

группа неразрешенных возбуждений валентных электронов в пустые состояния зоны проводимости, второй — как объемный плазмон. В работе [6] оба максимума связываются с межзонными переходами, где начальными состояниями являются $2p$ -состояния кислорода, а конечными соответственно $5s$ -состояния циркония и $3s$ -состояния кислорода в зоне проводимости. Из наших расчетов (рис. 1, 2) следует, что обе указанные особенности экспериментальных спектров обусловлены межзонными переходами, но в отличие от [6] конечными состояниями следует считать $4d$ -состояния циркония, поскольку $5s$ -состояния циркония и $3s$ -состояния кислорода лежат слишком высоко по энергии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Morinaga M., Adachi H., Tsukada M. // J. Phys. Chem. Sol. 1983. V. 44. N 4. P. 301—306.
- [2] Фрейдман С. П., Ходос М. Я., Кривошеев Н. В. и др. // Журн. структурной химии. 1986. Т. 27. № 4. С. 24—28.
- [3] Блувштейн И. М., Власов С. В., Нижникова Г. П. и др. // Деп. в ВИНТИ. 1988. № 2791-B88. 41 с.
- [4] Wang C. S., Pickett W. E. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 7. P. 597—600.
- [5] Власов С. В., Куркина Л. И., Нижникова Г. П. и др. // Деп. в ВИНТИ. 1988. № 4125-B88. 28 с.
- [6] Corallo G. R., Asbury D. A., Gilbert R. E. e. a. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 18. P. 9451—9459.
- [7] Frandon J., Brousseau B., Pradal F. // Phys. St. Sol. ^(b). 1980. V. 98. N 1. P. 379—385.

Воронежский государственный университет
Воронеж

Поступило в Редакцию
15 марта 1989 г.

УДК 538.935

© Физика твердого тела, том 32, № 3, 1990
[Solid State Physics, vol. 32, N 3, 1990

ОБ АНИЗОТРОПИИ ДИФФУЗИОННОЙ ТЕРМОЭДС ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

В. С. Егоров

Изменение формы и размеров поверхности Ферми под влиянием тех или иных факторов может приводить к электронным топологическим переходам (ЭТП), когда изменяется топология Ферми поверхности: зарождается или исчезает ее отдельная полость, закрытая поверхность становится открытой или наоборот. Лифшиц указал на тот факт, что при подобных переходах (переходах $2^{1/2}$ рода) должны проявляться определенные аномалии в термодинамических и кинетических свойствах металла [1], обусловленные корневой особенностью в электронной плотности состояний. В дальнейшем эта идея была подробнейшим образом разработана как теоретически, так и экспериментально. (см., например, обзор [2]). В частности, Вакс, Трефилов и Фомичев [3] обратили внимание на особую чувствительность термоэдс металла к ЭТП, что экспериментально наблюдалось в виде наиболее резких аномалий [4, 5]. В настоящей заметке хотелось бы обратить внимание еще на одну нетривиальную особенность в поведении термоэдс вблизи ЭТП, а именно на возможность возникновения гигантской анизотропии диффузионной термоэдс в анизотропном металле.

Действительно, в металле даже при наличии сильной анизотропии проводимости диффузионная термоэдс, обусловленная рассеянием на примесях и статических дефектах и превалирующая в низких температурах, является изотропной. Этот результат был впервые строго сформу-

лирован для металла с одной группой носителей заряда Самойловичем и Клингером в работе [6], где было показано, что в таком случае тензор диффузионной термоэдс редуцируется в скаляр. Поэтому, естественно, наблюдаемая анизотропия термоэдс обычно связывается с вкладом фононного увлечения. Однако вблизи ЭТП возникает особая область с большой плотностью состояний и с почти нулевой скоростью носителей, что и влечет за собой особенность во времени релаксации, приводящую к аномалиям в проводимости и термоэдс. В результате в анизотропном металле может возникнуть гигантская анизотропия (с переменной знака) в собственно диффузионной части термоэдс, что, вообще говоря, не противоречит упомянутому теоретическому результату [6], так как фактически появляется дополнительный канал рассеяния в особую область.

Рассмотрим для примера конкретный ЭТП — возникновение электронной полости в электронном же металле с поверхностью Ферми, близкой к цилиндрической, — типа «гофрированный цилиндр». В таком металле проводимость сильно анизотропна, в направлении оси цилиндра она намного меньше, чем в перпендикулярной ему плоскости (разница в некотором смысле обратно пропорциональна степени гофрировки), тем не менее диффузионная термоэдс этого металла изотропна. Если тепло распространяется перпендикулярно оси цилиндра (большая проводимость), то электроны образующейся при ЭТП полости дают пренебрежимо малый вклад в проводимость сами по себе и механизм изменения проводимости определяется, как обычно, возникновением дополнительного канала рассеяния «основных» электронов в особую область. В результате проводимость резко уменьшается (излом), а термоэдс становится как угодно большой и положительного знака. Порядок величины максимума термоэдс Q определяется параметрами $\xi = \max \{ \tau^{-1}, T \}$ и $Q_{\max} \sim (\epsilon_0/\xi)^{1/2}$, где τ — время релаксации, ϵ_0 — энергия Ферми [2]. Если же устроить градиент температуры вдоль оси цилиндра, то вклад в проводимость электронов образовавшейся уже полости (т. е. параметр перехода $z \neq 0$) становится преобладающим и можно пренебречь проводимостью «основных» электронов. В этом случае термоэдс, как обычно, будет отрицательной и тем больше (по абсолютной величине), чем меньше размер полости. Другими словами, во взаимно перпендикулярных направлениях следует ожидать термоэдс (диффузионную) разного знака и большой величины.

