Физика низких температур, 1996, т. 22, № 3, с. 327–336 УДК 539.292

Особенности эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов в неупорядоченных пленках платины с магнитными примесями

Б. И. Белевцев, В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, В. В. Бобков*

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина 47
E-mail:belevtsev@ilt.kharkov.ua

* *Харьковский госуниверситет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы 4*

Статья поступила в редакцию 30 августа 1995 г., после переработки 3 октября 1995 г.

Исследованы эффекты слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в проводимости неупорядоченных пленок платины с примесями Cr. Пленки были приготовлены методом вакуумной конденсации. Для усиления степени беспорядка кристаллической решетки пленки облучались ионами Ar^+. Обнаружено, что преобладающий вклад в процессы фазовой релаксации исследованных пленок вносят процессы переворота спина при рассеянии на магнитных примесях. Определены величины и температурное поведение времен спин-спиновой релаксации. Наличие магнитных примесей обусловило также существенный вклад эффекта Кондо в проводимость пленок при низких температурах (< 10 K). Полученные данные позволили достаточно точно отделить вклад эффектов СЛ и ЭЭВ в проводимость от вклада эффекта Кондо. Показано, что относительный вклад эффекта Кондо в сопротивление ослабляется при усилении беспорядка пленок. При этом величина кондовской поправки к удельному сопротивлению не зависит ни от толщины, ни от беспорядка пленок.

Досліджено ефекти слабкої локалізації (СЛ) та електрон-електронної взаємодії (ЕЕВ) у провідності невпорядкованих плівок платини з домішками Cr. Плівки були приготовлені методом вакуумної конденсації. Для посилення ступеню безладдя кристалічної гратки плівки було опромінено іонами Ar^+. Виявлено, що домінуючий внесок у процеси фазової релаксації досліджених плівок дають процеси перевороту спіна при розсіянні на магнітних домішках. Визначено величини та температурна поведінка часу спін-спінової релаксації. Наявність магнітних домішків зумовило також істотний внесок ефекту Кондо у провідність плівок при низьких температурах (< 10 K). Здобуті дані дали змогу достатньо точно відокремити внесок ефектів СЛ и ЕЕВ у провідність від внеску ефекту Кондо. Показано, що відносний внесок ефекту Кондо у опір послаблюється при посиленні безладдя плівок. При цьому величина кондівської поправки до питомого опору не залежить ні від товщини, ні від безладдя плівок.

1. Введение

Известно, что электронная проводимость неупорядоченных металлов при достаточно низких температурах существенно определяется квантовыми эффектами слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [1–5]. Интерес к этим явлениям обусловлен тем, что их можно эффективно использовать для изучения механизмов фазовой релаксации электронов, связанных с неупругими процессами рассеяния электронов и процессами рассеяния с переворотом спина. В настоящей работе проведено такое исследование для пленок платины с различной степенью разупорядочения (для усиления беспорядка использовалось облучение пленок ионами аргона). Известные предыдущие исследования неупорядоченных пленок платины [6–8] были посвящены в основном изучению температурной зависимости сопротивления R в условиях влияния эффектов СЛ и ЭЭВ. В этих работах фактически не были исследованы времена фазовой релаксации электронов с помощью измерений магнитосопротивления пленок. Между тем, такого рода исследования пленок платины представляют, на наш взгляд, большой интерес.

Результаты работ [6–8] позволяют предположить, что доминирующий вклад в процессы фазовой релаксации электронов в пленках платины при низких температурах вносят процессы переворота спина за счет рассеяния электронов на магнитных примесях. Наличие такого рода примесей помимо влияния на фазовую релаксацию электронов может сделать весьма существенным вклад эффекта Кондо в проводимость [9], что и было обнаружено в настоящем исследовании. Полученные экспериментальные данные позволили нам определить величину и температурное поведение времени релаксации спина электронов при рассеянии на магнитных примесях. В результате было достаточно четко отделено влияние эффектов СЛ и ЭЭВ от влияния эффекта Кондо. Было обнаружено, что

© Б. И. Белевцев, В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, В. В. Бобков, 1996

относительный вклад эффекта Кондо в сопротивление исследованных пленок существенно ослабляется при усилении беспорядка. В связи с изучением влияния размерного эффекта на величину поправки Кондо [10–12] в работе [13] было высказано утверждение, что абсолютная величина поправки Кондо к удельному сопротивлению может зависеть от степени беспорядка, что не согласуется с известными теоретическими представлениями. Полученные нами результаты позволяют обсудить этот вопрос.

2. Методика эксперимента

Пленки платины толщиной 8–12 нм осаждали в вакууме со скоростью $\approx 0{,}2$ нм/с с помощью электронной пушки при давлении остаточных газов $\cong 10^{-2}$ Па. Чистота исходного материала составляла 99,9%. При исследованиях эффектов СЛ и ЭЭВ, и, особенно, эффекта Кондо весьма важно быть уверенным в существовании в исследуемых объектах магнитных примесей и знать их концентрацию. Нами был проведен анализ исходного материала с помощью метода масс-спектрометрии вторичных ионов. В результате было обнаружено наличие ионов Cr с атомной концентрацией $< 10^{-3}$. Концентрация других возможных магнитных примесей (Fe, Mn, Co) составляет менее 10^{-4}.

Вакуумная конденсация пленок осуществлялась одновременно на стеклянную подложку (для последующего измерения проводимости пленок) и скол монокристалла NaCl (для структурных исследований в электронном микроскопе). Обе эти подложки были предварительно покрыты слоем SiO (толщиной ≈ 15 нм) для обеспечения одинаковых структурных и топологических параметров осажденных на них пленок. На одной стеклянной подложке приготовляли одновременно три-четыре пленки размером $2\times 0{,}1$ мм. В дальнейшем эти пленки (за исключением одной из них, используемой для анализа исходного состояния пленок) подвергались бомбардировке в вакууме ионами аргона с энергией в интервале 0,5–3,5 кэВ с целью усиления беспорядка. Дозы облучения Ф находились в пределах от $1\cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ до $1\cdot 10^{16}$ см$^{-2}$. Одновременно с пленками на стекле облучались и пленки на NaCl, используемые для изучения с помощью электронного микроскопа топологического состояния пленок.

