Физика низких температур, 1995, т. 21, № 3, с. 310–315 УДК 538.9

Анизотропия микроконтактных спектров URu_2Si_2 в нормальном состоянии

Ю. Г. Найдюк[1], О. Е. Квитницкая[1], А. Новак[2], И. К. Янсон[1], А. А. Меновский[3]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*

[2] *Universität zu Köln II-Physikalisches Institut, Zülpicher Str. 77, D-5000, Köln, Germany*

[3] *Van der Waals-Zeeman Laboratorium, Universiteit van Amsterdam, Valckenierstraat 65–67, NL-1018XE Amsterdam, The Netherlands*

Статья поступила в редакцию 14 октября 1994 г.

Проведены измерения дифференциального сопротивления $dV/dI(V)$ микроконтактов на основе соединения с тяжелыми фермионами (СТФ) URu_2Si_2 в области температур 1,5–20 К вдоль двух главных кристаллографических направлений. Отличительной особенностью $dV/dI(V)$, измеренной ниже температуры Нееля $T_N = 17{,}5$ К для URu_2Si_2 микроконтактов, является максимум, асимметрично расположенный по отношению к нулевому напряжению ($V = 0$). На симметричной части зависимости $dV/dI(V)$ для гомоконтактов указанный максимум наблюдался при направлении тока, перпендикулярном кристаллографической оси *c* монокристалла: в то время как при направлении тока вдоль оси *c*, как правило, он отсутствовал или был подавлен. Указанный максимум мы связываем с обусловленной волнами спиновой плотности (ВСП) анизотропной энергетической щелью в *ab*-плоскости URu_2Si_2, появляющейся ниже T_N на части поверхности Ферми. Величина щели, оцененная по ширине максимума симметричной части $dV/dI(V)$ при $V = 0$, оказалась равной 10 ± 1 мВ. Исследована воспроизводимая асимметрия дифференциального сопротивления гетероконтактов между URu_2Si_2 и простыми металлами, которая связывается с влиянием максимума высокой плотности электронных состояний, расположенного в СТФ асимметрично относительно уровня Ферми.

Проведено вимірювання диференційного опору $dV/dI(V)$ мікроконтактів на основі сполучення з важкими ферміонами (СВФ) URu_2Si_2 в температурному інтервалі 1,5–20 К уздовж двох головних кристалографічних напрямків. Відмінною особливістю $dV/dI(V)$, яка була отримана нижче температури Нееля $T_N = 17{,}5$ К для URu_2Si_2 мікроконтактів, є максимум, асиметрично розташований по відношенню до нуля напруги ($V = 0$). На симетричній частині залежності $dV/dI(V)$ для гомоконтактів зазначений максимум спостерігався в напрямку струму, перпендикулярному кристалографічній вісі *c* монокристалу, тоді як в напрямку струму уздовж вісі *c*, як правило, він був відсутнім або пригніченим. Зазначений максимум ми пов'язуємо з обумовленою хвилями спінової густини (ХСГ) анізотропною енергетичною щілиною в *ab*-площині, яка з'являється нижче T_N на частині поверхні Фермі. Величина щілини, оцінена по ширині максимуму симетричної частини $dV/dI(V)$ при $V = 0$, дорівнює 10 ± 1 мВ. Досліджено відтворювану асиметрію диференційного опору гетероконтактів між URu_2Si_2 та простими металами, яку пов'язано з впливом максимуму високої густини електронних станів, розташованого в СВФ асиметрично відносно рівня Фермі.

Введение

Особый интерес к соединению с тяжелыми фермионами (СТФ) URu_2Si_2 связан с тем, что оно претерпевает два фазовых перехода при понижении температуры: вначале в антиферромагнитное ($T_N = 17{,}5$ К), а затем в сверхпроводящее ($T_c = 1{,}2$ К) состояние. Результаты исследования удельной теплоемкости и сопротивления URu_2Si_2 вблизи T_N [1] предполагают диэлектризацию части поверхности Ферми при фазовом антиферромагнитном переходе ниже T_N, обусловленную формированием волн спиновой плотности (ВСП). Данные, полученные с помощью сканирующего туннельного микроскопа [2], также показывают наличие энергетической щели на поверхности Ферми вдоль *ab*-плоскости. Проведенные ранее микроконтактные исследования [3–5] свидетельствуют о возможности использования точечных контактов для исследования указанной щели.

