

Электрон-бозонное взаимодействие в несверхпроводящих магнитных металлах

© А.Ю. Герасименко, М.А. Белоголовский, Ю.Ф. Ревенко, О.И. Черняк, В.М. Свистунов, В.Е. Шатерник*, Э.М. Руденко*, Э. Хатта**, Т. Сасаки**

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины, 83114 Донецк, Украина

* Институт металлофизики Национальной академии наук Украины, 03680 Киев, Украина

** Nanoelectronics Laboratory, Graduate School of Engineering, Hokkaido University, 060-0813 Sapporo, Japan

E-mail: vlamis@hsts.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 26 сентября 2001 г.)

Исследованы нормальные туннельные переходы металл–изолятор–металл на основе гадолиния и хрома. Восстановлены спектральные функции электрон-бозонного взаимодействия Gd и Cr, демонстрирующие заметную роль магнитной подсистемы в электронном транспорте магнитных металлов.

Взаимодействие электронов с низкоэнергетическими бозонными возбуждениями ведет к перенормировке эффективной массы m^* носителей заряда в металлах ($m^* > m_e$, где m_e — масса электрона), что в свою очередь влияет на их кинетические и термодинамические свойства [1]. Одним из информативных методов исследования структуры квазичастичных спектров проводников является туннельная спектроскопия, основанная на измерении вольт-амперных характеристик $I(V)$ и их производных по напряжению V для структур типа металл–изолятор–металл. Однако имеющаяся к настоящему времени спектроскопическая информация ограничена в подавляющем большинстве случаев сверхпроводниками, где амплитуда эффекта сравнительно велика. Более того, за исключением небольшого числа работ [2], до сих пор туннельные исследования были ограничены изучением электрон-фононного взаимодействия. Такой анализ возможен только для простых материалов, поскольку в большинстве случаев в системе имеются дополнительные возбуждения бозонного типа, взаимодействие с которыми также находит свое отражение в кривых $I(V)$. Этот вклад полезно было бы идентифицировать и оценить.

В качестве примера рассмотрим переходные магнитные металлы, где носители заряда взаимодействуют не только с фононами, но и с магнитными возбуждениями, вследствие чего перенормировка эффективной массы $\lambda = m^*/m_e - 1$ содержит два вклада — электрон-фононный λ_{e-ph} и электрон-магнонный λ_{e-m} : $\lambda = \lambda_{e-ph} + \lambda_{e-m}$. Теоретические расчеты для магнитных металлов, основанные только на учете эффекта решеточных колебаний, оказались недостаточными для объяснения экспериментальных значений λ [3]. Расчетные λ_{e-ph} оказались систематически заниженными: например, для гадолиния теоретическое значение $\lambda_{e-ph} = 0.4$, в то время как результаты измерения удельной теплоемкости дают $\lambda = 1.1$, а в экспериментах по эффекту де Гааза–ван Альфена получено $\lambda = 1.2-2.1$. Выска-

зано предположение [3], что источником расхождений является взаимодействие электронов с магнитными возбуждениями гадолиния. В настоящей работе впервые приводятся экспериментальные данные по электронному туннелированию в ферромагнитный гадолиний (температура Кюри $T_C = 297$ К, полный магнитный момент $7.55 \mu_B$), которые подтверждают данную гипотезу и однозначно указывают на наличие сильного электрон-магнонного взаимодействия в этом материале. Заметим, что вывод о влиянии магнонов в данном материале на электронный транспорт был ранее сделан Акименко и др. [4] на основе данных микроконтактной спектроскопии, однако из-за эффекта локального разогрева при высоких напряжениях разрешение спектров оказалось недостаточным для воспроизведения всех деталей взаимодействия электрона с магнитными возбуждениями. Применяемый нами туннельный метод исследования несверхпроводящих металлов свободен от этого недостатка.

