

Роль атомного беспорядка в формировании не Ферми жидкостных состояний

А. Е. Карькин, А. С. Кривошеков, Ю. Н. Акшенцев, Б. Н. Гощицкий
Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Наблюдаемую в ВТСП-соединениях в нормальном состоянии аномальную (линейную) температурную зависимость электросопротивления $\rho \sim T$ вместо ожидаемой для Ферми жидкости (FL) квадратичной $\rho \sim T^2$, связывают [1] с не Ферми жидкостным (NFL) поведением, возникающем в относительно узком интервале фазовой диаграммы между областями антиферромагнитного (AFM) упорядочения и FL. Похожее поведение часто наблюдается также в соединениях с тяжелыми фермионами на основе Ce и U, но с более узкой NFL областью, в окрестности т. н. квантовой критической точки (QCP) [2]. Чтобы выяснить роль упорядоченного расположения магнитоактивных ионов в узлах кристаллической решетки (решетка Кондо) в формировании NFL состояний, мы исследовали влияние индуцированного нейтронным облучением атомного разупорядочения на свойства нескольких типов соединений: (1) AFM упорядоченные соединения CeCu_2Ge_2 , CePd_2Ge_2 и CePd_2Si_2 ; (2) FL система CeCu_6 ; (3) соединения с NFL поведением CeNi_2Ge_2 и CeCu_2Si_2 .

Облучение быстрыми нейтронами как метод создания атомного беспорядка (радиационных дефектов) замечателен тем, что позволяет дозированно (практически с любым шагом по концентрации дефектов) создавать однородно распределенные по объему образца (монокристалла) дефекты без изменения стехиометрического состава. Радиационное разупорядочение является обратимым в том смысле, что неравновесное разупорядоченное состояние образца можно постепенно сдвигать в сторону большего порядка последовательными высокотемпературными отжигами вплоть до полного восстановления исходного (упорядоченного) состояния.

В [2] предположили, что NFL состояние возникает в QCP, где AFM подавляется или появляется ($T_N = 0$) при внешнем воздействии (допинг, высокое давление, магнитное поле). Поэтому можно было ожидать, что атомное разупорядочение приведет к переходам типа AFM – NFL или FL – NFL в соединениях типа (1) и (2) или, наоборот, к переходу типа NFL – FL в системах типа (3).

Мы исследовали гальваномагнитные свойства поликристаллических (CePd_2Si_2 , CeCu_2Ge_2 , CePd_2Ge_2 и CeCu_6) и монокристаллических (CePd_2Si_2 , CeNi_2Ge_2 , CeCuSi_2) образцов после облучения флюенсом $\Phi = (2 - 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и последующих отжигов в интервале температур (100 – 700)°C. После облучения кристаллическая структура образцов сохранялась, но возросли статические смещения атомов до величин, сравнимых с тепловыми смещениями при комнатной температуре.

Облучение приводит к значительным изменениям $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ при низких T , тогда как при высоких T изменения $\rho(T)$ и $R_H(T)$ намного меньше. Например, в CeCuSi_2 (рис.1) облучение приводит лишь к незначительным изменениям $\rho(T)$ при $T > 10 \text{ К}$ из-за того, что в высокотемпературной области магнитное рассеяние Кондо типа дает основной вклад в $\rho(T)$ и $R_H(T)$, существенно превышающий примесное и другие типы рассеяния. При низких температурах наблюдали практически полное подавление состояний, соответствующих тяжелым носителям (рис. 1). Качественно похожее поведение при облучении наблюдали и в других исследованных здесь соединениях: подавление состояний NFL типа в CeNi_2Ge_2 и подавление состояний FL-типа (тяжелые фермионы) в CeCu_6 . В CeCu_2Ge_2 и CePd_2Ge_2 точка Нееля $T_N \approx 4 \text{ К}$ уменьшается незначительно, тогда как в CePd_2Si_2 ($T_N \approx 10 \text{ К}$) AFM упорядочение значительно подавляется (рис. 2). FL состояния в CePd_2Si_2 при $T > T_N$, также значительно подавляются (рис. 2).