Целью данной работы было получение детальной информации об анизотропии отмеченной энергетической щели в монокристаллах URu_2Si_2, ее величине и температурной зависимости. Основное внимание уделялось исследованию гомоконтактов, образованных вдоль двух главных направлений: вдоль кристаллографической оси *c* и перпендикулярно ей, тогда как в предыдущих работах [3,5] гомоконтакты исследовались только в

© Ю. Г. Найдюк, О. Е. Квитницкая, А. Новак, И. К. Янсон, А. А. Меновский, 1995

правлении, перпендикулярном оси *c*, а вследствие невысокой ориентационной избирательности метода анизотропия для гетероконтактов между монокристаллом СТФ и нормальным металлом не была замечена.

При исследовании гетероконтактов в качестве контрэлектрода, кроме нормальных металлов Cu и Ag, использовался также Fe для выяснения возможного влияния ферромагнетизма на антиферромагнитное упорядочение URu_2Si_2 в области контакта. Проведено детальное изучение асимметрии полученных характеристик с целью выяснения ее природы.

Методика эксперимента

В данной работе измерялись первые производные вольт-амперных характеристик ВАХ $dV/dI(V) = R_D(V)$ (дифференциальное сопротивление) для контактов на основе монокристаллических образцов URu_2Si_2 в температурном интервале 4,2–20 K.

Гомоконтакты образовывались при касании двух образцов друг с другом таким образом, чтобы направление тока через микроконтакт совпадало или было перпендикулярно кристаллографическому направлению вдоль оси *c* в URu_2Si_2. В качестве контрэлектродов в случае гетероконтактов использовались чистые металлы Cu, Fe, Ag, которые предварительно подвергались химической или электрохимической обработке и представляли собой параллелепипед, заточенный с одной стороны в виде иглы. Величина сопротивления микроконтактов изменялась преимущественно в интервале 1–20 Ом. В указанной температурной области нами было получено около десяти хорошо воспроизводимых $dV/dI(V)$ характеристик для каждого направления тока включая их температурные зависимости.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как обсуждалось нами в предыдущих работах [3], вследствие высокого удельного сопротивления URu_2Si_2 упругая длина свободного пробега l_i электронов даже при низких температурах не превышает 10 нм. Используя формулу Векслера (см., например, [6]) для определения размеров *d* исследуемых контактов, получаем величину не менее 50 нм для сопротивления около 5 Ом. Мы провели также оценку размеров контактов, используя измерения $R_D(T, V = 0)$ для гомоконтактов и данные для удельного сопротивления $\rho(T)$ из [7] (см. рис. 1). Из формулы Векслера легко получить, что $d = (d\rho/dT)/(dR_D/dT)$. При такой

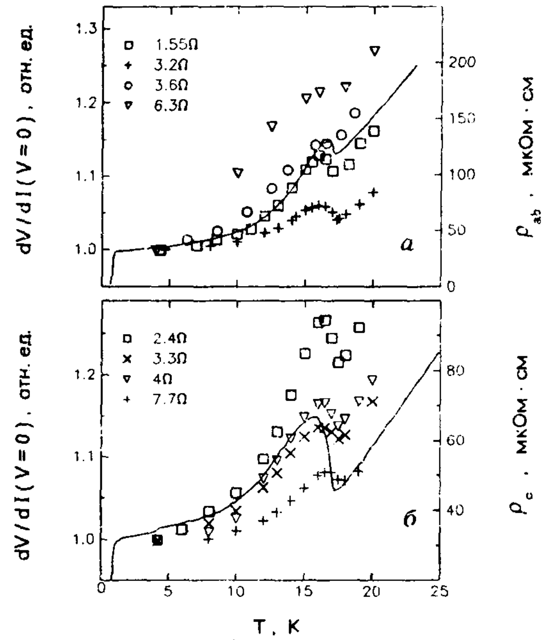

Рис. 1. Температурная зависимость дифференциального сопротивления $dV/dI(T, V = 0)$ гомоконтактов, образованных перпендикулярно (*а*) и параллельно (*б*) оси *c* URu_2Si_2, в сравнении с поведением удельного сопротивления ρ_{ab} (*а*) и ρ_c (*б*) (сплошные линии) массивного URu_2Si_2 при различных сопротивлениях микроконтактов.

