широкому интерфейсам). Сравнение скачков на кривых 2 и 3 (рис. 3, 4) дает отношение $\delta R_w / \delta R_p = 70$, которое разумно соответствует отношению $A_w / A_p = 25-100$.

Таким образом, величина и особенности наблюдаемых эффектов, без сомнения, имеют прямое отношение к обсуждаемому когерентному эффекту, тем самым доказывая принципиальную возможность его проявления и наблюдения в ферромагнетиках при соответствующем приборном разрешении. Хотя, в некотором роде, это является сюрпризом, но, как было показано, не выходит за рамки принятых представлений о масштабе длины когерентности андреевских возбуждений в металлах, определяющем диссипацию, и, следовательно,

не может рассматриваться как проявление эффекта близости в ферромагнетиках.

3.2. Эффект аккумуляции стина

Макроскопическая толщина ферромагнетиков под интерфейсами позволяла исследовать вклад F/S интерфейсов в условиях протекания тока перпендикулярно интерфейсам, реализуемых в ветви образца с индиевой перемычкой при вводе тока через контакты 5 и 6 (рис. 2). На рис. 6, кривая 1, для системы Fe с точечными интерфейсами показано температурное поведение разности потенциалов V_1 и V_2 на концах участка cab указанной ветви (см. вставку *a*), $U_{cb}(T) = |V_1 - V_2|(T)$, нормированной на ток в этой ветви. Как и в случае с немагнитным металлом (рис. 1, кривая 2), температурная зависимость сопротивления $U_{cb}/I_{cabd}(T)$, включающего сопротивление всей области интерфейса, сама по себе не дает представления о возможных изменениях в резистивном поведении собственно ферромагнетика под интерфейсом при переходе состояния интерфейса от F/N к F/S. Чтобы судить о таких изменениях, из кривой 1 следовало вычестить зависимости $R_{ac}^{Fe}(T) \equiv [U_{ac}/I_{cabd}]_T$ (кривая 2) и $R^{In}(T)$ индиевой перемычки (на вставке *b*). Результат вычитания R_{if}^p , относящийся к области ферромагнети-

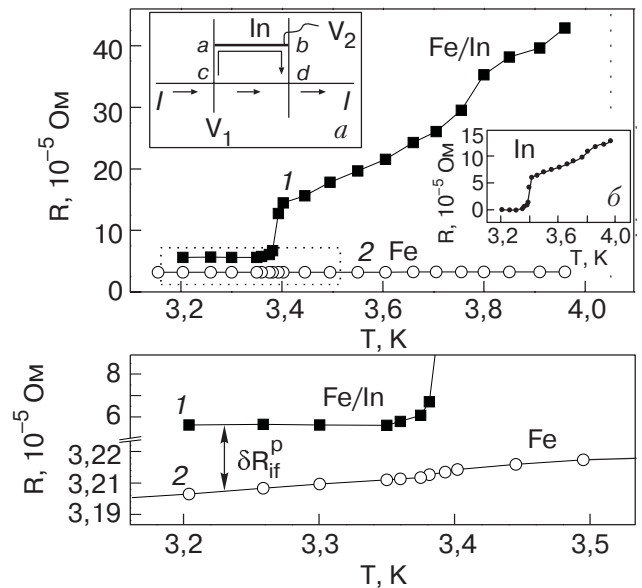


Рис. 6. Температурные зависимости сопротивлений в системе Fe–In с точечными F/In интерфейсами, измеренные в конфигурации с током, нормальным к интерфейсам (вставка *a*). Верхняя панель: 1 — $R(T) = U_{cb}/I_{cabd}(T)$; 2 — $R_{ac}(T)$; вставка *b* — сопротивление перемычки $R^{In}(T)$. Нижняя панель: часть кривых 1 и 2 в увеличенном масштабе; δR_{if}^p — увеличение сопротивления точечного «интерфейса» (спин-поляризованной области ферромагнетика вблизи контакта) ниже T_c^{In} .