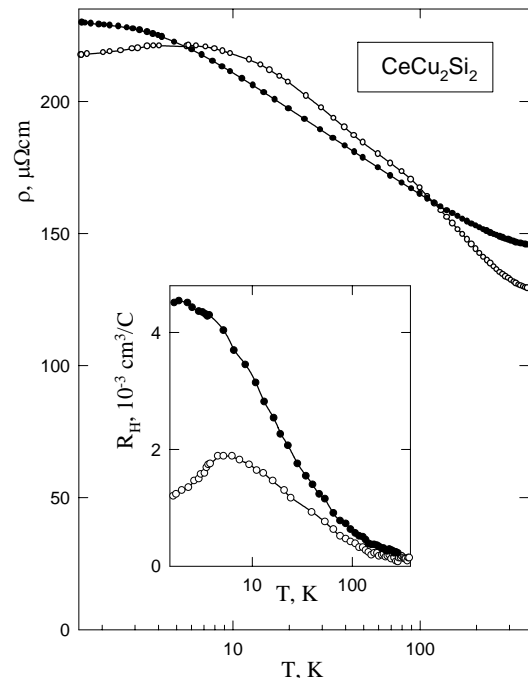


Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ исходного (○) и облученного (●) монокристалла CeCuSi_2 .

Отжиг облученных образцов при температурах (300 – 500)°C практически полностью восстанавливает исходные значения $\rho(T)$ и $R_H(T)$.

Экспериментальные зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ как исходных, так и разупорядоченных образцов исследованных здесь систем удается описать с по-

мощью двух каналов проводимости (1 и 2), соответствующих двум группам носителей (тяжелые фермионы и все другие «обычные» электроны с относительно малой массой):

$$1/\rho(T) = 1/\rho_1 + 1/\rho_2,$$

$$R_H(T) = (R_{H1}/(\rho_1)^2 + R_{H2}/(\rho_2)^2)/(1/\rho_1 + 1/\rho_2)^2.$$

Для тяжелых носителей:

$$\rho_1(T) = \rho_{01} + A_1 T^m,$$

где $m \approx 2$ для FL систем, $m \approx 1$ для NFL систем.

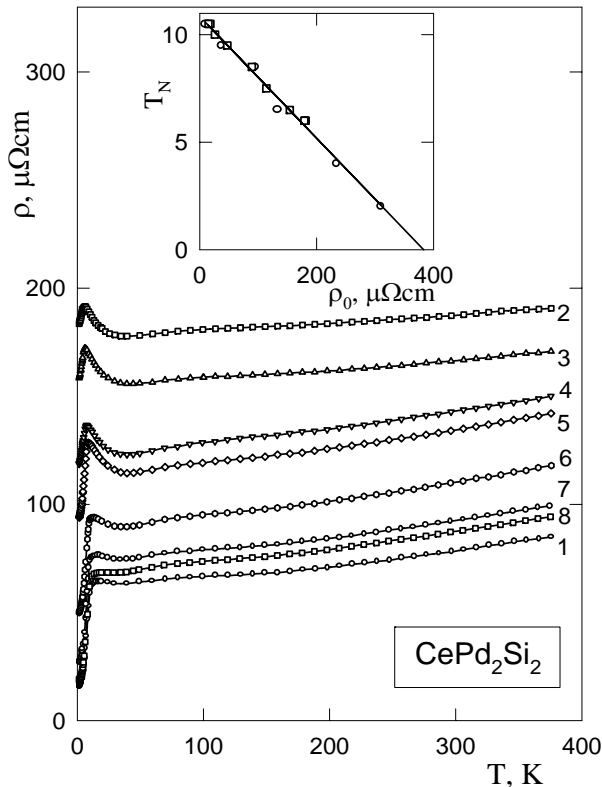


Рис. 2. Зависимости $\rho(T)$ для исходного (1), облученного (2) и отожженного при (100-700) $^{\circ}\text{C}$ (кривые 3-8) монокристалла CePd_2Si_2 . На вставке показана температура Нееля T_N как функция остаточного электросопротивления ρ_0 .