Другим исследуемым авторами объектом является антиферромагнитный хром (температура Нееля $T_N = 311$ К), туннельные характеристики которого были измерены ранее [5], однако форма функции электрон-бозонного взаимодействия определена не была. Обратим внимание на то, что и в этом случае имеется расхождение теории с экспериментом относительно перенормировки электронной массы: $\lambda^{theor} = 0.25$ [6], в то время как измерения электронной теплоемкости дают $\lambda = 0.5$ [7].

Анализ туннельных данных для нормальных переходов типа металл–изолятор–металл основан на принципах, изложенных в работах [8,9]. Будем выделять четный по напряжению $\sigma_+(V) = [dI(+V)/dV + dI(-V)/dV]/2$ и нечетный $\sigma_-(V) = [dI(+V)/dV - dI(-V)/dV]/2$ вклады в дифференциальную проводимость контакта. Как было показано в [9], зависимость $\sigma_-(V)$ пропорциональна вещественной части собственно энергетической добавки $\Sigma(\omega)$ к электронной энергии в металлических

обкладках. Если эффекты перенормировки существенны только в одной из них, то

$$\sigma_-(V) = -C\sigma(0)Re\Sigma(eV). \quad (1)$$

Хотя в настоящее время не существует единого мнения относительно природы эффекта и значения соответствующего коэффициента C (см. [9]), пропорциональность $\sigma_-(V)$ и $Re\Sigma(eV)$ установлена для ряда металлов экспериментально [8–10] и продемонстрирована далее для случая магнитных материалов. Последнее означает, что в настоящее время можно определить форму энергетической зависимости $\Sigma(\omega)$, но не амплитуды. Эта информация уже является важной, поскольку позволяет установить энергии характерных бозонных возбуждений в системе и оценить их относительную эффективность. Более того, измерение зависимости $\sigma_-(V)$ дает возможность восстановить форму спектральной функции электрон-бозонного взаимодействия $g(\omega)$ нормального металла [9]

$$g(\omega) = \frac{2\omega}{Ce\sigma(0)\pi^2} \int_0^\infty \frac{d\sigma_-(V)/dV}{V^2 - (\omega/e)^2} dV. \quad (2)$$

В магнитных металлах присутствуют два основных типа бозонных возбуждений, с которыми взаимодействуют электроны проводимости — фононы и магноны. Энергии фононов обычно лежат ниже энергий магнонов, вследствие чего можно разделить их относительные вклады в $g(\omega)$ и тем самым сравнить эффективность электронного рассеяния на двух типах квазичастичных возбуждений.

Если нечетная часть проводимости несет информацию о спектрах обкладок, то $\sigma_+(V)$ — о процессах, происходящих в барьере [2]. В первом приближении можно считать, что производная $d\sigma_+(V)/dV$ пропорциональна спектральной плотности бозонных возбуждений $F_B(\omega)$ изолирующей прослойки, разделяющей два металлических слоя [2,8]. В настоящей работе сравниваются эти данные для оксидов, образующих потенциальные барьеры в гетероструктурах на основе гадолиния и хрома.

Для изготовления гадолиниевых переходов использовался высокочастотный монокристалл Gd, из которого вырезались образцы в виде полосок толщиной 2–3 мм и площадью примерно 10 мм², которые механически полировались и окислялись на воздухе для получения тонкого изолирующего слоя оксида гадолиния, после чего на окисленную поверхность наносилась методом вакуумного испарения пленка алюминия, служившая вторым электродом. Туннельные структуры на основе хрома изготавливались путем окисления пленок Cr толщиной примерно 100 нм в атмосфере воздуха при нормальном давлении и температуре пленки 470–500 К. После того как толщина оксида хрома, служившего изолятором, достигала ориентировочно 5 нм, сверху осаждалась тонкая пленка серебра.