Экспериментальная ситуация, наиболее близкая к рассмотренному примеру, была осуществлена в работах Заварицкого, Квона и Сулова [7, 8], где наблюдались особенности в термоэдс двумерного электронного газа, претерпевающего при увеличении плотности поверхностного заряда последовательно два ЭТП: касание грани зоны Бриллюэна — образование «гофрированного цилиндра» — и образование новой полости. При этом наблюдались заметная анизотропия эффекта (при распространении тепла вдоль и поперек образующегося цилиндра) и его увеличение при уменьшении температуры. Авторы традиционно связывали эту анизотропию с вкладом фононного увлечения. Однако, с одной стороны, как было показано Абрикосовым и Панцулаем [9], фононное увлечение не должно сказываться на особенностях термоэдс при ЭТП. С другой стороны, полученные авторами результаты [7, 8] хорошо согласуются с точкой зрения, приведенной выше. Поэтому есть все основания полагать, что эти результаты ее подтверждают, т. е. наблюдается возникновение вблизи ЭТП анизотропии диффузионной термоэдс.

Список литературы

- [1] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 33. № 5. С. 1569—1576.
- [2] Варламов А. А., Егоров В. С., Панцулай А. В. // Препринты ИЛЭ. 1988. № 4657-4658.
- [3] Вакс В. Г., Трефилов А. В., Фомичев С. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 4. С. 1613—1621.

- [4] Егоров В. С., Федоров А. П. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 5. С. 1647—1657.
 [5] Брандт П. Б., Егоров В. С., Лавренко М. Ю., Мишина П. Я., Савин А. М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4. С. 1157—1169.
 [6] Самойлович А. Г., Клиггер М. И. // ФТТ. 1959. Т. 1. Сб. II. С. 143—157.
 [7] Заварицкий Н. В., Квон З. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 2. С. 61—63.
 [8] Заварицкий Н. В., Сулов И. М. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6. С. 2152—2165.
 [9] Абрикосов А. А., Панцулая А. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2140—2144.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
 Москва

Поступило в Редакцию
 16 июня 1989 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 32, № 3, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 3, 1990

ПРЫЖКОВЫЙ АКУСТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Г. М. Шмелев, И. С. Чебан, В. Д. Фуркулица

В данной заметке речь идет об акустическом аналоге фотогальванического (ФГ) тока [1] — акустогальваническом (АГ) токе [2, 3], возникающем в нецентросимметричных кристаллах под действием звуковой волны. В отличие от «обычного» акустоэлектрического АГ ток четен по волновому вектору звука q , т. е. величина АГ тока не меняется при замене $q \rightarrow -q$.

Ранее АГ эффект теоретически последовался в моделях, в которых ток создается зонными носителями [2-4]. Рассмотрение этого эффекта для прыжкового механизма переноса электронов между примесными центрами интересно по ряду причин: 1) ФГ эффект — прототип АГ эффекта — при прыжковом механизме электропереноса существует, и он может оказаться вполне наблюдаемым [5], причем 2) как и ФГ, АГ ток должен иметь относительно большую величину в материалах с малой подвижностью (например, в сегнетоэлектриках LiNbO_3 , BaTiO_3) [2, 3]; 3) при низких температурах, когда число находящихся выше порога подвижности электронов экспоненциально мало, обычный акустоэлектрический ток равен нулю (это обусловлено тем, что импульс звуковой волны передается замороженным в решетку примесным центрам, на которых локализованы электронные состояния).

Здесь мы рассматриваем аналогичную [5] ситуацию (концентрация примесей не слишком велика $N_a \ll 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; низкие температуры), в которой стимулированный звуковым потоком (в [5] — светом) перескок электрона между двумя дефектами осуществляется в два этапа через виртуальные состояния электрона в зоне проводимости (неконтактный перескок [5, 6]). Каждый этап сопровождается излучением (поглощением) фонона. При этом один из фононов (q_1) внешний, а другой, акустический (q_2), тепловой. Перескок происходит между центросимметричным основным состоянием одного примесного центра и нецентросимметричным возбужденным состоянием другого. Вероятности переходов в направлении уиполярной оси (условно — вправо) и в противоположном направлении (влево) различны, что и приводит к возникновению АГ тока.

Звуковую волну мы рассматриваем как поток когерентных фононов с δ -образной функцией распределения в пространстве волновых векторов q_1

$$N_{q_1} = \frac{(2\pi)^3}{h\omega_{q_1} s} \Phi \delta(q_1 - q_0), \quad (1)$$

где Φ — величина плотности потока звуковой энергии; ω_{q_1} , s — частота и групповая скорость звука. Взаимодействие электронов с фононами деформационное. При расчете вероятностей перехода мы следуем общим формулам работ [5, 6], в которых заменяем планковскую функцию распределе-