оценке значения *d* для контактов того же сопротивления составляли около 1 мкм, т.е. на порядок больше. Такое расхождение в определении *d* различными методами наблюдалось и для других СТФ. Возможные причины расхождения обсуждались в [8], и в данной работе мы на этом останавливаться не будем. Так или иначе, но $l_i \ll d$, и исследуемые контакты находятся в диффузионном режиме. Известно [6], что в этом случае для получения спектральной информации из микроконтактных характеристик необходимо выполнение условия $(l_i l_\varepsilon)^{1/2} > d$, где l_ε — неупругая длина свободного пробега электронов. Это условие выполняется для URu_2Si_2 по крайней мере при малых смещениях $V < 10$ mV, так как зависимости $dV/dI(V, T = \text{const})$ и $dV/dI(T, V = 0)$ в нашем случае качественно различаются (ср. рис. 1 и 2), тогда как в случае теплового режима следовало ожидать их подобия [8]. При этом зависимости дифференциального сопротивления $dV/dI(T, V=0)$ всех контактов и поведение удельного сопротивления $\rho(T)$ массивного URu_2Si_2 [7] качественно совпадали (рис. 1), что свидетельствует об идентичности свойств исследуемого материала в контакте и в массиве.

На рис. 2,*а* представлены $dV/dI(V)$-характеристики, а на рис. 2,*б* их симметричная часть для гомоконтактов, полученных при ориентации оси

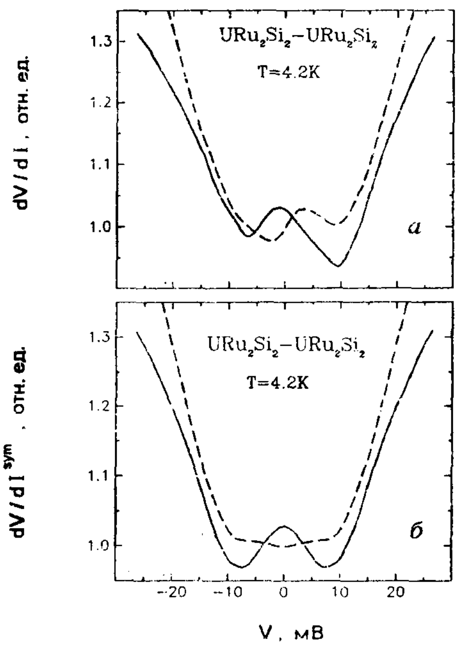

Рис. 2. $dV/dI(V)$-характеристики (*а*) и их симметричная часть (*б*) для типичных гомоконтактов, полученных при ориентации оси контактов вдоль направления c (R = 3,3 Ом, штриховая линия) и перпендикулярно ему (R = 3,2 Ом, сплошная линия).

контакта вдоль направления c и перпендикулярно ему, при температуре 4,2 К. Следует отметить, что в случае, когда ось контакта была перпендикулярна оси c, на симметричной части дифференциального сопротивления отчетливо проявляется максимум при нулевых смещениях, в то время как для направления, параллельного c, этот максимум отсутствует для большинства контактов. А если он присутствовал, то имел гораздо меньшую интенсивность и исчезал при увеличении температуры до 8–10 К. На dV/dI-характеристиках в направлении, перпендикулярном c, в большинстве случаев он сохранялся с уменьшением интенсивности вплоть до температуры Нееля T_N = 17,5 К. Присутствие максимума при малых смещениях на некоторых dV/dI-характеристиках микроконтактов с осью, параллельной c, связывается нами с возможным небольшим отклонением оси контакта от заданного кристаллографического направления, а также с невысокой угловой избирательностью метода микроконтактной спектроскопии [6].