Эффекты СЛ и ЭЭВ в исследованных пленках изучались посредством анализа измеренных зависимостей сопротивления R от магнитного поля H (величиной от 0 до $\approx 4{,}5$ Тл) в температурном интервале 1,6–25 К. Эти измерения проводились в криостате с ^{4}He со сверхпроводящим соленоидом (при $T \le 4{,}2$ К пленки находились в жидком гелии). Измерения сопротивления пленок проводились по четырехзондовой методике на постоянном измерительном токе. Величины измерительных токов выбирались достаточно малыми для исключения возможного влияния джоулева нагрева. Относительная погрешность измерения сопротивления не превышала 10^{-5}.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Общая характеристика структурного состояния и поведения проводимости пленок

Пленки платины, полученные вакуумной конденсацией, были сплошными. Электронномикроскопическое исследование показало, что они являются поликристаллическими с весьма малым размером кристаллитов ($\cong 6$ нм). Пленки обладали довольно большим сопротивлением «на квадрат» $R_\square \simeq 20$ Ом при низких температурах, а на зависимостях $R(T)$ (рис. 1,*а*) проявлялся минимум сопротивления при температуре $T_{\min} \simeq 5$ К. При $T < T_{\min}$ прирост сопротивления с понижением температуры соответствовал выражению $\Delta R \propto \ln T$. Таким образом, уже в исходном состоянии пленки имели беспорядок кристаллической решетки, достаточно большой для проявления квантовых поправок к сопротивлению при низких температурах. Неупорядоченность пленок была обусловлена выбранными условиями вакуумной конденсации (довольно низкие вакуум и скорость конденсации).

Мы повышали степень беспорядка пленок посредством облучения их ионами аргона. После облучения с дозой $\Phi \simeq 5\cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ происходило незначительное уменьшение толщины пленок (на несколько процентов) и сильное возрастание размеров кристаллитов (до $\simeq 24$ нм). Рост кристаллитов обусловлен нагревом пленок во время облучения до 500–600 °С, в результате чего происходит рекристаллизация пленок. Тем не менее это сопровождалось увеличением $R_\square$ до $\simeq 25$ Ом. Таким образом, возникновение радиационных дефектов решетки приводит к повышению степени беспорядка исследованных пленок (уменьшению упругой длины свободного пробега l) даже в условиях, когда облучение сопровождается рекристаллизацией. Дальнейшее повышение дозы облучения приводило к еще большему усилению беспорядка. При $R_\square \simeq 150$ Ом (чему соответствуют толщины пленок $L = 3$–5 нм) пленки становились несплошными (появлялись отдельные «дырки»). При достаточно большой поверхностной доле «дырок» (30% и более) следует учитывать возможное влияние эффектов протекания на локализационные поправки к проводимости. В настоящей работе об-

суждается, однако, только поведение пленок, для которых эффектами протекания можно пренебречь.

Наличие логарифмического увеличения сопротивления с понижением температуры ($\Delta R \propto \ln T$) для исследованных пленок платины (рис. 1) характерно для проявления эффектов СЛ и ЭЭВ в двумерных металлических системах [1–5]. Общее теоретическое выражение для температурной зависимости квантовой поправки к проводимости таких систем имеет вид [3–5]

$$\Delta\sigma(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left\{\ln\frac{\tau}{\tau_\varphi^*} + \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_\varphi^*}\right\} + \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(1 - \frac{3}{4}F\right)\ln\frac{kT\tau}{\hbar}, \qquad (1)$$

где τ — время упругой релаксации электронов; $\tau_\varphi^{-1} = \tau_i^{-1} + 2\tau_s^{-1}$; $\tau_\varphi^{*-1} = \tau_i^{-1} + (4/3)\tau_{so}^{-1} + (2/3)\tau_s^{-1}$; τ_i — время фазовой релаксации электронов за счет неупругих процессов рассеяния ($\tau_i^{-1} \propto T^p$, где индекс p зависит от механизма неупругого рассеяния); τ_{so} и τ_s — времена релаксации спина электрона за счет спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий ((СОВ) и (ССВ)). Первый член в выражении (1), зависящий от времен фазовой релаксации τ_φ и τ_φ^*, соответствует эффекту СЛ. Второй член соответствует эффекту ЭЭВ в диффузионном канале [2,3]. Слагаемое с множителем F соответствует триплетной части взаимодействия в диффузионном канале. Сразу же отметим, что для большинства переходных металлов (в том числе и платины) температурная зависимость $\Delta\sigma$ обусловлена в основном синглетной частью взаимодействия в диффузионном канале, т.е. $F \approx 0$ [5].

Если перейти от поправок к проводимости $\Delta\sigma(T)$ к соответствующей поправке к сопротивлению $\Delta R(T)$ (используя приближенное соотношение $-\Delta\sigma = (\Delta R/R)(1/R_\square)$, формулу (1) можно представить в следующем виде:

$$\frac{\Delta R}{R} = -a_T\frac{e^2R_\square}{2\pi^2\hbar}\ln T + \text{const}, \qquad (2)$$

где безразмерный коэффициент a_T в различных предельных случаях принимает следующие значения [5]:

а) при $\tau_{so} \gg \tau_i(T)$, $\tau_s \gg \tau_{so}$, $\tau_i(T)$

$a_T = 1 + p - (3/4)F$ (слабые СОВ и ССВ);

б) при $\tau_{so} \ll \tau_i(T)$, $\tau_s \gg \tau_{so}$, $\tau_i(T)$

$a_T = 1 - p/2 - (3/4)F$ (сильное СОВ и слабое ССВ);