ка под интерфейсом, показан на нижней панели. Видно, что он многократно превышает как вклад шунтирования в рассматриваемой системе при точечной геометрии интерфейсов (см. кривую 1, рис. 3), так и возможную величину когерентного эффекта, оцененную в предыдущем пункте, и, следовательно, имеет другое происхождение.

Аналогичным образом поведение R_{if}^w изучено в образце Ni с широкими интерфейсами, но в несколько иной постановке измерений, исключавшей необходимость учета сопротивления ферромагнетика за пределами областей под интерфейсами. Измерялись температурные зависимости разностей потенциалов по обе стороны от интерфейсов (см. вставку к рис. 7): $U_{ab}^1(T) = |V_{11} - V_{12}|(T)$ и $U_{ab}^2(T) = |V_{21} - V_{22}|(T)$. На рис. 7 показаны соответствующие зависимости $R(T)$ (кривые 1 и 2), полученные нормированием указанных разностей потенциалов на ток в ветви $cabd$ [см. (1)]. Разность измеренных таким способом кривых 1 и 2 служит мерой сопротивления R_{if}^w областей ферромагнетика, примыкающих к сверхпроводящему «зеркалу».

На рис. 8 в относительных единицах представлено температурное поведение R_{if}^p для точечных интерфейсов Fe/In (кривая 1) и R_{if}^w для широких интерфейсов Ni/In (кривая 2) как

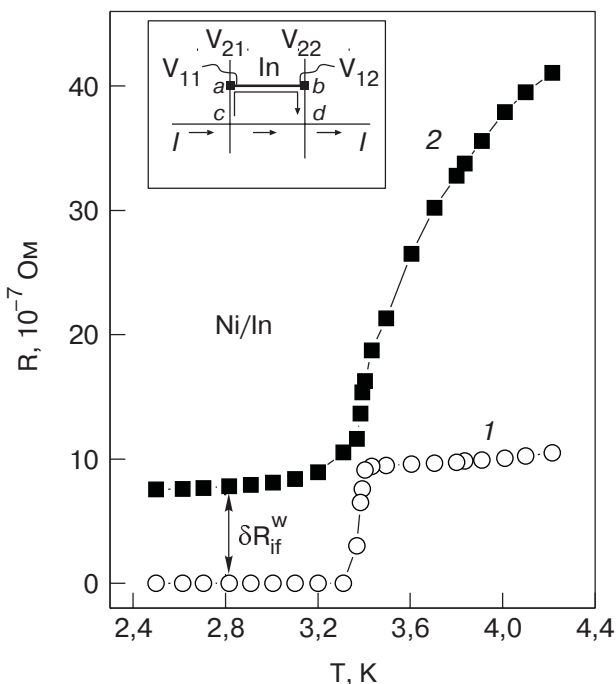


Рис. 7. Температурные зависимости сопротивлений в системе Ni–In с широкими F/In интерфейсами, измеренные в конфигурации с током, нормальным к интерфейсам (см. вставку): 1 – сопротивление перемычки $R^{In}(T)$; 2 – $R^{In}(T) + R_{if}^w(T)$; δR_{if}^w – увеличение сопротивления широкого «интерфейса» (спин-поляризованной области ферромагнетика вблизи контакта) ниже T_c^{In} .

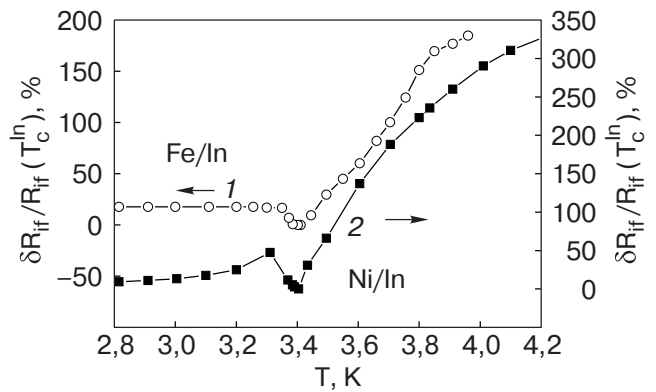


Рис. 8. Эффект аккумуляции спина. Относительные температурные зависимости резистивного вклада спин-поляризованных областей Fe и Ni вблизи интерфейсов с малой (Fe/In) и большой (Ni/In) площадью.