Обсуждаемый максимум дифференциального сопротивления микроконтактов URu_2Si_2 объясняется в [3] наличием щели на части поверхности Ферми. Отметим также, что, согласно [9], в точечных контактах с непосредственной проводимостью на основе соединений с волной зарядовой плотности (ВЗП) ток меньше омического на постоянную величину. Поскольку максимум на зависимости $dV/dI(V)$ соответствует появлению «недостатка тока» на омической ВАХ, это подтверждает его связь с ВСП, при которой открывается энергетическая щель на части поверхности Ферми так же, как это имеет место в соединениях с ВЗП. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что энергетическая щель в плотности состояний URu_2Si_2 анизотропна и открывается преимущественно в направлении, перпендикулярном оси c монокристалла, т.е. в том направлении, в котором наблюдается максимум симметричной части $R_D(V)$ при $V = 0$.

Для получения количественной информации об энергетической щели мы использовали разложение симметричной части дифференциального сопротивления на Лоренциан и функцию Гаусса:

$$R_D(V) = A - \frac{BV^2}{\delta^2 + V^2} + C\exp(-\omega V^2) , \qquad (1)$$

где A, B, C, δ, ω — некоторые константы; V — прикладываемое напряжение. В таком представлении δ соответствует ширине общего минимума на dV/dI-кривой, а ω — максимуму на dV/dI при $V = 0$. Используя для описания экспериментальных характеристик первые два члена функции (1), мы добились неплохого соответствия кривых в области $|V| \in$ 10–30 мВ, что позволило выделить часть дифференциального сопротивления гомоконтактов, предположительно соответствующую щели (рис. 3,*а*), и оценить величину щели и ее температурную зависимость. Таким образом, зависимости, показанные на рис. 3,*а*, представляют собой разность между экспериментальными и рассчитанными (с помощью первых двух членов выражения (1)) характеристиками симметричной части первой производной ВАХ при различных температурах для одного из *ab*-гомоконтактов. Эта разность хорошо соответствует подгонке функцией Гаусса (третий член уравнения (1)). Видно, что интенсивность «щели» уменьшается при приближении к температуре Нееля.

Температурная зависимость ширины максимума дифференциального сопротивления Δ^*, определенной на половине высоты характеристик типа приведенных на рис. 3,*а*, для различных гомоконтактов представлена на рис. 3,*б*. Здесь мы учли температурное размытие особенностей на dV/dI, которое составляет $3{,}5kT$ [10]. Поэтому на рис. 3,*б* по оси ординат приведена величина $\Delta^* = [\omega^2 - (3{,}5kT)^2]^{1/2}$. Абсолютное значение ширины максимума для измеренных контактов лежит в области 10 mV, что хорошо коррелирует со значением энергетической щели Δ = 10–11 mV, определенным другими методами [1,2]. Полученная нами зависимость $\Delta^*(T)$ отличается от БКШ зависимости, которая показана пунктирной линией на рис. 3,*б*, хотя, как показано в [1], анти-