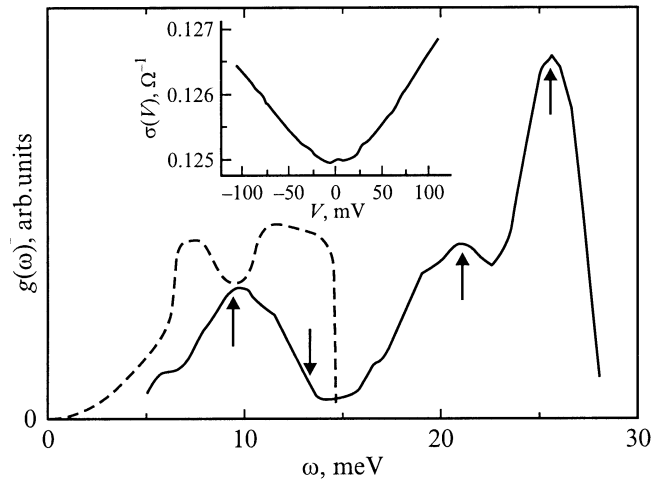


Рис. 1. Спектральная функция электрон-бозонного взаимодействия гадолиния — сплошная линия, плотность фононных состояний (расчет [11]) — штриховая. Стрелками отмечены положения особых точек $\partial\omega/\partial\mathbf{k} = 0$ на дисперсионных кривых магнонов по данным работы [12]. На вставке показана проводимость туннельного контакта Gd-оксид Gd-Al при 4.2 К.

В обоих случаях измерения проводились при температуре 4.2 К, сопротивление образцов в нуле напряжений колебалось от единиц до нескольких десятков Ω . Дифференциальная проводимость $dI(V)/dV$ измерялась стандартной низкочастотной методикой детектирования гармоник [10] с амплитудой модулирующего сигнала 1 мВ. Вторые производные получались путем численного дифференцирования кривых проводимости для двух изученных типов гетероструктур.

Для некоторых образцов в восстановленных кривых присутствовали небольшие особенности, которые, по нашему мнению, не имеют отношения к электрон-бозонным взаимодействиям в обкладках и барьере. В частности, в реконструированной функции $g(\omega)$ для гадолиния имелся небольшой пик в районе нулевых энергий. Он обусловлен несимметричностью нулевой аномалии, которая наблюдалась практически во всех зависимостях $dI(V)/dV$ для гадолиниевых контактов и, видимо, является результатом взаимодействия туннелирующего электрона с магнитными моментами, локализованными в барьере. Подобные особенности не показаны в приведенных далее итоговых кривых.

Восстановленный для Gd спектр электрон-бозонных взаимодействий $g(\omega)$ представлен на рис. 1. Как следует из работ [11,13], плотность фононных состояний гадолиния обрывается при 14–15 meV, следовательно, та часть $g(\omega)$, которая отвечает большим энергиям, может быть обусловлена взаимодействием с другими возбуждениями, например магнонами. На роль магнитных возбуждений в гадолинии указывают измерения температурной зависимости электросопротивления [14], из которых следует, что в широком температурном

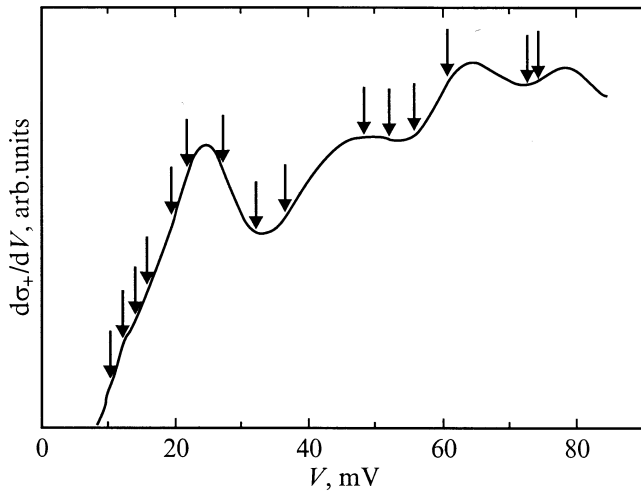


Рис. 2. Производная $d\sigma_+(V)/dV$ для перехода Gd–оксид Gd–Al. Стрелками показаны положения особенностей в спектре комбинационного рассеяния монокристалла Gd_2O_3 [15].

