

Квантовые осцилляции холловского сопротивления в бикристаллах висмута с малоугловыми внутренними границами кручения

© Ф.М. Мунтяну, Ю.А. Дубковецкий, А. Гилевски*

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
МД-2028 Кишинев, Молдавия

* Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,
53-421 Вроцлав, Польша

E-mail: CSA@moldnet.md

(Поступила в Редакцию 16 февраля 2004 г.)

Исследованы квантовые осцилляции холловского сопротивления $\rho_{ij}(B)$ в бикристаллах висмута в магнитных полях до 35 Т. Установлено, что малоугловая внутренняя граница кручения обладает n -типом проводимости и состоит из центральной части и двух смежных слоев, которые характеризуются специфическими особенностями поверхности Ферми электронов.

Внутренняя граница (СІ) в бикристаллах представляет собой двумерный дефект, разделяющий две физически одинаковые фазы (моноблоки) с разной ориентацией кристаллографических осей в пространстве. По степени совершенства она может сравниться лишь с поверхностью, сколотой в глубоком вакууме. Кристаллическая решетка СІ кручения, как правило, сильно деформирована и значительно отклоняется от структуры моноблоков. Граница типа кручения характеризуется углом разориентации Θ_1 относительно плоскости СІ и углом разворота кристаллитов Θ_2 вокруг нормали к ней (рис. 1) [1].

Подробные исследования эффекта Шубникова–де Газа (S–dH) в сильных магнитных полях выявили существенные изменения в электронном энергетическом спектре большеугловых СІ кручения Ві. Так, например, в [2] показано, что поверхность Ферми (FS) СІ с $\Theta_i > 22^\circ$ состоит из одного дырочного эллипсоида общего типа, вытянутого вдоль биссекторной оси индивидов бикристалла, который по объему значительно больше, чем дырочный эллипсоид вращения ромбоэдрического висмута (дырочная часть FS Ві вытянута вдоль тригональной оси, а концентрация дырок в ней $p \approx 3.015 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$). При низких температурах на этих границах обнаружены [2,3] сверхпроводящие включения (монокристаллический Ві не сверхпроводит!) с $T_c \approx 8.5 \text{ К}$ (у некоторых бикристаллов $T_{\text{onset}} \approx 16 \text{ К}$). С другой стороны, малоугловые границы кручения Ві ($\Theta_i < 6^\circ$) не сверхпроводят, хотя они структурно более совершенны, а плотность дислокации в них меньше, чем в СІ с $\Theta_i > 22^\circ$.

В настоящей работе изучены квантовые осцилляции холловского сопротивления $\rho_{ij}(B)$ в бикристаллах Ві в стационарных (до 18 Т) и импульсных (до 35 Т) магнитных полях. Квантовые осцилляции $\rho_{ij}(B)$ исследовались при ориентациях магнитного поля вдоль главных кристаллографических направлений, а также при его вращении в биссекторно-тригональной и биссекторно-бинарной плоскостях. Всего изучалось четыре бикристаллических образца с шириной СІ $170 \leq L \leq 250 \text{ nm}$.

Бикристаллы Ві получены методом зонной перекристаллизации и двойной затравки. Образцы для измере-

ний изготавливались в форме параллелепипедов, контакты к СІ приваривались электроискровой сваркой. Измерения проведены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Вроцлав, Польша). Квантовые осцилляции холловского сопротивления исследовались в биттеровских, сверхпроводящих и импульсных магнитах на установках, позволяющих производить запись кривых $\rho_{ij}(B)$ в прямом и обратном полях, компенсировать монотонную составляющую, определять частоты составляющих осцилляционных кривых с помощью Фурье-анализа и т. д.