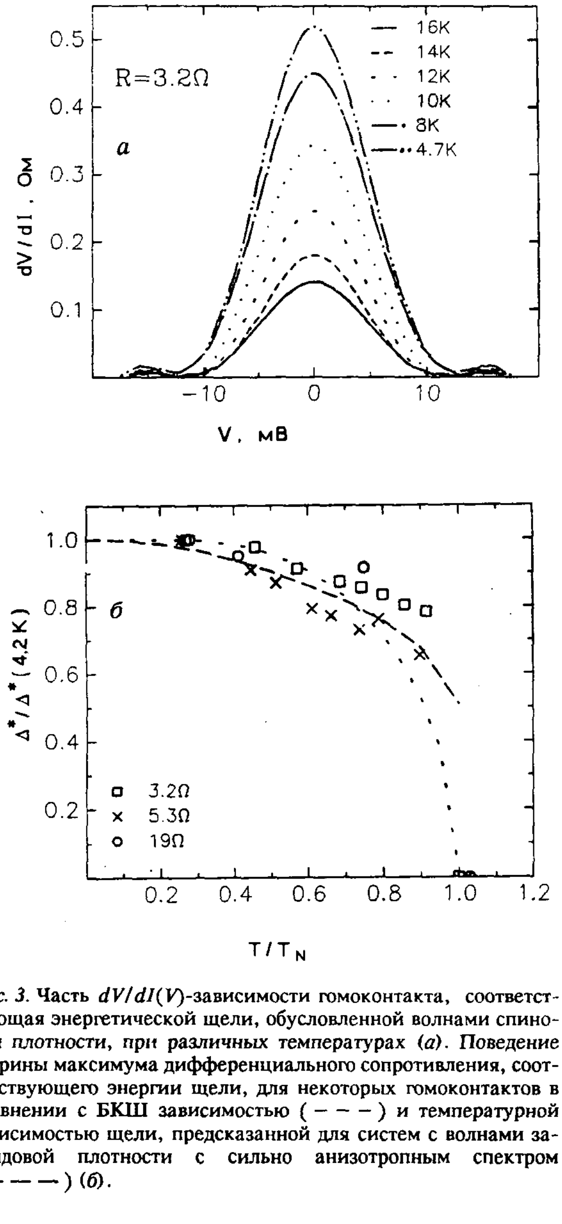

Рис. 3. Часть $dV/dI(V)$-зависимости гомоконтакта, соответствующая энергетической щели, обусловленной волнами спиновой плотности, при различных температурах (*а*). Поведение ширины максимума дифференциального сопротивления, соответствующего энергии щели, для некоторых гомоконтактов в сравнении с БКШ зависимостью (— — —) и температурной зависимостью щели, предсказанной для систем с волнами зарядовой плотности с сильно анизотропным спектром (— — —) (*б*).

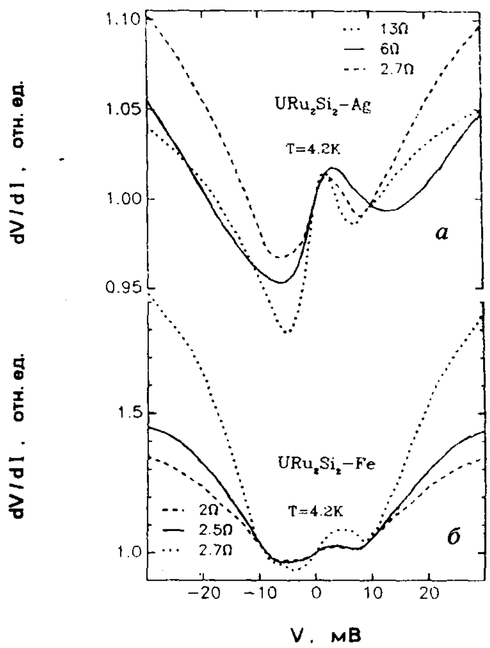

Рис. 4. Микроконтактные спектры гетероконтактов URu_2Si_2–Ag (*а*) и URu_2Si_2–Fe (*б*) при направлении тока, перпендикулярном оси *с* монокристалла, для различных сопротивлений микроконтактов.

ферромагнитный фазовый переход в URu_2Si_2 подобен сверхпроводящему переходу II рода. Согласно [11], в экспериментах по туннельной спектроскопии в случае сильно анизотропного спектра в системах с ВЗП проявляется эффективная энергетическая щель, имеющая более слабую температурную зависимость, (штриховая линия на рис. 3,*б*). Из этого рисунка видно, что полученные нами данные лучше соответствуют последней модели.

Учитывая вышеизложенное, проведенные нами измерения подтверждают, что энергетическая щель в плотности состояний URu_2Si_2 анизотропна и открывается преимущественно в направлении, перпендикулярном оси *с* монокристалла.