в) при $\tau_s \ll \tau_i(T)$

$a_T = 1 - (3/4)F$ (сильное ССВ подавляет вклад

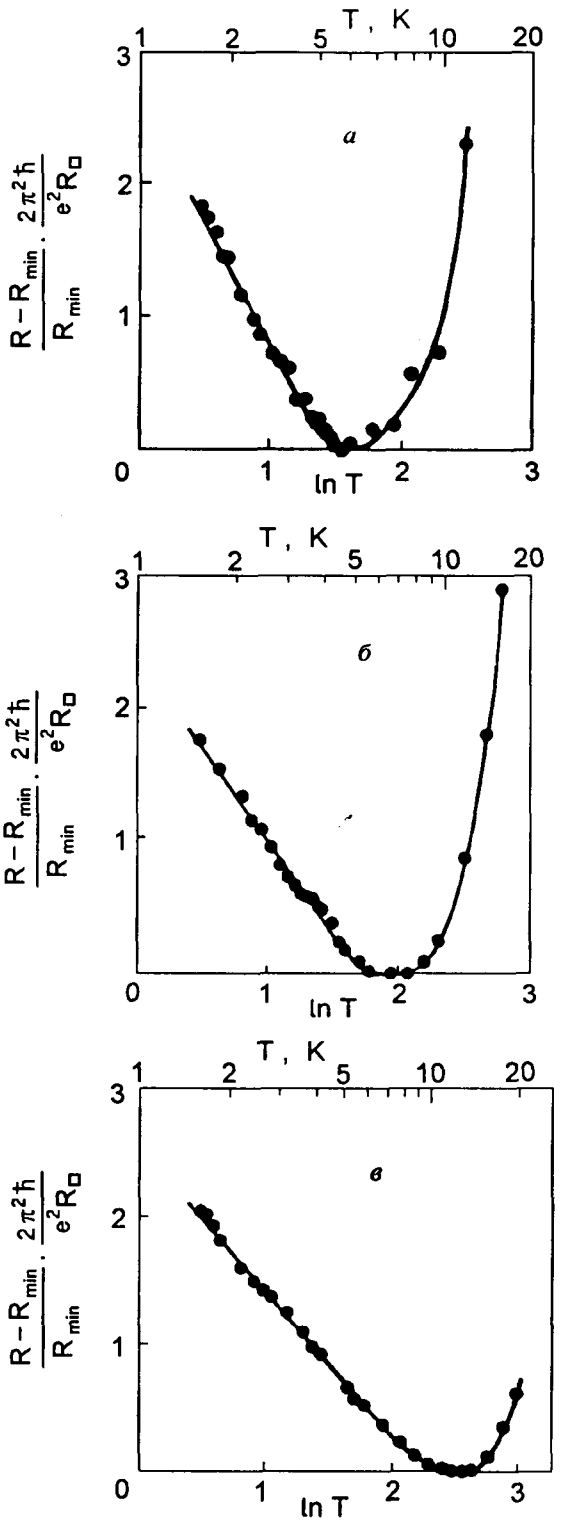

Рис. 1. Температурные зависимости безразмерной квантовой поправки к сопротивлению пленок платины. Координаты на осях соответствуют выражению (2). R_{min} — сопротивление пленок в точке минимума сопротивления. $R_\square \approx 17$ Ом, $L \approx 12$ нм, $T_{min} \approx 5$ K, $a_T^{exp} \approx 1{,}9$ (*а*); $R_\square \approx 32$ Ом, $L \approx 8$ нм, $T_{min} \approx 7$ K, $a_T^{exp} \approx 1{,}32$ (*б*); $R_\square \approx 123$ Ом, $L \approx 3{,}3$ нм, $\Phi = 9\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, $T_{min} \approx 13$ K, $a_T^{exp} \approx 1{,}12$ (*в*).

эффекта СЛ в температурную зависимость сопротивления, и остается только вклад от эффекта ЭЭВ).

В общем случае, когда приведенные неравенства не выполняются строго, экспериментальные значения a_T могут принимать некоторые промежуточные значения.

На рис. 1 представлены зависимости $\Delta R = f(\ln T)$ для некоторых из исследованных нами пленок. Видно, что при низких температурах эти зависимости линейны. Координаты на осях графиков выбраны таким образом, чтобы в соответствии с выражением (2) наклон зависимостей непосредственно соответствовал величине a_T. Из рис. 1 следует, что:

1) по мере усиления беспорядка температура минимума сопротивления $T_{\min}$ повышается (для самых резистивных из исследованных образцов $T_{\min} \approx 26$ K);

2) для низкоомных ($R_{\square} \simeq 20$ Ом) образцов экспериментальная величина $a_T^{\exp} \approx 2$, но приближается к единице по мере усиления беспорядка.

Первый вывод вполне ожидаем, так как вклад квантовых поправок, связанных с эффектами СЛ и ЭЭВ, в общее сопротивление пленок увеличивается с ростом $R_{\square}$. Второе же заключение представляется более интересным, поскольку оно не отмечено в предыдущих исследованиях пленок платины [6,7], в которых было обнаружено, что $a_T^{\exp} \approx 1$. Это соответствует сильному ССВ ($\tau_s << \tau_i(T)$) при $F \approx 0$. Полученную нами величину $a_T^{\exp} \approx 2$ для низкоомных образцов нельзя сопоставить с величиной $a_T \approx 1 + p$ (при $p = 1$), предсказываемой для слабого СОВ (см. выше случай (а)). Предыдущие исследования пленок платины [7] свидетельствуют о сильном СОВ, что подтвердилось и в наших измерениях (см. ниже). Наличие же магнитных примесей приводит к тому, что при достаточно низких температурах реализуется случай сильного ССВ (в), для которого $a_T \approx 1$. Таким образом, нами обнаружен более высокий наклон линейной зависимости $\Delta R \propto \ln T$ по сравнению с ожидаемым для эффектов СЛ и ЭЭВ. Это может быть связано с вкладом эффекта Кондо [9].