$\delta R_{if}/R_{if} = [R_{if}(T) - R_{if}(T_c^{In})]/R_{if}(T_c^{In})$. Из вида кривых следует, что при переходе интерфейсов от состояния F/N к состоянию F/S сопротивление интерфейсов скачком *увеличивается*, но по сравнению с увеличением, обусловленным ранее рассмотренным когерентным эффектом, на несравнимо большую величину. Видно также, что независимо от геометрии интерфейса поведение $R_{if}(T)$ качественно подобно в обеих системах. Значение $R_{if}(T_c^{In})$ – минимальное сопротивление интерфейса, которое достигается при вытеснении тока на края интерфейса в силу эффекта Мейсснера. Величины положительных скачков по отношению к этому сопротивлению, $\delta R_{if}/R_{if}(T_c^{In}) \equiv \delta R_{F/S}/R_{F/N}$, составляют для Fe около 20 % (кривая 1), а для Ni около 40% (кривая 2).

Полученные значения более чем на порядок превышают вклад в увеличение сопротивления ферромагнетиков, связанный с когерентным взаимодействием андreeвских возбуждений с примесями (как будет показано ниже, из-за несравнимости пространственных масштабов, в которых они проявляются). Это позволяет рассматривать указанные результаты как прямое проявление рассогласования спиновых состояний в ферромагнетике и сверхпроводнике, приводящего к аккумуляции спина на F/S интерфейсах, уменьшающей проводимость системы в целом. Мы полагаем, что такое уменьшение эквивалентно уменьшению проводимости некоторой области ферромагнетика под интерфейсом, если обменное спиновое расщепление в ферромагнитном образце распространяется на масштаб, не слишком малый по отношению к размеру этой области. Другими словами, само по себе проявление эффекта уже говорит о сравнимости размеров области ферромагнетика, позволяющих его наблюдать, с длинной спиновой релаксации. Следовательно, наблю-

даемый нами эффект должен отражать резистивный вклад областей ферромагнетиков именно такого масштаба. Наличие подобных неравновесных областей и возможность наблюдения их резистивных вкладов при четырехконтактной схеме измерений обусловлены «неточечностью» потенциальных зондов (конечностью их поперечных размеров). Кроме того, данные свидетельствуют, что размеры таких областей вблизи как Fe/S, так и Ni/S интерфейсов в наших экспериментах сравнимы. Действительно, значение $\delta R_{Ni/S}/R_{Ni/N}$, соответствующее, согласно конфигурации, вкладу *только* неравновесных областей (вставка на рис. 7), и значение $\delta R_{Fe/S}/R_{Fe/N}$, полученное из конфигурации, включающей ферромагнитный проводник длиной, заведомо *превышающей* длину спиновой релаксации (как на вставке *a* к рис. 6), фактически одного порядка. Кроме того, согласно теории аккумуляции спина [5,18,19], ожидаемая величина изменения сопротивления F/S интерфейса в этом случае порядка

$$\delta R_{F/S} = \frac{\lambda_s}{\sigma A} \frac{P^2}{1 - P^2}; \quad (8)$$

$$P = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow})/\sigma; \quad \sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}.$$