На рис. 4 представлены микроконтактные спектры для гетероконтактов. Следует отметить, что нами не наблюдалось качественное отличие вида дифференциального сопротивления URu_2Si_2 гетероконтактов с ферромагнитным Fe и нормальными металлами. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что в области сужения контакта, заполненного СТФ, существует переходный слой, разрушающий магнетизм электронов проводимости, приходящих из Fe. Наличие такого переходного слоя со свойствами, отличными от массивного СТФ, отмечалось также в работах [3] в связи с разрушением сверхпроводимости URu_2Si_2 в контактах малого размера.

Важной характеристикой поведения дифференциального сопротивления гетероконтактов является его асимметрия. Как видно из рис. 4, все $dV/dI(V)$-зависимости для гетероконтактов (как, впрочем, и гомоконтактов) асимметричны. Однако в гомоконтактах асимметрия, как правило, меньше и может иметь различный знак, в то время как в гетероконтактах $dV/dI(V)$ всегда больше при положительной полярности на URu_2Si_2.

На рис. 5,*а* представлена асимметричная часть дифференциального сопротивления $R_D^{\text{asym}}(V)$ для некоторых гетероконтактов, вычисленная нами по формуле

$$R_D^{\text{asym}}(V) = \frac{1}{2}\left[R_D(+V) - R_D(-V)\right]\frac{100\%}{R(0)}\,, \qquad (2)$$

где $R_D(+V)$ и $R_D(-V)$ — сопротивление микроконтакта при положительной и отрицательной поляр-

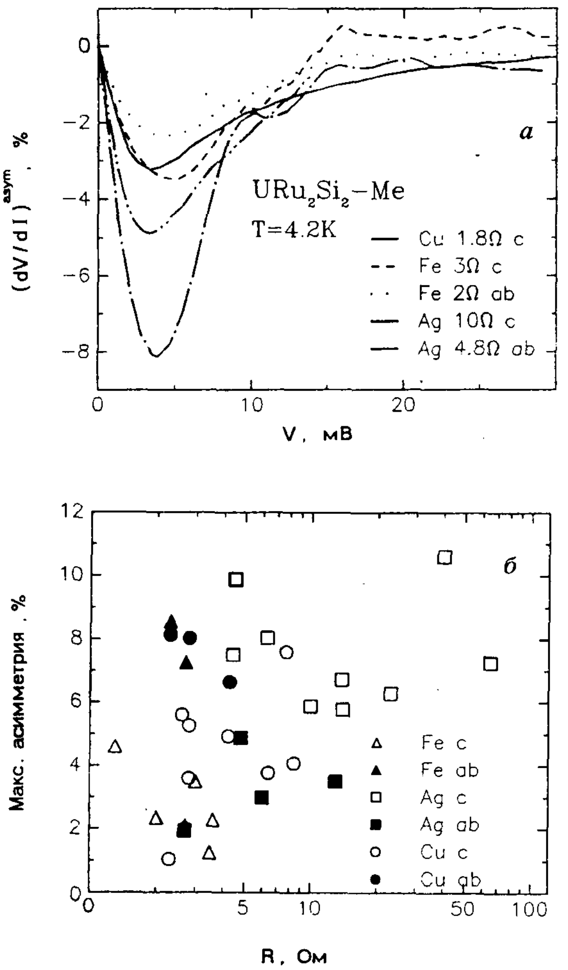

Рис. 5. Асимметричная часть $dV/dI(V)$, вычисленная по формуле (2), для некоторых гетероконтактов URu_2Si_2–Me (Me = Ag, Fe, Cu) при температуре 4,2 К (*а*) и максимальное значение асимметрии $dV/dI(V)$ для различных гетероконтактов URu_2Si_2–Me (Me = Ag, Fe, Cu) при направлениях тока параллельно оси *c* и перпендикулярно ей (*ab*).