Для экспериментального изучения структуры СІ бикристаллов висмута с помощью квантовых осцилляционных эффектов в наибольшей степени подходит направление $B \parallel C_3$ (C_3 — тригональная ось кристаллитов). Известно [4], что у монокристаллического Ві при данной ориентации магнитного поля проявляются осцилляции S–dH с периодами, соответствующими малому сечению ($S_h \approx 6.76 \cdot 10^{-52} \text{ kg}\cdot\text{m/s}$) дырочного эллипсоида, расположенного в точке T зоны Бриллюэна, и сечением ($S_e \approx 8.98 \cdot 10^{-52} \text{ kg}\cdot\text{m/s}$) трех эквивалентных электронных эллипсоидов (изоэнергетические поверхности L -электронов вытянуты вдоль направлений $[C_1, \text{ось}1] \approx 6.23^\circ$). При $B \parallel C_3$ в эффекте S–dH доминируют осцилляции от FS дырок, вклад электронов скажется больше в квантовых осцилляциях холловского сопротивления.

Согласно результатам [5], при $B \parallel C_3$ магнитосопротивление монокристаллического Ві монотонно растет до 45 Т, однако в магнитных полях $B > 10 \text{ Т}$ осцилляции S–dH исчезают. С другой стороны, в бикристаллах при этих же ориентациях поля квантовые осцилляции холловского сопротивления проявляются [1] также и при $B > 10 \text{ Т}$, но из частоты не характерны для FS монокристаллического висмута. Например, в малоугловых бикристаллах Ві с СІ типа наклона обнаружена [1] гармоника квантовых осцилляций $\rho_{ij}(B)$ от сечений FS, превышающих почти в 5 раз экстремальные сечения FS монокристаллов. В бикристаллах с СІ кручения частота этих осцилляций соответствует [1] еще большим ($\sim 25\%$) сечениям FS. Как правило, осцилляции хол-

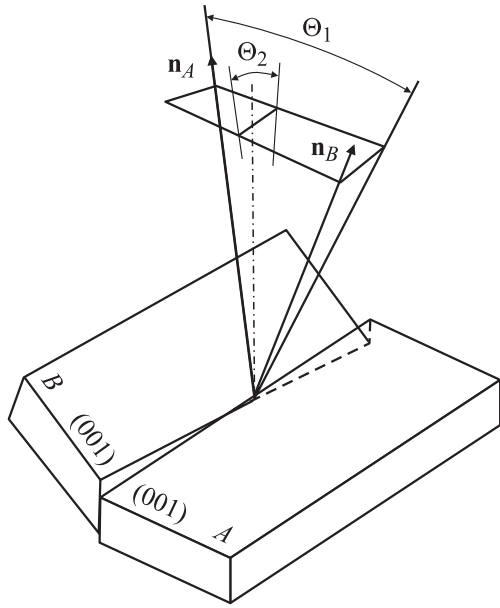


Рис. 1. Схематическое изображение бикристалла с внутренней границей типа кручения.

ловского сопротивления данной частоты начинают проявляться при $B \geq 2-2.5$ Т. Оценки диаметра циклотронных орбит носителей заряда d_{cycl} , соответствующего этим полям, коррелируют с шириной переходного слоя между моноблоками, найденной методами электронной микроскопии. Кроме этой гармоники осцилляции $\rho_{ij}(B)$ в бикристаллах Vi с CI типа кручения при $B \geq 10$ Т наблюдается также вторая составляющая с примерно в 2 раза большей частотой (рис. 2). Диаметр циклотронной орбиты носителей заряда, соответствующий полю исчезновения второй гармоники (со стороны меньших полей), $d_{cycl} \sim 70-90$ нм определяет в данном случае ширину центральной части границы раздела кристаллитов. Следовательно, экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что CI кручения малоугловых бикристаллов Vi состоит из центральной части с высокой плотностью состояний и двух смежных слоев, от которых область пространственного заряда распространяется в объем кристалла.

Оценки циклотронных масс носителей заряда (для различных направлений B) по температурной зависимости амплитуды осцилляций (например, для $B \parallel CI \parallel C_3$ $m_3 \approx 0.085m_0$; для $B \parallel CI \parallel C_1$ $m_1 \approx 0.1m_0$, C_1 — бисекторная ось монокристалла) показывают, что периодическое измерение плотности состояний в магнитном поле на CI бикристалла определяется преимущественно электронами.