3.2. Измерения времен фазовой релаксации электронов

Измеренные температурные зависимости сопротивления R исследованных пленок платины (рис. 1) качественно соответствуют проявлениям эффектов СЛ и ЭЭВ. Однако рассмотрение только зависимостей $R(T)$ не позволяет, как правило, определить относительный вклад каждого из этих эффектов в проводимость пленок и, тем более, точно выделить предполагаемый вклад эффекта Кондо. Это было достигнуто с помощью измерений магнитосопротивления (МС) пленок, что позволило также определить времена фазовой и спиновой релаксации электронов. При обработке результатов нами использовано известное выражение, описывающее вклад эффекта СЛ в изменение проводимости двумерных систем в перпендикулярном магнитном поле [3,4]:

$$\Delta\sigma(H, T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left\{\frac{3}{2}f\left(\frac{\tau_\varphi^*}{\tau_H}\right) - \frac{1}{2}f\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau_H}\right)\right\}, \quad (3)$$

где $f(x) = \ln(x) + \psi(1/2 + 1/x)$ (ψ — дигамма-функция); $\tau_H = \hbar c/4DeH$ — магнитное время (D — коэффициент диффузии электронов).

Примеры полученных зависимостей $\Delta\sigma(H)$ приведены на рис. 2. Магнитосопротивление пленок было положительным (что указывает на сильное СОВ) и, как правило, хорошо описывалось формулой (3) при $H \le 1$ Тл. При более высоких полях наблюдались отклонения от формулы (3), пропорциональные H^2 и не связанные с эффектами ЭЭВ. Эти особенности МС пленок платины будут рассмотрены в отдельной публикации.

Сопоставляя экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(H, T)$ с формулой (3) можно достаточно точно определить величины $D\tau_\varphi$. Для определения величины τ_φ необходимо знать величину коэффициента диффузии D. В предыдущих исследованиях эффектов СЛ и ЭЭВ в пленках платины [6–8] вопрос об определении величины D не обсуждался, и нам

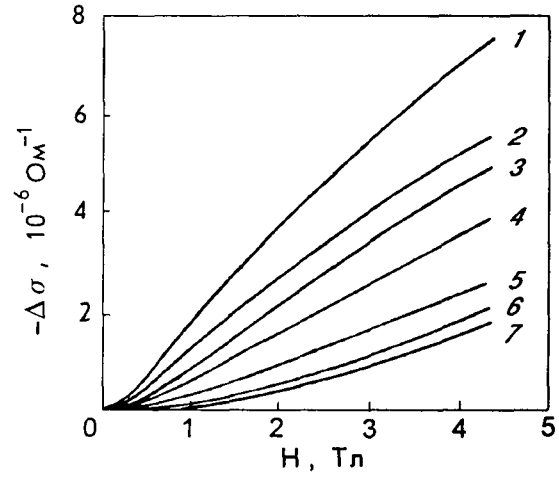

Рис. 2. Зависимость квантовой поправки к проводимости пленки платины ($R_{\square} \approx 120$ Ом, $L \approx 4$ нм, $\Phi = 8{,}5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$) от перпендикулярного магнитного поля при различных температурах T, K: 1,9 (*1*); 2,4 (*2*); 7 (*3*); 12 (*4*); 16 (*5*); 24 (*6*); 26 (*7*).

не известны работы, в которых бы рассматривался этот вопрос. Поэтому мы разработали метод определения величины D в пленках платины по величине их удельного сопротивления ρ с учетом известных количественных данных о носителях заряда в платине.

Обычно при изучении эффектов СЛ и ЭЭВ для оценки величины D используют следующее соотношение [4,5]:

$$D = \frac{1}{3} v_F l \ , \qquad (4)$$

где v_F — скорость электронов на поверхности Ферми. Можно также оценить D непосредственно по экспериментальной величине удельной проводимости σ, используя соотношение Эйнштейна $\sigma = e^2 N(E_F) D$, которое можно переписать также в виде:

$$\sigma = \frac{3ne^2}{2E_F} D \ , \qquad (5)$$

где $N(E_F)$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми; n — концентрация электронов; E_F — энергия Ферми.

Формулы (4) и (5) можно непосредственно использовать для металлов со сферической поверхностью Ферми и одним типом носителей. Платина же является переходным металлом с незаполненной d-зоной и обладает сложной поверхностью Ферми [14]. Проводимость ее определяется двумя типами носителей [15,16]: электронами в s-зоне и дырками в d-зоне (s-электроны в замкнутой и d-дырки в открытой поверхности Ферми). В связи с этим использование формул (4) или (5) для пленок платины требует некоторых оговорок и учета известных данных о концентрации и типах носителей заряда в платине. Поверхность Ферми платины в определенном приближении можно считать сферической и поставить ей в соответствие эффективную величину фермиевской скорости v_F^*, а экспериментальной величине удельной проводимости σ эффективную длину свободного пробега l_{eff}. Величина l_{eff} нами определена из экспериментальных значений удельного сопротивления ρ, с использованием того факта, что для многих металлов величина ρl является характерной постоянной. Для поликристаллических пленок платины, согласно работе [17], $\rho l \approx 20{,}13 \cdot 10^{-16}$ Ом·м^2.

Известные из литературных данных величины v_F для платины существенно отличаются для разных типов носителей заряда (электроны и дырки) и кристаллографических направлений и находятся в пределах от $6 \cdot 10^5$ м/с до $1{,}8 \cdot 10^6$ м/с [14]. В рамках принятого нами приближения изотропной поверхности Ферми целесообразно использовать известные экспериментальные значения v_F не для монокристаллов, а для поликристаллических пленок платины. В работе [18] приведены экспериментальные величины $m^*\lambda_F$ ($6{,}8 \cdot 10^{-35}$ г·см и $2{,}7 \cdot 10^{-35}$ г·см) для двух типов носителей заряда в пленках платины (m^* — эффективная масса носителей заряда; λ_F — длина волны де-Бройля). Из этих величин (учитывая, что $m^*\lambda_F = 2\pi\hbar/v_F$) можно получить $v_F \approx 9{,}74 \cdot 10^5$ м/с и $v_F \approx 2{,}45 \cdot 10^6$ м/с соответственно. Можно ожидать, что эффективная величина v_F^* находится между этими значениями. Это позволяет, в принципе, определять по формуле (4) величину D с точностью до множителя порядка единицы.