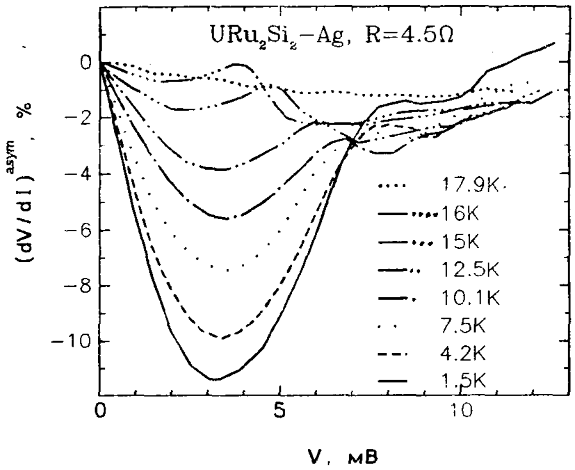

Рис. 6. Поведение асимметричной части дифференциального сопротивления при изменении температуры для одного из гетероконтактов при направлении тока параллельно оси *c*.

ностям соответственно; $R(0)$ — сопротивление контакта при $V = 0$ и $T = 4{,}2$ К.

Из этого рисунка видно, что для всех гетероконтактов в области напряжений $V = 4$–5 mV наблюдался отчетливый экстремум, а при дальнейшем увеличении напряжения — уменьшение асимметрии до нуля. В [12] показано, что асимметричная часть $R_D(V)$ в тепловом режиме следует поведению разности термоэдс контактирующих образцов. Термоэдс URu_2Si_2 при $T < 70$ К отрицательна и имеет минимум вблизи 15 К [13], причем, согласно [2], термоэдс анизотропна и для направления *c* больше по абсолютному значению. В качестве контрэлектрода для некоторых контактов мы выбрали Fe еще и потому, что при низких температурах он имеет термоэдс значительно большую, чем Cu и Ag. Однако мы не наблюдали, что асимметрия в контактах с Fe больше, чем для Cu и Ag, а наоборот, она оказалась даже несколько меньше (см. рис. 5,*б*). Последнее, наряду с температурной зависимостью асимметричной части $R_D(V)$ (рис. 6), когда положение минимума на $R_D(V)$ остается постоянным или даже смещается в сторону больших *V*, отмеченное также в [3], не позволяет связать имеющую место асимметрию $R_D(V)$ с термоэффектами, как в случае теплового режима. Таким образом, это еще одно подтверждение того, что исследуемые контакты не находились в тепловом режиме, и существует возможность получения спектроскопической информации о спектре квазичастиц [3] и о величине щели в энергетическом спектре.

Причиной асимметрии, по-видимому, является влияние большой плотности электронных состояний (ПЭС) в URu_2Si_2 на уровне Ферми. Как показали расчеты [14], наличие асимметрично расположенного максимума в ПЭС на уровне Ферми в случае гетероконтактов приводит к асимметрии dV/dI. Известно, что поведение ПЭС на уровне Ферми определяет также и термоэдс массивного образца. В таком случае асимметрия, связанная непосредственно с ПЭС, имеет тот же знак, что и асимметрия, обусловленная термоэдс, однако другое качественное поведение в зависимости от температуры, что дает возможность различить эти два эффекта.

Микроконтактные характеристики гомоконтактов также асимметричны (рис. 2,*а*), но, в отличие от гетероконтактов, асимметричные части их $dV/dI(V)$ плохо воспроизводимы от контакта к контакту, как по расположению особенностей, так и по амплитуде. Вероятно, асимметрия в этом случае связана с анизотропией свойств URu_2Si_2 , так что даже гомоконтакт в случае небольшой разориентации электродов относительно друг друга представляет своего рода гетероконтакт между двумя кристаллографическими направлениями.

Заключение

При помощи метода микроконтактной спектроскопии мы исследовали анизотропию транспортных свойств СТФ URu_2Si_2 в нормальном состоянии. На микроконтактных характеристиках, полученных при направлении тока, перпендикулярном оси *c*, нами обнаружено проявление энергетической щели, вызванной волнами спиновой плотности. Значение этой щели, оцененной из наших экспериментов, оказалось равным около 10 мВ и близким соответствующей величине, определенной другими методами. Ход температурной зависимости этой щели не соответствует БКШ зависимости, ожидаемой для антиферромагнитного фазового перехода, а оказался более близким температурной зависимости эффективной энергетической щели, как в случае сильной анизотропии электронного спектра в соединении с ВЗП. Наблюдаемая асимметрия микроконтактных зависимостей, характерная для гетероконтактов URu_2Si_2 с нормальными металлами, обусловлена высокой ПЭС на поверхности Ферми в исследуемом СТФ.

