в каждом из полупроводников по отдельности, когда $\Delta_1^\Gamma = \Delta_1^L$ и $\Delta_2^\Gamma = \Delta_2^L$, двумерные ветви пограничных состояний Г- и L-долин будут перекрываться и на границе раздела должно возникать полуметаллическое состояние. Используя оценки [1, 2], величина этого перекрытия должна составлять 0.04—0.05 эВ. Дополнительное перекрытие между L- и Г-двумерными ветвями (2) возникает также при $\varphi_0 \neq 0$, если $E_{g\Gamma 1} \neq E_{gL1}$ и $E_{g\Gamma 2} \neq E_{gL2}$, так как $\Delta_1^L / \Delta_2^L \neq \Delta_1^\Gamma / \Delta_2^\Gamma$.

Из (2) видно также, что пограничные состояния исчезают, если $\varphi_0 > \Delta_2^{\Gamma, L}$, т. е. когда разность работ выхода больше полуразности щелей, и эти состояния сливаются с дираковским спектром. Для гетероконтактов с инверсией зон на основе полупроводников $A^3B^5C_2^6$ возможна также ситуация, когда $\Delta_2^L < \varphi_0 < \Delta_2^\Gamma$ или, наоборот, $\Delta_2^\Gamma < \varphi_0 < \Delta_2^L$. В данной ситуации возникает лишь одна группа пограничных ветвей, например Г-состояний, которые могут перекрываться с дираковскими состояниями L-точки.

В заключение отметим, что полуметаллическое состояние может в принципе возникать также на границе раздела гетероконтакта с инверсией зон на основе кубических полупроводников A^4B^6 при наличии деформации. В этом случае образование полуметаллического состояния определяется долинным расщеплением и величина перекрытия двумерных ветвей определяется деформацией.

Авторы выражают благодарность Б. А. Волкову, Д. В. Гицу, О. А. Панкратову за обсуждение результатов работы.

Литература

[1] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Попович Н. С. Тройные узкозонные полупроводники и их твердые растворы. Кишинев, 1986. 306 с.
[2] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Малкова Н. М. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 10. С. 466—468.
[3] Волков Б. А., Панкратов О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4. С. 145—148.
[4] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Леляков И. А. // Препринт ИПФ АН МССР, 1988. 39 с.
[5] Zhu Q. G., Kroemer H. // Phys. Rev. 1983. V. B27, N 6. P. 3519—3527.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.

УДК 669.71 : 537.312.8

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ ГИГАНТСКИХ МАГНИТОПРОБОЙНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ТЕПЛОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ТЕРМОЭДС ВЫСОКОЧИСТОГО АЛЮМИНИЯ

В. Н. Моргун, Н. Н. Чеботаев

В высокочистом алюминии при гелиевых температурах T в магнитном поле ($\mathbf{B} \parallel [001]$) наблюдаются гигантские квантовые осцилляции электросопротивления $\tilde{\rho}$, обусловленные когерентным магнитным пробоем (КМП) [1—3]. В настоящей работе исследованы эквивалентные осцилляции теплосопротивления $\widetilde{W} = f(B, T)$ и термоэдс $\widetilde{P} = f(B, T)$ (совместно с $\tilde{\rho} = f(B, T)$) с учетом рассмотренных теоретически и экспериментально в [4—6] характерных особенностей на этих зависимостях. Согласно [4], при определенных значениях магнитного поля B_c и температуры T_c амплитуда осцилляций $\widetilde{W}$ проходит через нуль, а амплитуда (PT) — через максимум. Наличие характерных точек на температурных и полевых зависимостях $\tilde{W}$ и $(\tilde{P}T)$ удобно для определения эффективной массы носителей заряда m^*.