Для определения D в пленках платины можно использовать и модифицированную формулу (5). Для этого нужно учесть двухзонную модель проводимости платины [15,16,19], согласно которой $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$, где σ_e и σ_h — проводимости электронов и дырок. При этом $\sigma_h / \sigma_e = 0{,}87$ [19], т.е. электроны и дырки вносят примерно одинаковый вклад в проводимость платины. С учетом этого вместо выражения (5) запишем

$$\sigma = \frac{3e^2}{2E_F} (n_e D_e + n_h D_h) \ , \qquad (6)$$

где n_e и n_h — концентрации, а D_e и D_h — коэффициенты диффузии электронов и дырок. Согласно работе [14], $E_F = 0{,}6353$ Ry; $n_e = 2{,}77 \cdot 10^{28}$ м$^{-3}$ и $n_h = 2{,}73 \cdot 10^{28}$ м$^{-3}$, т.е. n_e и n_h практически одинаковы. Поэтому можно использовать среднее значение $n_{\text{eff}} = 2{,}75 \cdot 10^{28}$ м$^{-3}$, а выражение (6) переписать в виде

$$\sigma = \frac{3n_{\text{eff}} e^2}{2E_F} D_{\text{eff}} \ , \qquad (7)$$

где $D_{\text{eff}} = D_e + D_h$. В отличие от формулы (4) выражение (7) выведено с учетом существования в платине двух типов носителей и имеет, таким образом, более общий характер. Оно удобно тем, что позволяет непосредственно по величинам σ или ρ определять величину D_{eff}. В то же время, если в соответствии с вышесказанным принять, что $D_{\text{eff}} = (1/3) v_F^* l$, то из формулы (7), использовав значения n_{eff}, E_F и ρl, можно получить $v_F^* \approx$ $\approx 1{,}95 \cdot 10^6$ м/с. Эта величина вполне соответствует указанным выше значениям v_F для различных типов носителей заряда в поликристаллических пленках платины, полученным из данных

работы [18]. Таким образом, оба подхода к определению величин D в пленках платины дают одинаковые результаты при $v_F^* = 1{,}95 \cdot 10^6$ м/с. Это значение эффективной фермиевской скорости использовано нами при вычислении величин D по формуле (4). Для исследованных пленок с 20 Ом $\lesssim R_\square \lesssim$ 1 500 Ом величины D находились в пределах от $\simeq 50$ см^2/с до $\simeq 4$ см^2/с.

Существенными характеристиками систем, в которых проявляются эффекты СЛ и ЭЭВ, являются диффузионные длины L_φ и L_T, где $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$ — длина фазовой релаксации электронов (относится к эффекту СЛ), а $L_T = (\hbar D/kT)^{1/2}$ — тепловая длина когерентности (относится к эффекту ЭЭВ). Основным условием проявления квантовых поправок к проводимости является выполнение неравенства $l \ll L_\varphi, L_T$. Неравенство $L \ll L_\varphi, L_T$ (L — толщина пленки) является условием двумерности системы по отношению к этим эффектам. Все эти неравенства выполняются для исследованных пленок. Отметим, что в самых низкоомных и толстых из них ($R_\square \simeq 20$ Ом, $L \simeq 10$ нм) величины L_φ и l составляли около 100 нм и 10 нм соответственно, а в самых резистивных и тонких ($R_\square \simeq 1\,500$ Ом, $L \simeq 4$ нм) — около 10 нм и 0,7 нм.

Примеры полученных с помощью формулы (3) температурных зависимостей $(D\tau_\varphi)^{-1}$ показаны на рис. 3. Видно, что при понижении температуры от $\simeq 20$ К до $\simeq 10$ К происходит существенное увеличение времени τ_φ. При более низких температурах ($\lesssim 5$ К) наблюдаются гораздо более слабые температурные изменения τ_φ, что обусловлено, по всей видимости, влиянием магнитных примесей. Если это так, то справедливо $\tau_s \ll \tau_i$ и, следовательно, $\tau_\varphi^{-1} = \tau_i^{-1} + 2\tau_s^{-1} \approx 2\tau_s^{-1}$. Для исследованных пленок величины τ_s не обладали явной зависимостью от $R_\square$ и находились в пределах $(5 \pm 2) \cdot 10^{-13}$ с.

При $T \geq 10$ К основной вклад в фазовую релаксацию, по всей вероятности, вносят зависящие от температуры неупругие процессы рассеяния электронов, т.е. справедливо неравенство $\tau_i \ll \tau_s$. В этой области температур для исследованных пленок величины τ_φ^{-1} приблизительно пропорциональны температуре. Такого рода температурную зависимость скорости фазовой релаксации электронов в двумерных системах обычно связывают с влиянием электрон-электронных столкновений с малыми передачами энергии и импульса. Соответствующее теоретическое выражение имеет вид [3,5]:

$$\tau_\varphi^{-1} = \frac{\pi kT}{\hbar} \frac{e^2 R_\square}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\pi\hbar}{e^2 R_\square}\right). \qquad (8)$$

Экспериментальные значения τ_φ оказались, однако, на два-три порядка меньше величин, рассчитанных по формуле (8). Это свидетельствует о том, что в этой области температур основную роль в процессах неупругой релаксации электронов играют не электрон-электронные, а электрон-фононные столкновения. Теоретические работы (см. [3–5,20–22] и ссылки в них) предсказывают, что в этом случае $\tau_i^{-1} \approx \tau_{ep}^{-1} \propto T^p$, где τ_{ep} — время фазовой релаксации за счет электрон-фононных столкновений. Показатель степени p может принимать значения от двух до четырех в зависимости от размерности системы и соотношения между длинами l и q_T^{-1}, где q_T — волновое число теплового фонона.