(Здесь λ_s — длина спиновой релаксации; P — коэффициент спиновой поляризации проводимости; $\sigma, \sigma_{\uparrow}, \sigma_{\downarrow}$ и A — полная, спинзависимые проводимости и сечение ферромагнитного проводника соответственно.) Используя это выражение, подставляя данные для геометрических параметров образцов и полагая $P^{Fe} \sim P^{Ni}$, получим, что $\lambda_s(Fe/S)/\lambda_s^*(Ni/S) \approx 2$. Это дополнительно подтверждает сравнимость масштабов спин-флип длины λ_s для Fe/S и λ_s^* для Ni/S, указывая, что размер неравновесной области, определяющий величину наблюдаемых эффектов для Fe/S и Ni/S интерфейсов, не больше (равен у Fe) длин спиновой релаксации в каждом из металлов. В этом случае, согласно (8), длину проводников, с нормальным сопротивлением которых нужно сравнивать значения $\delta R_{F/S}$, следует взять в точности равной λ_s для Fe/S и λ_s^* для Ni/S. Отсюда вытекает оценка коэффициентов спиновой поляризации проводимости для каждого из металлов:

$$P = \sqrt{(\delta R_{F/S}/R_{F/N})/[1 + (\delta R_{F/S}/R_{F/N})]}. \quad (9)$$

Используя наши данные, получаем $P^{Fe} \approx 45\%$ для Fe и $P^{Ni} \approx 50\%$ для Ni, что практически совпадает со значениями, полученными из других источников [20]. Если под A в выражении (8) понимать площадь проводника порядка площади вхождения тока в перемычку, т.е. порядка произведения длины контура интерфейса на ширину меисснеровского

слоя, то грубая оценка длин спиновой релаксации в исследованных металлах в соответствии с предположением об однодоменной намагниченности образцов даст значения $\lambda_s^{Fe} \sim 900 \text{ \AA}$ и $\lambda_s^{Ni} > 500 \text{ \AA}$. Сравнивая эти значения с длиной когерентности в ферромагнетиках $\xi^* \approx 10 \text{ \AA}$, видим, что, хотя когерентный эффект и приводит к почти 100%-му увеличению сопротивления, но последнее относится к слою, толщина которого на два порядка меньше толщины слоя, ответственного за проявление эффекта аккумуляции спина, и поэтому не затеняет последний эффект.

3.3. Шунтирующий эффект

Наши эксперименты показали, что одним из источников неадекватной информации о физике процессов в пленочных ферромагнитных образцах при конфигурациях измерений, охватывающих интерфейсы, может быть планарная геометрия последних, при которой сверхпроводник, являясь частью потенциального зонда, перекрывает заметную площадь δA образца, толщина которого сравнима с толщиной сверхпроводника. Это должно приводить к заметному проявлению шунтирующего эффекта — кажущемуся увеличению проводимости исследуемого металла. При сравнительно небольших толщинах промежуточного слоя между сверхпроводником и пленкой в интерфейсе-сэндвиче (о наличии такого слоя свидетельствуют, например, заметные «нешарвиновские» значения сопротивления барьеров на пленочных мезоскопических интерфейсах) неизбежное падение сопротивления системы, обусловленное шунтированием, должно быть порядка $\delta R/R \approx \delta A/A$, которое часто и наблюдается [2,3]. В экспериментах с такими интерфейсами, даже удаленными от основного канала тока (типичная конфигурация измерений «нелокального» сопротивления [21]), также может проявляться эффект шунтирования. Реальность такой ситуации прямо вытекает из картины распределения потенциала в ответвлениях, размеры которых в мезоскопических образцах сопоставимы с размерами основных каналов тока. Это распределение, как известно, подчиняется уравнению Лапласа (см., например, [22]), решением которого для тока на N/S интерфейсе в ответвлении длиной L с теми же шириной и толщиной, как и у основной цепи с током, будет выражение вида [23]

$$j(x) \approx j(x_0) \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4} \right) \left(\frac{x}{x_0} \right) \exp \left[-\frac{x - x_0}{x_0} \right],$$