Исследования $\tilde{\rho}$, $\tilde{W}$, $\tilde{P}=f(B, T)$ выполнены на монокристаллах алюминия с осью $j \parallel [100]$, чистотой $\rho_{293\,К}/\rho_{4.2\,К} \approx 24000$, с плотностью дислокаций $N_{дисл} \sim 10^6$ см$^{-2}$ в области гелиево-водородных температур и магнитном поле до 6 Тл. Полевые и угловые зависимости записывались на самописце (для определения фазовых соотношений) и измерялись по точкам; температурные зависимости измерялись по точкам. Точность измерений составляла 1—5 %. Методика эксперимента описана в [7]. В исследованном алюминии КМП реализуется при $\mathbf{B} \parallel [001] \pm 0.5^\circ$ ($\mathbf{B} \perp \mathbf{j}$), $B \geqslant 2$ Тл между большими замкнутыми дырочными орбитами второй зоны Бриллюэна и малыми электронными β-орбитами третьей зоны и имеет место переход (при $\Theta = (\exp - B_0/B) \neq 0$) к узкому слою одномерных открытых

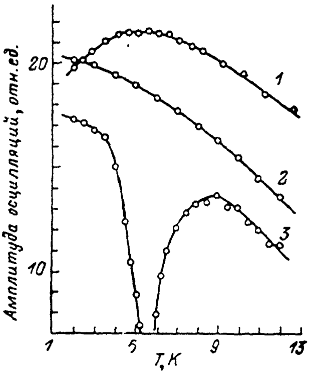

Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды осцилляций в поле 4.2 Тл.

1 — термоэдс, 2 — электросопротивления, 3 — теплосопротивления.

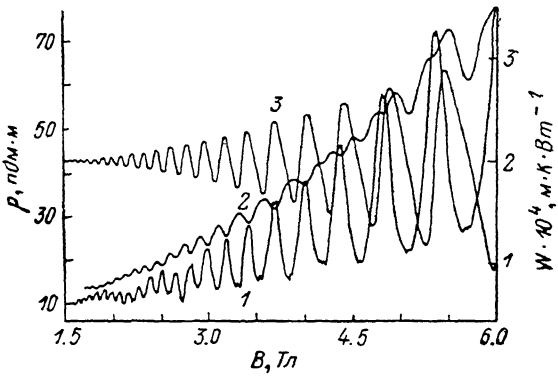

Рис. 2. Полевая зависимость ρ, W, P.

1 — термоэдс, произвольные единицы, $T = 4.56$ К; 2 — теплосопротивление, $T = 6$ К, $W_0 = 1.65 \cdot 10^{-5}$ м·К·Вт$^{-1}$; 3 — электросопротивление, $T = 2.18$ К, $\rho_0 = 1.14$ пОм·м.

МП конфигураций. Период низкочастотных гигантских МП β-осцилляций $\tilde{\rho}$, $\tilde{W}$, $\tilde{P}$ составляет $\Delta(1/B) = 2.15 \cdot 10^{-10}$ Тл$^{-1}$, поле пробоя $B_0 \sim 4 \div 6$ Тл [2], величина $\rho_b/\rho_0 \sim 70$ ($B = 5.4$ Тл, $T = 2.18$ К).

Полевую и температурную зависимости для малых осцилляций сопротивления ($\tilde{\rho}/\rho_{мон} \leqslant 1$) в условиях МП и перехода от замкнутых к открытым орбитам ($B \leqslant B_0$) можно представить в виде [4]

$$\tilde{\rho} = A_1 D(x) \exp[-B_1/B] \cos(f_0/B + \Phi), \tag{1}$$

где $D(x) = x/Shx$; $x = 2\pi^2 kT/\hbar w_c$; $\omega_c = eB/m^*c$; $\exp[-B_1/B)]$ — динглевский фактор, учитывающий как обычное, так и квантовое МП рассеяние; f_0 — частота β-осцилляций; A_1, $B_1 = \mathrm{const}$. Здесь $\lg(\tilde{\rho}B)$ есть плавная функция x или B, T. Осцилляции $\tilde{W}$ и $\tilde{P}$ при ряде допущений [4, 6], в частности при выполнении закона Видемана—Франца—Лоренца, можно записать в виде [4]

$$\tilde{W} = \frac{\alpha}{L_0 T}\tilde{\rho}, \quad \tilde{P} = -\frac{\beta^*}{L_0 T}\tilde{\rho}, \quad \text{где } \alpha = \left[-\frac{3D'(x)}{D(x)}\right], \quad \beta^* = \left[\pm i\,\frac{\pi k}{e}\,\frac{D'(x)}{D(x)}\right]. \tag{2}$$

Здесь L_0 — постоянная Лоренца; $P = (P_{мон} + \tilde{P})$ — термоэлектрический тензор, определенный подобно ρ, W как $\mathbf{E} = P\mathbf{U}$, где U — плотность теплового потока, или $P = S/\lambda^*$, где S — стандартный термоэлектрический тензор, определяемый как $\mathbf{E} = S\,\nabla T$, λ^* — теплопроводность. При $x = 1.62$ амплитуда осцилляций $\tilde{W}$ проходит через нуль, а амплитуда $(\tilde{P}T)$ — через максимум.