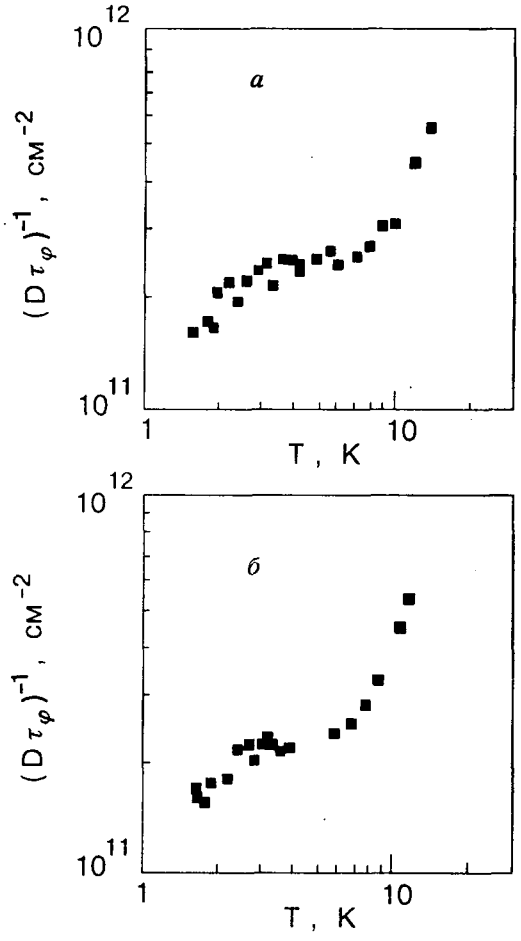

Рис. 3. Зависимости $(D\tau_\varphi)^{-1} = f(T)$ (в логарифмических координатах) для пленок платины со следующими характеристиками: $R_\square \simeq 39{,}1$ Ом, $L \simeq 7{,}3$ нм, $D = 45{,}8$ см^2/с (*а*); $R_\square \simeq 123$ Ом, $L \simeq 3{,}3$ нм, $\Phi = 9 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, $D = 42{,}5$ см^2/с (*б*).

Наблюдаемая в наших экспериментах в довольно узком температурном интервале (10–20 K) зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T$ является, по всей вероятности, переходной от зависимости $\tau_{ep}^{-1} \propto T^p$ с $p \geq 2$ при $T > 20$ K к слабо зависящей от температуры скорости спиновой релаксации τ_s^{-1} при $T \leq 5$ K.

В заключение данного раздела отметим, что весьма малые величины времен τ_φ в исследованных пленках платины могут поставить под сомнение выполнение условия квазичастичного описания, в рамках которого верна теория эффектов СЛ и ЭЭВ [3]. Это условие записывается как $L_T < L_\varphi$ или (эквивалентно) $kT > \hbar/\tau_\varphi$. Оценки показывают, что величины L_T и L_φ действительно примерно равны друг другу при температурах 5–10 K. Однако надо учесть, что границы применения теоретических выражений всегда известны лишь с точностью до численного множителя [3]. К тому же и величины τ_φ определены нами с точностью до численного множителя порядка единицы. Поэтому при выполнении для исследованных пленок основных условий проявления квантовых поправок к проводимости L_φ, $L_T >> l$ мы имеем основание использовать выражения (1), (2) и (3) при обсуждении экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(H, T)$.

3.3. Влияние эффекта Кондо

Полученные из измерений МС данные о временах фазовой релаксации позволяют более четко определить вклад эффектов СЛ и ЭЭВ в проводимость исследованных пленок и выделить предполагаемый вклад эффекта Кондо. Известно, что поправка Кондо к проводимости связана с рассеянием электронов на локализованных магнитных моментах (магнитных примесях). Весьма короткие времена спин-спиновой релаксации ($\leq 10^{-12}$ с) свидетельствуют о наличии в пленках достаточно большого количества магнитных примесей. Для частоты рассеяния электронов с переворотом спина в кондовских системах справедливо следующее выражение (см. [23] и ссылки в ней):

$$\tau_s^{-1} = \frac{c_m}{2\pi\hbar N(E_F)} \left[\frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2 (T/T_K)} \right], \quad (9)$$

где c_m и S — концентрация и спин примесей; T_K — температура Кондо. Из этой формулы видно, что характерной особенностью этой весьма слабой зависимости $\tau_s^{-1}(T)$ является наличие максимума при $T = T_K$. Наличие такого максимума было экспериментально подтверждено для пленок Cu с примесями Cr [23] и пленок Au с примесями Fe [24]. Зависимости $\tau_\varphi^{-1}(T)$ для исследованных пленок платины (рис.3) обладают при низких температурах особенностями, которые соответствуют формуле (9). При понижении температуры зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T)$ существенно ослабляется ниже 10 K и образует достаточно хорошо выраженное плато при 3 K $\leq T \leq$ 6 K. При дальнейшем понижении температуры происходит, однако, достаточно заметное уменьшение величины $\tau_\varphi^{-1}(T)$. Поскольку в этой области температур $\tau_s^{-1} >> \tau_i^{-1}$, такое поведение можно связать с уменьшением τ_s^{-1} с понижением температуры при $T < T_K$ в соответствии с выражением (9). Из этого следует, что для исследованных пленок температура T_K находится вблизи 3 K.

Выражение (9) позволяет сделать независимую приближенную оценку концентрации магнитных примесей в исследованных пленках на основании экспериментальных значений τ_s^{-1}. Легко видеть, что в температурном интервале 2–6 K (при $T_K \approx 3$ K) множитель в квадратных скобках в выражении (9) близок к единице даже при минимальном значении спина примесей $S = 1/2$. Используя описанное выше приближение изотропной поверхности Ферми, можно записать $N(E_F) = 3ne^2/2E_F$ и, учитывая наличие двух типов носителей заряда, получить $N(E_F) \approx$ $\approx 6 \cdot 10^{46}$ Дж$^{-1} \cdot$м$^{-3}$. При таком значении $N(E_F)$ и $\tau_s \approx 1 \cdot 10^{-12}$ с из выражения (9) следует, что $n_m \simeq 5 \cdot 10^{-4}$, где n_m — отношение числа магнитных примесей к числу атомов платины. Это расчетное значение n_m хорошо согласуется с результатами масс-спектрометрического анализа.