где x_0 — начало ответвления, отсчитанное от инжектора тока, $x_0 \leq x \leq L$. В образцах мезоскопических размеров этот вклад достаточно велик из-за

малых x . В результате в гетеросистемах со сверхпроводником при переходе к N/S (в частности, к F/S) режиму могут проявляться сразу несколько конкурирующих механизмов, усложняющих, вообще говоря, выделение интересующих эффектов. Один из них приводит к увеличению измеряемой разности потенциалов на масштабе длины $e-h$ когерентности в несверхпроводящей части системы, второй — к уменьшению этой разности из-за шунтирования (поведение, подобное наблюдаемому в [21]). Наконец, в случае F/S систем еще один механизм, увеличивающий сопротивление системы, обусловлен рассогласованием на F/S интерфейсе спин-поляризованного тока в магнетике и синглетного тока куперовских пар в сверхпроводнике (эффект аккумуляции спина [18,19]).

Сравнение результатов нашего эксперимента для точечных (рис. 3, 4, 6) и широких (рис. 3, 4, 7) контактов отчетливо показывает масштаб эффекта шунтирования, связанный с ответвлением части тока в сверхпроводящий зонд на перекрытии. При малых упругих длинах свободного пробега (как у наноструктур) он способен, в частности, преобладать над когерентным эффектом (кривая 1, рис. 3). Вклад шунтирования мог быть достаточно точно учтен лишь в силу использования нами двуслойных интерфейсов с прозрачностью, близкой к единице. В геометрии трехслойного сэндвича (в планарных наноструктурах), где, как правило, сопротивление промежуточного слоя меньше сопротивления нормального металла, но больше сопротивления слоя сверхпроводника, шунтирующий эффект может, по-видимому, преобладать над любыми эффектами в проводимости собственно исследуемого металла. Поэтому мы исследовали образцы металлов макроскопической толщины со слоем сверхпроводника на интерфейсах несравнимо меньшей толщины. Как следует, например, из вида кривой 3 на рис. 3, при такой геометрии эффект шунтирования, хотя и проявляется, но оказывается сравнимым с эффектом интерференционного уменьшения проводимости исследуемого металла в области сверхпроводящего перехода, превышая последний не более чем в два раза. Только в грязном ферромагнетике он может полностью подавить проявление когерентного эффекта, как в точечной геометрии F/S интерфейса (кривые 1, рис. 3, 4).

4. Выводы

Исследованы когерентные и спинзависимые эффекты в контактансе макроскопических гетеросистем магнетик (Fe, Ni) — сверхпроводник (In). Впервые, на примере никеля, доказана возможность наблюдения при достаточном разрешении характер-

ного когерентного эффекта в проводимости достаточно чистых ферромагнетиков, состоящего в интерференционном уменьшении проводимости в масштабе весьма малой длины когерентности андреевских $e-h$ гибридов. Показано, что эта длина не превышает длину когерентности, оцениваемую с помощью квазиклассической теории для ферромагнитных металлов с большой обменной энергией. Это обстоятельство делает несостоятельным предположение о возможности существования в обычных условиях (при типичной чистоте металлов) дальнего действующего эффекта близости в ферромагнетиках, предполагающего наличие когерентных корреляций для возбуждений с энергией $\varepsilon \sim T$ и противоположными спинами на расстояниях, *типичных* для немагнитных металлов.

Получены дополнительные доказательства аккумуляции спина на F/S интерфейсах, обусловленной особенностями андреевского отражения в условиях поляризации тока в ферромагнетике. (К аналогичному заключению приводят, в частности, эксперименты на системе Ni/Al субмикронного размера [24].)