интервале электроны преимущественно рассеиваются на магнонах, а не фононах. Проверим это предположение, исходя из того известного положения, что особенности $g(\omega)$ непосредственно отражают сингулярности Ван-Хова в критических $\omega(\mathbf{k})$ -точках дисперсионных кривых, где производные $\omega(\mathbf{k})$ обращаются в нуль [2]. Как следует из рис. 1, данные для магнонов в гадолинии, полученные методом неупругого нейтронного рассеяния при 78 К [12], хорошо согласуются с нашими результатами. Обратимся теперь к четной части проводимости $\sigma_+(V)$ (рис. 2), которая, согласно теории, должна отражать спектры бозонных возбуждений в изолирующем слое туннельного контакта. Действительно, в производной $d\sigma_+(V)/dV$ наблюдаются нелинейности вплоть до 80–100 мВ, которые неплохо согласуются с данными спектров комбинационного рассеяния монокристалла Cd_2O_3 [15].

Подобные выводы относятся и к результатам восстановления $g(\omega)$ для пленочных структур Cr–оксид Cr–Ag, которые представлены на рис. 3. Согласно работе [16], в которой были получены фоновые дисперсионные кривые для хрома, спектр колебаний его кристаллической решетки заканчивается при 40–41 меВ. Исходя из этого, все особенности, наблюдаемые в восстановленной спектральной функции электрон-бозонного взаимодействия (рис. 3) выше 40 меВ, могут быть связаны с электрон-магнонным взаимодействием. Данные по магнонным спектрам хрома авторам настоящей работы неизвестны. Полученная барьерная характеристика $d\sigma_+(V)/dV$ (рис. 4) хорошо согласуется с аналогичными туннельными данными работы [5] и особенностями магнонного спектра Cr_2O_3 [17], в то время как сведения о фононах в данном соединении отсутствуют.

Приведенные результаты указывают на то, что наряду с рассеянием электронов на колебаниях кристаллической решетки столь же важную роль в электронном транспорте играет и взаимодействие с магнитной подсистемой. Это обстоятельство, в частности, подтверждает, что рассогласование между теоретически вычисленной перенормировкой массы электрона [3] и ее экспериментальными значениями обусловлено вкладом электрон-магнонного взаимодействия. Развитый в настоящей работе подход может быть применен для изучения природы электронного транспорта в купратах и манганитах, в которых, как известно, существенную роль наряду с фононной играет магнитная подсистема.

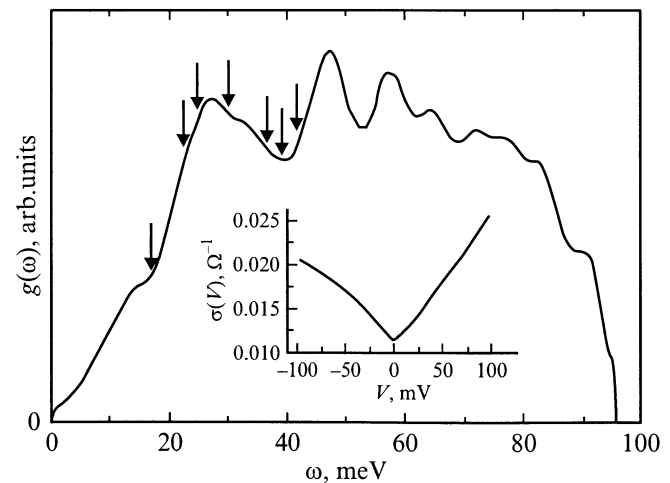


Рис. 3. Спектральная функция электрон-бозонного взаимодействия хрома. Стрелками отмечены положения особых точек $\partial\omega/\partial\mathbf{k} = 0$ на дисперсионных кривых фононов по данным работы [16]. На вставке показана проводимость туннельного контакта Cr–оксид Cr–Ag при 4.2 К.