Полученная из поведения зависимостей $\tau_\varphi(T)$ при низких температурах величина температуры Кондо $T_K \approx 3$ K вполне соответствует температурной зависимости сопротивления исследованных пленок. Ведь известно [25], что кондовская поправка пропорциональна логарифму температуры ($\Delta R \propto \ln T$) только в окрестности температуры T_K (при $T << T_K$ поправка Кондо стремится к постоянному значению при понижении температуры по закону $\Delta R \propto 1 - AT^2$, где A — постоянный множитель). Проведенные измерения МС и времен $\tau_\varphi(T)$ позволяют нам четко отделить вклад эффектов СЛ и ЭЭВ от вклада эффекта Кондо. Действительно, преобладающий вклад спин-спинового рассеяния электронов при низких температурах означает, что в формуле (2) $a_T = 1 - (3/4)F$. Исследование влияния эффекта ЭЭВ на температурные и магнитополевые зависимости сопротивления показали, что $F \approx 0$ (в частности величина a_T не изменяется

с ростом магнитного поля до $\simeq 4{,}5$ Тл). Следовательно, для исследованных пленок $a_T \approx 1$. Это позволяет представить экспериментальные температурные зависимости квантовых поправок в виде $\Delta R/R = -(B_{INT} + B_K) \ln T + \text{const}$, где $B_{INT} \approx \approx c^2 R_\square / 2\pi^2\hbar$ — вклад эффектов СЛ и ЭЭВ, а B_K — вклад эффекта Кондо. Мы провели сравнение экспериментальных величин B_K с теоретическими, используя известное выражение для температурной зависимости кондовской поправки [25,26]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{k_F \rho} \frac{h}{e^2} \frac{n_m}{z} \left[1 - \frac{\ln (T/T_K)}{[\ln^2 (T/T_K) + \pi^2 S(S+1)]^{1/2}} \right], \quad (10)$$

где k_F — фермиевское волновое число; z — эффективное число проводящих электронов, приходящееся на атом металла-растворителя.

Оценим величины входящих в (10) электронных характеристик для исследованных пленок. Исходя из данных работы [14], в качестве средней величины k_F для платины можно взять $\approx 10^{10}$ м$^{-1}$. Почти такое же значение ($\approx 1{,}2 \cdot 10^{10}$ м$^{-1}$) можно получить в рамках модели изотропной поверхности Ферми. В этом же приближении можно получить $z \approx 1{,}5$. При оценке величины S мы учли, что в качестве магнитных примесей следует рассматривать, в первую очередь, $3d$-металлы. Мы исключаем наличие существенного количества редкоземельных примесей в исследованных пленках, в которых нами обнаружено несомненное присутствие примесей Cr (см. выше). В работе [27] показано, что из $3d$-металлов только атомы Cr являются кондовской примесью в том смысле, что наличие их приводит к кондовскому минимуму сопротивления. В то же время, например, атомы Mn и Fe не являются примесями такого рода. Нам не известны экспериментальные данные о величине S для примесей Cr в платине. Оценка по правилам Хунда дает для атомов Cr значение $S = 2$ [28]. Можно также принять во внимание величины локальных магнитных моментов $3d$-примесей в палладии, который находится в той же группе периодической таблицы, что и платина [29]. Согласно [29], примеси Cr в Pd обладают спином $S \simeq 1{,}57$. С учетом всего этого мы полагаем, что величина спина примесей Cr в платине находится в пределах $1{,}5 \le S \le 2$. Для оценок мы использовали $S = 1{,}8$.

Из выражения (10) можно получить следующую формулу для B_K:

$$B_K = \frac{1}{k_F \rho} \frac{h}{e^2} \frac{n_m}{z} [\pi^2 S(S+1)]^{-1/2}, \quad (11)$$

где учтено, что $\pi^2 S(S+1) >> \ln^2 (T/T_K)$. Сравнение $B_{INT} \simeq e^2 R_\square / 2\pi^2\hbar$ с B_K показало, что для исследованных пленок с $R_\square \simeq 20$ Ом величины B_{INT} и B_K примерно равны. Это соответствует экспериментальным величинам $a_T^{exp} \approx 2$ для таких пленок. В то же время уже для пленок с $R_\square \ge 120$ Ом справедливо $B_K << B_{INT}$. Это вполне согласуется с наблюдаемым стремлением величин a_T^{exp} к единице при усилении беспорядка (рис. 4). Такое поведение отношения B_K / B_{INT} не вызывает удивления, так как $B_K \propto \rho^{-1}$, а $B_{INT} \propto R_\square$, поэтому величина B_K / B_{INT} должна стремиться к нулю при усилении беспорядка.

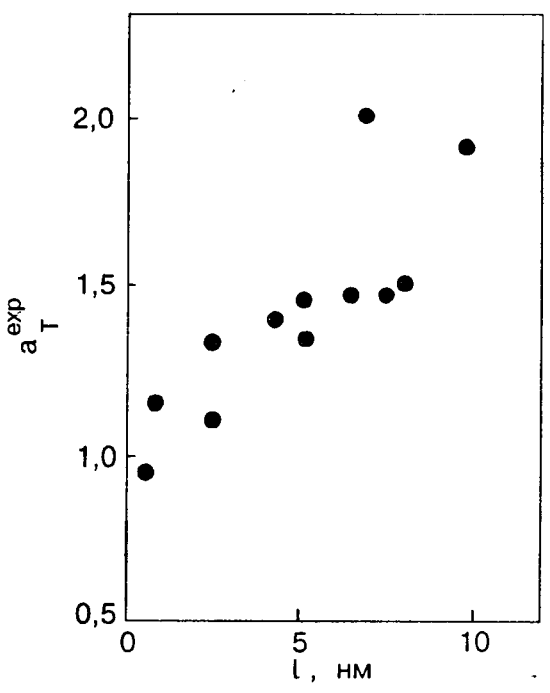

Рис. 4. Зависимость a_T^{exp} от длины свободного пробега электронов в пленках платины.