На рис. 1 приведены температурные зависимости $\tilde{W}$, $\tilde{P}$, $\tilde{\rho}$ при $B = 4.2$ Тл в координатах $\lg\tilde{\rho}$, $\lg\tilde{W}$, $\lg(\tilde{P}T) = f(T)$. На рис. 2 приведены полевые зависимости $\tilde{\rho}$, $\tilde{W}$, $\tilde{P}$ при T=const. Как показывает эксперимент, на зависимостях $\tilde{W}=f(T, B)$ и $(\tilde{P}T)=f(T, B)$ в условиях КМП наблюдаются характерные особенности при $x\approx 1.62$ в виде минимума и максимума, что согласуется с картиной, полученной ранее для малых осцилляций [6]. Видно также, что осцилляции $\tilde{\rho}$ и $\tilde{P}$ сдвинуты по фазе на $\pi/2$, а осцилляции $\tilde{W}$ и $\tilde{P}$ — на π или 0°, причем фаза $\tilde{W}$ изменяется на π при переходе через точку $x=1.62$. Таким образом, основные качественные черты поведения $\tilde{W}$, $\tilde{P}$, $\tilde{\rho}=f(T, B)$, проанализированные теоретически в [4, 6], сохраняются и для гигантских КМП осцилляций. Однако в отличие от [6] отсутствует хорошее количественное согласие между теорией и экспериментом (особенно при $B>B_0$), что связано с выбором модели расчета. Следовательно, для описания гигантских осцилляций КМП требуется модификация теории [4] с учетом результатов по когерентному МП и эффекта селективной прозрачности барьера [8].

Значения эффективной массы электрона m^* для β-орбиты в алюминии, определенные из особенностей температурных зависимостей амплитуды осцилляций кинетических коэффициентов (А) (для $\tilde{\rho}$ стандартным способом) и методом наименьших квадратов из температурных зависимостей амплитуды осцилляций $\tilde{\rho}$, $\tilde{W}$, $\tilde{P}$ при учете второй гармоники (Б)

Коэффициент	B, Тл	А			Б	
		метод определения	T, К	m^*/m_0	$\sigma^2_{абс}$	m^*/m_0
$\tilde{\rho}$	5.13 5.42	Без учета 2-й гармоники	4.2—2.1 4.2—2.1	0.0985 0.099	$1.5\cdot10^{-4}$ $2.1\cdot10^{-4}$	0.0985 0.097
$\tilde{W}$	4.08 4.257	$\tilde{W}=0$ при $x=1.62$	5.5 5.6	0.0918 0.0938	$1.2\cdot10^{-4}$ $1.2\cdot10^{-4}$	0.10 0.10
$\tilde{P}$	5.526 6.008	$(\tilde{P}T)=\max$ при $x=1.62$	5.6 4.7	0.1088 0.1409	$5.6\cdot10^{-3}$ $3.6\cdot10^{-3}$	0.1085 0.112

Примечание. m_0 — масса свободного электрона, $\sigma_{абс}$ — среднеквадратичная погрешность.

Как известно [9], в металлах имеет место перенормировка электронного энергетического спектра (в том числе m^*) под влиянием электрон-фононного взаимодействия. Считалось, что такая перенормировка не должна проявляться в кинетических явлениях. Однако, согласно [10], для диффузионных компонент тензора термоэдс (монотонная часть) имеет место перенормировка m^* ($\lambda\sim0.45$). В таблице приведены значения эффективной массы электрона m^* для β-орбиты в алюминии, полученные из осцилляционных данных. Величины m^*, полученные из осцилляций термоэдс $\tilde{P}$, имеют завышенные значения $\sim$10 % (погрешность не более 3 %). Такое завышение m^* ($\lambda\sim0.1$) легко объясняется в рамках теории перенормировки эффективной массы. Малость перенормировки m^* (из осцилляций) по сравнению со значениями, полученными из монотонных компонент термоэдс (и других данных), по-видимому, связана с грубостью модели, выбранной нами для описания осцилляций $\tilde{\rho}$, $\tilde{W}$, $\tilde{P}$.