1. S. Guéron, H. Pothier, Norman O. Birge, D. Esteve, and M.H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3025 (1996).
2. V.T. Petrashov, I.A. Sosnin, I. Cox, A. Parsons, and C. Troadec, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3281 (1999).
3. M. Giroud, K. Hasselbach, H. Courtois, D. Mailly, and B. Pannetier, *Eur. Phys. J.* **B31**, 103 (2003).
4. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968) [P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, Inc., New York–Amsterdam (1966)].
5. W. Belzig, A. Brataas, Yu.V. Nazarov, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev.* **B62**, 9726 (2000).
6. B.Y. Jin and J.B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
7. M.J.M. de Jong and C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1657 (1995).
8. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4096 (2001); *Phys. Rev.* **B64**, 134506 (2001).
9. A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* **54**, 394 (2001); *ФНТ* **27**, 1030 (2001).
10. E.A. Koshina and V.N. Krivoruchko, *Phys. Rev.* **B63**, 224515 (2001).
11. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **113**, 1064 (1998); *ФНТ* **25**, 432 (1999).
12. J. Herath and D. Rainer, *Physica* **C161**, 209 (1989).
13. А.М. Кадигробов, *ФНТ* **19**, 943 (1993).
14. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B25**, 4515 (1982).
15. C.J. Lambert and R. Raimondi, *J. Phys.: Condensed Matter* **10**, 901 (1998).
16. Ю.Н. Цзян, *ПТЭ* **1**, 202 (1985).
17. Ю.Н. Цзян, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 481 (2000).

18. V.I. Fal'ko, A.F. Volkov, and C.J. Lambert, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **69**, 497 (1999) [cond-mat/9901057].
19. F.J. Jedema, B.J. van Wees, B.H. Hoving, A.T. Filip, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B60**, 16549 (1999) [cond-mat/9901323].
20. R.J. Soulen, Jr., J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry, and J.M.D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
21. D. Beckmann, H.B. Weber, and H. v. Lohneysen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 197003 (2004).
22. J.A. Delaney and A.B. Pippard, *Repts. Progr. Phys.* **35**, 677 (1972).
23. В.И. Смирнов, *Курс высшей математики*, Наука, Москва (1974), т. II, гл. VII; Г. Джеффрис, Б. Свирлс, *Методы математической физики*, Мир, Москва (1970), вып. 3 [H. Jeffreys and B. Swirles, *Methods of Mathematical Physics*, Univ. Press, Cambridge (1966)].
24. J. Aumentado and V. Chandrasekhar, *Phys. Rev.* **B64**, 054505 (2001).

Manifestation of coherent and spin-dependent effects in conductance of ferromagnets adjacent to a superconductor

Yu.N. Chiang, O.G. Shevchenko, and R.N. Kolenov

We investigate electrotransport in macroscopic ferromagnets (F) Fe and Ni in the presence of F/In interfaces of varying area. The measurements were performed in two configurations, with dc current flowing along the interface and perpendicular to it. It is revealed that the superconducting (S) transition of In is ac-

companied by a rise in the ferromagnet resistance. In the former configuration, the resistance of the region between the potential probes (superconducting «mirrors») is changed. This change is of the order of a typical weak-localization contribution into the ferromagnet conductivity from the subgap singlet excitations appearing due to Andreev reflection in case of a macroscopic separation between the «mirrors», along the coherence length characteristic of the metals with a great difference in energy dispersion of spin subbands. In the latter configuration, where the F/S interface conductivity is measured too, the nonequilibrium resistive contribution from the interface is studied, the contribution being associated with the spin polarization of the under interface region of the ferromagnet. The increase in the resistance observed corresponds to the theoretically predicted change in the resistance of a single-domain region with spin-polarized electrons due to the spin accumulation at the F/S interface under restricted Andreev reflections. The current polarization and coherence length in the exchange field for Fe and Ni as well as the lower limit of the spin-relaxation length in the samples investigated are obtained from the experimental data.

PACS: 72.25.Mk Spin transport through interfaces;
74.45.+c Proximity effects; Andreev effect; SN and SNS junctions.

Keywords: F/S interface, spin accumulation, Andreev reflection, superconducting coherence length.