Для легких носителей:

$$\rho_2(T) = \rho_{02} + A_2 T^2 - B_2 \ln T,$$

где ρ_{01} , ρ_{02} описывают примесное рассеяние, $A_1 T^m$, $A_2 T^2$ – электрон-электронное, $A_1 \gg A_2$, $B_2 \ln T$ – магнитное рассеяние типа Кондо. Первый тип носителей дает основной вклад в транспорт при низких T , второй – при высоких. В этой очень простой модели существенно то, что в низкотемпературной области предполагается одновременное участие в транспорте как тяжелых, так и легких носителей, имеющих качественно различные температурные зависимости $\rho(T)$ с преобладающими членами $A_1 T^m$ и $-B_2 \ln T$, соответственно. Это приводит, в частности, к сильным температурным зависимостям $R_H(T)$, нехарактерным для обычных металлов, и немонотонным зависимостям $\rho(T)$.

В рамках этой модели деградация состояний тяжелых фермионов соответствует уменьшению концентрации носителей данного типа, тогда как для легких носителей наблюдается лишь относительно небольшое увеличение ρ_{02} без заметного изменения $A_2 T^2$. Скорость уменьшения концентрации тяжелых носителей показывает прямую корреляцию с величиной параметра A_1 , пропорционального квадрату массы носителей: чем больше A_1 , тем быстрее при разупорядочении подавляются эти состояния. Причем показатель m в члене, описывающем электрон-электронное рассеяние, остается практически неизменным в образцах с промежуточной степенью разупорядочения (облученных и отожженных): $m \approx 2$ в CeCu_6 при низких T и в CeCu_2Ge_2 , CePd_2Ge_2 , CePd_2Si_2 при $T > T_N$; $m \approx 1$ в CeNi_2Ge_2 и CeCu_2Si_2 . Таким образом, тип электронных состояний (FL или NFL) остается неизменным при атомном разупорядочении. Подавление этих состояний (уменьшение их концентрации) приводит к «проявлению» низкотемпературного поведения легких носителей, где основной вклад в $\rho(T)$ и $R_H(T)$ дает логарифмический член (рис. 1). Отметим, что качественно похожее поведение $\rho(T)$ и $R_H(T)$ при радиационном разупорядочении наблюдали ранее для ВТСП-соединений [3], где деградация T_C сопровождалась уменьшением «металлического» ($\rho \sim T$) вклада в транспорт и появлением «полупроводникового» ($d\rho/dT < 0$).

В заключение, мы показали, что кристаллический порядок и, следовательно, упорядоченное расположение f-узлов (решетка Кондо) играют важную роль в формировании состояний с тяжелыми фермионами, также как и состояний с не-Ферми жидкостным поведением. Радиационное разупорядочение приводит к деградации состояний этого типа, которое в рамках модели с двумя каналами проводимости можно описать как уменьшение их концентрации. Отсутствие ожидаемых при атомном разупорядочении переходов типа AFM – NFL, FL – NFL или NFL – FL (устойчивость типа состояний) ставит под сомнение применимость концепции квантовой критической точки к данным системам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (Гос. Контракты № 40.012.1.1.1150, № 40.012.1.1.1356/Договор № 12/04), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (Проект № НШ-639.2003.2), РФФИ (Проект № 04-2 -16053) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (Гос. Контракт № 1000-251/П-03/040-348-11054-269, Проект № 3 УрО РАН).

1. Т. М. Rice, Physica C 282-287, XIX (1997).
2. G. R. Stewart, Rev. of Mod. Phys. 73, 797 (2001).
3. Б. А. Алексахин и др., ЖЭТФ 95, 678 (1989).