В соответствии с формулой (10), относительный вклад кондовской поправки в сопротивление уменьшается при усилении беспорядка. В то же время абсолютный вклад этой поправки в удельное сопротивление

$$\Delta\rho_K = \frac{1}{k_F} \frac{h}{e^2} \frac{n_m}{z} \left[1 - \frac{\ln (T/T_K)}{[\ln^2 (T/T_K) + \pi^2 S(S+1)]^{1/2}} \right]$$

не должен зависеть ни от беспорядка, ни от размеров образцов. В работе [10] было, однако, обнаружено, что $\Delta\rho_K$ пленок AuFe существенно уменьша-

ется по мере уменьшения толщины пленок. При объяснении результатов авторы [10] высказали предположение, что эффект Кондо может реализоваться только для образцов, размер которых превышает кондовскую длину $R_K = \hbar v_F / 2\pi k T_K$ или диффузионную кондовскую длину $(\hbar D / kT_K)^{1/2}$. Эта трактовка была подвергнута критике [11], а результаты экспериментов на тонких проволоках оказались неоднозначными [10,30,31]. Таким образом, эта интересная проблема не получила еще окончательного разрешения. В настоящей работе мы не обнаружили существенной зависимости $\Delta\rho_K$ от толщины пленок в интервале 4–12 нм. Узкий интервал толщин не позволяет нам, однако, делать каких-либо категоричных выводов.

В работе [13] при исследовании эффекта Кондо в слоистой системе Cu-Cu(Fe) было обнаружено уменьшение $\Delta\rho_K$ при увеличении удельного сопротивления пленки Cu. В связи с этим было высказано мнение о необходимости создания более полной теории эффекта Кондо, учитывающей влияние беспорядка. Для исследованных пленок платины величина $\Delta\rho_K$ оставалась неизменной при изменении $R_\square$ в пределах от 17 до 120 Ом. Необходимы дальнейшие исследования этой интересной проблемы.

Заключение

В настоящей работе исследованы особенности проводимости неупорядоченных пленок платины, связанные с одновременным влиянием эффектов СЛ и ЭЭВ и эффекта Кондо. Экспериментальные данные позволили достаточно четко отделить друг от друга вклады этих эффектов. Показано, что относительный вклад эффекта Кондо ослабляется при усилении беспорядка пленок. В то же время абсолютная величина кондовской поправки к удельному сопротивлению не зависит ни от толщины, ни от удельного сопротивления пленок.

Авторы благодарны В. И. Глушко, А. С. Гарбузу и А. А. Мошенскому за помощь и содействие при приготовлении образцов, Г. Е. Гречневу, А. С. Панфилову и Е. Ю. Копейченко за стимулирующее обсуждение некоторых вопросов, связанных с тематикой статьи.

Настоящее исследование частично поддержано Международным научным фондом (грант № U2G200) и Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий (проект фундаментальных исследований 2.2/156 «Индекс»).

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. E. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
2. B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
3. B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A. L. Efros and M. Pollak (eds.) North-Holland, Publ. Co, Amsterdam (1985).
4. G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).
5. B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenson, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev.*, Schur (Switzerland) Harwood Acad. Publ. GmbH (1987), v. A9, p. 223.
6. R. S. Markiewicz and L. A. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1149 (1981).
7. H. Hoffmann, F. Hoffmann, and W. Schoepe, *Phys. Rev.* B25, 5563 (1982).
8. J. T. Masden and N. Giordano, *Phys. Rev.* B31, 6395 (1985).
9. J. Kondo, *Progr. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
10. G. Chen and N. Giordano, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 209 (1991).
11. G. Bergmann, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2545 (1991).
12. V. Chandrasekhar, P. Santhanam, N. A. Penebre, R. A. Webb, H. Vloeberghs, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2053 (1994).
13. M. A. Blachly and N. Giordano, *Europhys. Lett.* **27**, 687 (1994).
14. D. H. Dye, J. B. Ketterson, and G. W. Crabtree, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 813 (1978).
15. O. K. Anderson, *Phys. Rev.* B2, 883 (1970).
16. L. R. Windmiller, J. B. Ketterson, and S. Hornfeld, *J. Appl. Phys.* **40**, 1291 (1969).
17. G. Fischer, H. Hoffmann, *J. Vancea, Phys. Rev.* B22, 6065 (1980).
18. G. Fischer and H. Hoffmann, *Z. Phys.* B39, 287 (1980).
19. T. Dosdale and D. Livesey, *J. Phys.* F4, 68 (1974).
20. A. Schmid, *Z. Phys.* **259**, 421 (1973).
21. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **90**, 1056 (1986).
22. В. А. Шкловский, *ФТТ* **34**, 2844 (1992).
23. C. van Haesendonck, J. Vranken, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1968 (1987).
24. R. P. Peters, G. Bergmann, and R. M. Mueller, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1964 (1987).
25. J. Kondo, in: *Solid State Physics*, F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich (eds.) Academic, New York, (1969), vol. 23, p.183.
26. W. F. Smith, T. S. Tighe, G. C. Spalding, M. Tinkham, and C. J. Lobb, *Phys. Rev.* B43, 12267 (1991).
27. P. L. Rossiter, *Aust. J. Phys.* **39**, 529 (1986).
28. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, Мир, Москва (1979) (N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinerhart and Winston, New York (1976)).
29. A. Oswald, R. Zeller, and P. H. Dederichs, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1419 (1986).
30. M. A. Blachly and N. Giordano, *Phys. Rev.* B46, 2951 (1992).
31. J. F. DiTusa, K. Lin, M. Park, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 678 (1992).

Peculiarities of electron weak localization and electron-electron interaction effects in disordered platinum films with magnetic impurities

B. I. Belevtsev, V. Yu. Kashirin, Yu. F. Komnik, and V. V. Bobkov

The effects of electron weak localization (WL) and electron-electron interaction (EEI) in the conductivity of disordered platinum films with Cr magnetic impurities have been studied. The films were prepared by vacuum deposition. The irradiation with Ar^+ ions was used to increase the disorder of films. It was found that the electron spin-flip scattering had a predominant contri-

bution in the electron phase relaxation processes in the films investigated. The magnitude and temperature behaviour of spin-spin scattering time were determined. The presence of magnetic impurities causes also the significant contribution of Kondo effect to film conductivity at low temperatures (< 10 K). The data obtained allow us to separate the contribution of WL and EEI effects from that of the Kondo one. It is shown that the relative contribution of Kondo effect to resistance decreases markedly with the increasing film disorder. However, the value of Kondo correction to resistivity depends neither on thickness nor disorder of the film.