

- [7] Павлова Н., Гармаш В., Сильницкая Г., Стекольников Н., Герген В. // Кристаллография. 1981. Т. 31. № 2. С. 153—159.
- [8] Гаврилова Н., Максимов Е., Новик В., Дрождин С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 2596—2605.
- [9] Miura Y., Takashida M., Nahamura T. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1983. V. 52. N 4. P. 1127—1130.
- [10] Пополитов В. И., Литвин Б. Н. Выращивание монокристаллов в гидротермальных условиях. М.: Наука, 1986. 191 с.
- [11] Борн М., Хуань Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: ИЛ, 1958. 635 с.
- [12] Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир. 1964. 456 с.

Институт кристаллографии АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
30 октября 1990 г.

УДК 537.311.33

Физика твердого тела, том 33, № 6, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 6, 1991

## КВАНТОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В БИКРИСТАЛЛАХ Вi С БОЛЬШИМИ УГЛАМИ РАЗОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛИТОВ

Ф. М. Мунтяну, М. Глиньски, Г. А. Киоссе, В. Т. Кистол

В [1, 2] исследовались квантовые осцилляции гальваномагнитных эффектов в бикристаллах Вi с границей раздела кристаллитов (ГРК) типов наклона или кручения и с углами разориентации  $\theta \leq 9^\circ$ . Обнаружено, что характер осцилляций существенно зависит от величины  $\theta$ . Впервые наблюдались гармоники, связанные с квантовым интерференционным взаимодействием носителей заряда с межкристаллитной границей.

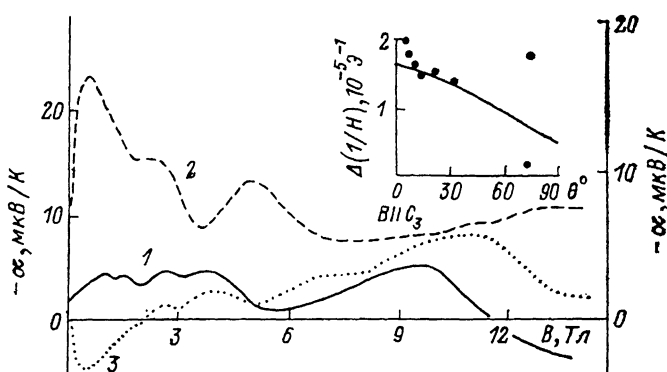


Рис. 1. Магнитотермоэдс бикристаллов висмута в квантующем магнитном поле при  $T \approx 6$  К.  $\theta = 22$  (1),  $73$  (2),  $33^\circ$  (3).

По вертикали: 1 — правая шкала; 2, 3 — левая шкала. На вставке — угловые зависимости периодов осцилляций монокристаллов висмута при вращении магнитного поля в бинарно-тригональной плоскости (сплошная линия) и зависимости периодов осцилляций бикристаллов от угла разориентации кристаллитов (точки).

В настоящей работе изучены квантовые осцилляции явлений переноса (магнитосопротивление, эффект Холла, магнитотермоэдс) в бикристаллах Вi с  $\theta > 9^\circ$ . Интерес к этим исследованиям обусловлен тем, что при увеличении  $\theta$  происходит переход от зеркально отражающей к диффузно-рассеивающей поверхности [3], поэтому характер взаимодействия (в том числе и интерференционного) носителей с ГРК должен претерпевать существенные изменения.

Высококачественные бикристаллические образцы Вi (температура Дингла  $T_D \leq 0.9$  К) получены методами зонной перекристаллизации и двойной затравки. Измерения в стационарных магнитных полях до 14 Тл проведены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша). Исследовались бикристаллы в форме параллелепипеда, причем вектор индукции магнитного поля ориентировался перпендикулярно направлению тока, но параллельно плоскости ГРК [2].

На рис. 1, 2 приведены примеры магнитопольевых зависимостей термоэдс и сопротивления в бикристаллах висмута с разными углами раз-

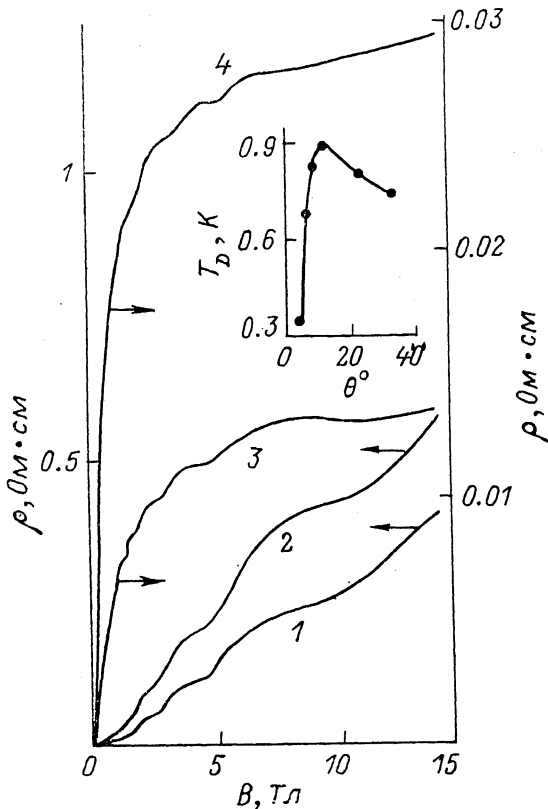


Рис. 2. Магнитосопротивление бикристаллов висмута в квантующем магнитном поле при  $T=4.2$  К.  $\theta=11$  (1), 22 (2), 33 (3),  $73^\circ$  (4).