Работа частично финансировалась из Государственного фонда фундаментальных исследований при Государственном комитете Украины по вопросам науки и технологий и грантом Американского Физического Общества.

1. M. B. Maple, J. W. Chen, Y. Dalichaouch, T. Kohara, C. Rossel, and M. S. Torikachvili, *Phys. Rev. Lett.* 56, 185 (1986); T. T. M. Palstra, A. A. Menovsky, J. van den Berg, A. J. Dirkmaat, P. H. Kes, G. J. Nieuwenhuys, and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. Lett.* 55, 2727 (1985).
2. A. Aliev, V. Kovachik, V. V. Moshalkov, and V. V. Pryadin, *J. Low Temp. Phys.* 85, 359 (1991).
3. Yu. G. Naidyuk, A. Nowack, I. K. Yanson, and P. N. Chubov, *ФНТ* 17, 1170 (1991); A. Nowack, Yu. G. Naidyuk, P. N. Chubov, I. K. Yanson, and A. Menovsky, *Z. Phys.* B88, 295 (1992).
4. K. Hasselbach, J. R. Kirtley, and P. Lejay, *Phys. Rev.* **B46**, 5826 (1992).
5. R. Escudero, F. Morales and P. Lejay, *Phys. Rev.* B49, 15271 (1994).
6. И. К. Янсон, *ФНТ* 9, 676 (1983).
7. J. A. Mydosh, *Physica Scripta* T19, 260 (1987).
8. Yu. G. Naidyuk, M. Reiffers, A. G. M. Jansen, P. Wyder, and I. K. Yanson, *Z. Phys.* 82, 221 (1991).
9. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, *ЖЭТФ* 87, 691 (1984).
10. A. Duif, *Doctoraalscripta*, Nijmegen Universiteit, Nijmegen (1983).
11. X. Huang and K. Maki, *Phys. Rev.* B40, 2575 (1989).
12. Ю. Г. Найдюк, Н. Н. Грибов, А. А. Лысых, И. К. Янсон, Н. Б. Брандт, В. В. Мощалков, *Письма в ЖЭТФ* 41, 325 (1985).
13. M. F. Hundley, L. C. Bourne, A. Zettl, C. Rossel, and M. B. Maple, *Solid State Commun.* 62, 603 (1987).
14. A. Nowack and J. Klug, *ФНТ* 18, 534 (1992).

Anisotropy of microcontact characteristics of URu_2Si_2 in normal state

Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, A. Nowack, I. K. Yanson, and A. A. Menovsky

The differential resistance $dV/dI(V)$ of the microcontacts made of a system with heavy fermions (HFS) URu_2Si_2 has been measured in temperature range 1,5–20 K along two principal crystallographic directions. A distinctive feature of the $dV/dI(V)$ measured in the HFS microcontacts at the temperature below the Neel point $T_N = 17.5$ K is an asymmetrically-located peak with respect to zero voltage ($V = 0$). On the symmetrical portion of the $dV/dI(V)$ curve of the homocontacts the above peak has been observed at the current flowing perpendicularly to the *c*-axis of single crystal and is as a rule absent or suppressed when the current is *c*-axially directed. This peak is supposed to be associated with an anisotropic energy gap arising from the spin density waves (SDW) and appearing (at temperature below T_N) on the part of the Fermi surface, the *ab* plane of URu_2Si_2. The gap magnitude estimated from the width of the peak of the symmetric portion of the $dV/dI(V)$ curve at $V = 0$ is turned to be equal 10 ± 1 mV. A reproducible asymmetry of the differential resistance has been investigated on the URu_2Si_2-to-ordinary metal heterocontacts. This property is assumed to be related to an influence of the peak in high density of electron states which is located asymmetrically relative to the Fermi level.