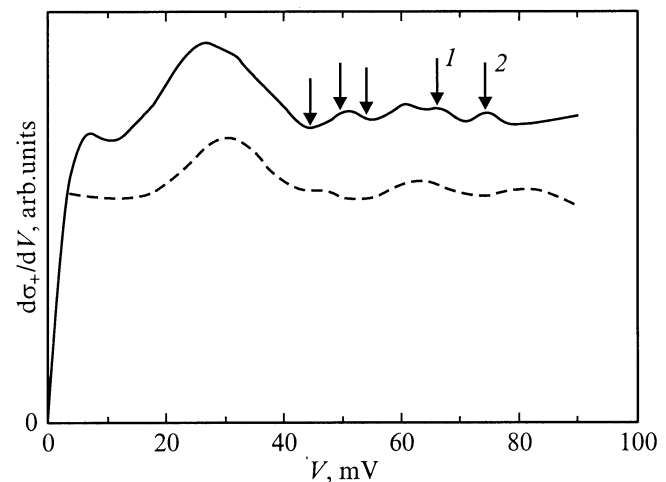


Рис. 4. Производная $d\sigma_+(V)/dV$ для перехода Cr–оксид Cr–Ag: сплошная линия — настоящая работа, штриховая — данные работы [5]. Стрелками отмечены положения особых точек $\partial\omega/\partial\mathbf{k} = 0$ на дисперсионных кривых магнонов [17] и оптических фононов (стрелки 1,2) [18] монокристалла Cr_2O_3 .

Список литературы

- [1] G. Grimvall. The electron-proton interaction in metals. North-Holland, Amsterdam (1981). 304 p.
- [2] Е.Л. Вольф. Принципы электронной туннельной спектроскопии. Пер. с англ. Наук. думка, Киев (1990). 456 с.
- [3] H.L. Skriver, I. Mertig. Phys. Rev. **B41**, 10, 6553 (1990).
- [4] А.И. Акименко, А.Б. Веркин, Н.М. Пономаренко, И.К. Янсон. ФНТ **8**, 10, 1084 (1982).
- [5] G.I. Rochlin, P.K. Hansma. Phys. Rev. **B2**, 6, 1460 (1970).
- [6] A.S. Barker, Jr., B.I. Halperin, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett. **20**, 8, 384 (1968).
- [7] A.W. Overhauser. Phys. Rev. **128**, 3, 1437 (1962).
- [8] J.M. Rowell, W.L. McMillan, W.L. Feldmann. Phys. Rev. **180**, 3, 658 (1969).
- [9] В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский. Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах. Наук. думка, Киев (1986). 152 с.
- [10] В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, О.И. Черняк, А.И. Хачатуров, А.П. Квачев. ЖЭТФ **84**, 5, 1781 (1983).
- [11] R. Ramji Rao, C.S. Menon. J. Phys. Chem. Solid. **35**, 3, 425 (1974).
- [12] W.C. Koehler, H.R. Child, R.M. Nicklow, H.G. Smith, R.M. Moon, J.W. Cable. Phys. Rev. Lett. **24**, 1, 16 (1970).
- [13] S.S. Kushwaha, A. Kumar. J. Phys. **C4**, 13, 1674 (1971).
- [14] N.V. Volkenshtein, V.P. Dyakina, V.E. Startsev. Phys. Stat. Solid. (b) **57**, 1, 9 (1973).
- [15] J. Gouteron, D. Michel, A.M. Lejus, J. Zarembowich. J. Solid State Chem. **38**, 288 (1981).
- [16] G. Simonelli, R. Pasianot, E.J. Savino. Phys. Rev. **B55**, 9, 5570 (1997).
- [17] E.J. Samuelsen, M.T. Hutchings, G. Shirane. Solid State Commun. **7**, 15, 1043 (1969).
- [18] D.R. Renneke, D.W. Lynch. Phys. Rev. **138**, 2A, A530 (1965).