На вставке — зависимость температуры Дингла от угла разориентации кристаллитов.

ориентации кристаллитов. Из этих рисунков видно, что монотонная часть  $\alpha_{ii}(B)$  в сильных полях насыщается, а величина магнитотермоэдс в пределе сильного поля слабо зависит от угла разориентации кристаллитов. Магнитосопротивление на бикристаллах Вi значительно меньше по величине, чем на монокристаллах, из-за возникновения пространственного заряда на краевых дислокациях, обусловленного оборванными валентными связями на ГРК. Результаты исследования магнитосопротивления и эффекта Холла подтверждают двумерность электронного (дырочного) газа на границе раздела индивидов бикристалла (наблюдается логарифмическая зависимость монотонной части магнитосопротивления от  $B$  в режиме сильного магнитного поля, особенно на бикристаллах с  $\theta > 20^\circ$  (рис. 2), тогда как на монокристаллах висмута с  $n=p$  при  $B \parallel C_3$   $\rho_{ii}(B_3)$  в сильных полях зависит от  $B$  почти линейно [4]).

Отчетливо проявились квантовые осцилляции  $\alpha_{ii}(B)$  и  $\rho_{ii}(B)$ , связанные с дырочной частью поверхности Ферми (ПФ) Вi. (Эта часть ПФ представляет собой эллипсоид вращения, вытянутый вдоль оси  $C_3$  и ло-

кализованный в точке  $T$  зоны Бриллюэна). В результате проведенных экспериментов установлено, что у бикристаллов  $\text{Вi}$  наблюдаются гармоники с периодом  $\Delta (1/H)^k$ , который существенно отличается по величине от значений, полученных на монокристаллах при вращении магнитного поля в бинарно или бисекторно-тригональной плоскости (см. вставку на рис. 1). Это обстоятельство обусловлено [1, 2] квантовым взаимодействием носителей заряда с ГРК. При нынешних технологических возможностях получения бикристаллов осцилляции, связанные с интерференцией движения носителей заряда на ГРК, наблюдаются только при  $\theta < 9^\circ$ . У бикристаллов с  $\theta > 9^\circ$  из-за роста плотности дислокаций [2] этот эффект практически отсутствует.

Из магнитополевых зависимостей амплитуды квантовых осцилляций сопротивления оценена температура Дингла  $T$ -дырок исследованных бикристаллов висмута. Температура Дингла  $T_D$  определена путем построения зависимости  $\ln [A (B\epsilon_F)^{1/2} \text{sh } x/x]$  от  $1/B$  и нахождения ее наклона при фиксированной температуре. На вставке рис. 2 приведены результаты расчета  $T_D$  в функции от угла разворота кристаллитов  $\theta$ . Видно, что зависимость  $T_D(\theta)$  является нелинейной с максимумом при  $\theta \sim 9-11^\circ$ . Такое необычное поведение  $T_D(\theta)$  свидетельствует о разных вкладах дислокации в  $T_D$  для малоугловых и большеугловых границ.

Для малоугловых границ, как известно [5], плотность линейных краевых дислокаций  $D=1/L=2 \sin(\theta/2)/b$  ( $L$  — расстояние между равноудаленными, вклинивающимися в ГРК краевыми дислокациями;  $b$  — длина вектора Бюргерса) возрастает с  $\theta$  монотонно, практически не достигая максимума, так как  $\sin(\theta/2)_{\max}=1$  лишь при  $\theta=180^\circ$ . Поэтому в этих бикристаллах  $T_D$  с ростом  $\theta$  будет увеличиваться.

Наблюдаемый спад кривой  $T_D(\theta)$  при  $\theta > 11^\circ$ , видимо, вызван образованием когерентной двойниковой границы. Для кристаллов  $\text{Вi}$  наиболее характерно двойникование по плоскостям  $\{110\}$  в направлениях  $\langle 001 \rangle$ . В связи с этим с ростом  $\theta$  может включиться механизм двойникового сращивания индивидов (т. е. бикристалл при определенном  $\theta_1$  превращается в двойник с когерентной, практически не содержащей дислокаций, границей). Вблизи  $\theta_1$  следует ожидать значений  $D$ , характерных для малых  $\theta$ . Однако при  $\theta \gg \theta_1$  возможно образование вклинившихся в область ГРК индивидов двойников с иными ориентационными состояниями, т. е. вблизи ГРК бикристалл приближается по качеству к мозаичной структуре или к поликристаллу.

Следовательно, из-за постоянной перестройки ГРК при увеличении  $\theta$  появляется возможность изучить в широком диапазоне понижающие множители затухания амплитуды квантовых осцилляций, особенности полей деформаций и механизмов рассеяния носителей заряда в бикристаллах полуметаллов.

#### Список литературы

- [1] Мунтяну Ф. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3140—3142.
- [2] Muntyanu F. M., Onu M. I., Kistol V. G. // Phys. State Sol. (b). 1990. V. 158. P. 301—305.
- [3] Набережных В. П., Синолицкий В. В., Фельдман Э. П. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 1. С. 165—179.
- [4] Hiruma K., Kido G., Miura N. // Solid State Comm. 1979. V. 31. P. 1019—1022.
- [5] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1974. 464 с.

Институт прикладной физики  
АН МССР  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
5 ноября 1990 г.