Авторы признательны А. А. Слуцкину за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

[1] Parker R. A., Balcombe R. I. // Phys. Lett. 1968. V. A27. N 4. P. 197—198.
[2] Моргун В. Н., Хоткевич В. И. // ДАН УССР, сер. А. 1976. № 8. С. 751—754.
[3] Моргун В. Н., Слуцкин А. А., Хоткевич В. И. // ФНТ, 1982, Т. 8. № 6. С. 657—659.
[4] Young R. C. // J. Phys. F. 1973. V. 3. N 4. P. 721—734.
[5] Слуцкин А. А. // Тез. докл. 19-го Всес. совещ. по физике низких температур. Минск, 1976. С. 137.
[6] Fletcher R. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 4. P. 1721—1726.

[7] Задорожний Г. А., Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. // Тез. докл. III Всес. совещ. по низкотемпературным теплофизическим измерениям и их метрологическому обеспечению. М., 1982. С. 87—89, 89—91.
[8] Kaganov M. I., Slutskin A. A. // Physics Reports. 1983. V. 98. N 4. P. 189—271.
[9] Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 2. С. 1458—1462.
[10] Thaler B. J., Fletcher R., Bass J. // J. Phys. F. 1978. V. 8. N 1. P. 131—139.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.

УДК 537.312.62 : 546.3—19'821'21'11

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ, ВОЗНИКАЮЩАЯ В Ti_6O ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ ВОДОРОДОМ

И. О. Башкин, В. Ю. Малышев, С. И. Морозов, Б. В. Сумин, В. М. Теплинский, Е. Г. Понятовский

Водород при атмосферном давлении и комнатной температуре практически не растворяется в α-фазе титана и образует с ним несверхпроводящую гидридную фазу TiH_{2-x} с кубической решеткой [1, 2]. При этом водород занимает тетраэдрические междоузлия (ТМ) металлической подрешетки. С другой стороны, синтезированная под высоким давлением гидридная ε-фаза $TiH_{0.71}$ имеет температуру сверхпроводящего перехода $T_c=4.2$ K [3], что на порядок выше, чем у чистого титана. В недавней работе [4] исследования ε-фазы методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН) подтвердили предположение [5] о том, что водород в сверхпроводящей фазе находится в октаэдрических междоузлиях (ОМ) металлической решетки.

Присутствие кислорода в титане приводит к тому, что значительные количества водорода растворяются в α-фазе системы Ti—O, которая образуется путем заполнения кислородом октаэдрических междоузлий (ОМ) ГПУ решетки металла и упорядочивается при стехиометрических составах O/Ti [6]. Как показали исследования методом НРН и нейтронографии, в упорядоченных по кислороду фазах TiO_x в интервале концентраций $0.12 \leqslant x \leqslant 0.5$ растворенный водород (дейтерий) занимает ОМ по крайней мере при $H(D)/O \leqslant 0.5$ [7, 8].

В [5, 9] отмечалось, что сверхпроводимость ряда фаз в системах Me—H может быть обусловлена образованием состояния, в котором водород занимает ОМ подрешетки металла. В настоящей работе проведены измерения сверхпроводящих свойств образцов упорядоченной фазы Ti_6O, легированных водородом или дейтерием.

Исходный Ti_6O получен путем многократной переплавки иодидного титана с TiO_2 в аргонно-дуговой печи и последующего гомогенизирующего отжига в вакууме при 600 °C [7]. Гидрирование слитков Ti_6O из газовой фазы и определение количества введенного водорода осуществляли, как описано ранее [3]. Сверхпроводящие переходы наблюдали методом измерения электросопротивления ($T \geqslant 1.15$ K) [10] или индуктивным методом ($T \geqslant 0.35$ K) [11]. Измерения были проведены на образцах с атомными отношениями H/O=0.53, D/O=0.50, 0.63 и 0.80 и на образце, из которого водород был удален вакуумной откачкой при температуре гидрирования (1090 K).

Сопротивление $Ti_6OH_{0.73}$ $\rho(T)$ при охлаждении ниже $T_{c0}=1.35 \pm 0.02$ K начинало быстро уменьшаться (см. рисунок, кривая *1*), достигая к $T=1.16$ K величины 50 % от исходного значения. Начало резкого изменения магнитной восприимчивости $Ti_6OH_{0.73}$ фиксировалось при $T_{c0}=$