Судя по частотам квантовых осцилляций $\rho_{ij}(B)$, плотность электронов в центральной части CI составляет $\sim 1.5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$, в смежных слоях $\sim 0.67 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$, что на три порядка выше, чем у аналогичных по размерам пленок Vi [6].

Использование в эксперименте магнитных полей до 35 Т дало возможность выявить (в разных интервалах полей) частоты квантовых осцилляций $\rho_{ij}(B)$, характеризующие FS моноблоков, смежных слоев и центральной части CI.

На рис. 3 приведены примеры угловых зависимостей периодов квантовых осцилляций холловского сопротивления в бикристаллах висмута. Как видно из этого рисунка, структура электронной части FS в смежных

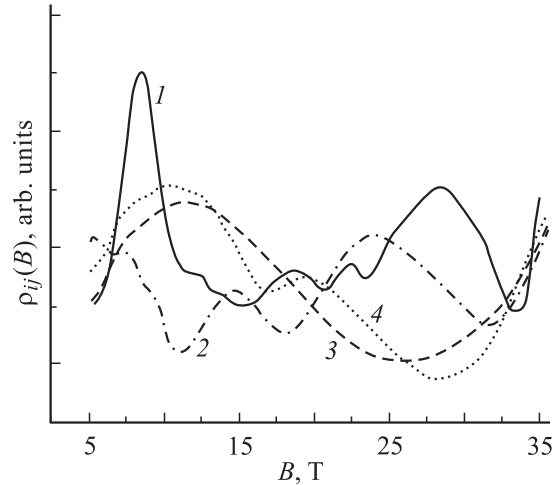


Рис. 2. Квантовые осцилляции сопротивления Холла $\rho_{ij}(B)$ в бикристалле висмута с границей кручения и углами ориентации $\Theta_1 = 5^\circ$, $\Theta_2 = 5.5^\circ$, 1 — $B \parallel CI \parallel C_3$, $T = 1.5$ К; 2 — $B \parallel CI \parallel C_1$, $T = 4.2$ К; 3 — $[B, CI] \sim 10^\circ$, $T = 4.2$ К; 4 — $B \perp CI \perp I$, $T = 4.2$ К.

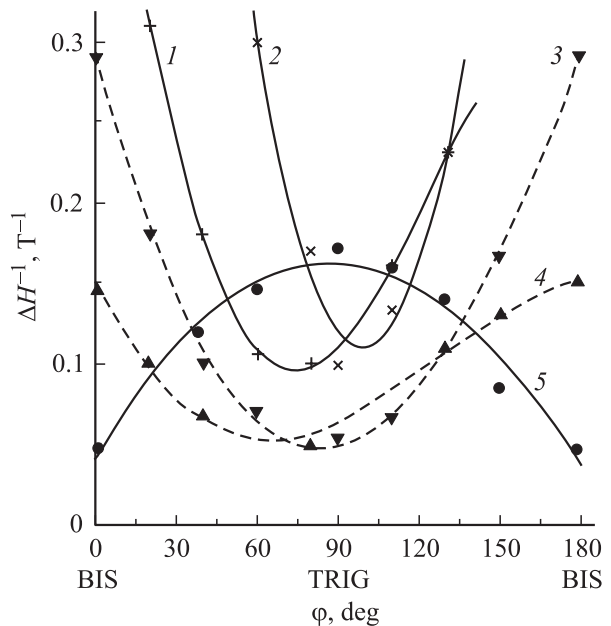


Рис. 3. Угловые зависимости периодов осцилляций сопротивления Холла при вращении магнитного поля в бисекторно-тригональной плоскости бикристалла висмута. 1, 2, 5 — для моноблоков, 3, 4 — для смежных слоев внутренней границы бикристалла.

слоях такая же, как и в моноблоках (три электронные поверхности, отстоящие друг от друга на 120° , которые локализованы в точках L зоны Бриллюэна), однако изоэнергетические поверхности менее анизотропны (сплюснуты в биссекторно-тригональной плоскости) и значительно больше по объему, чем электронные квазиэллипсоиды моноблоков. Установлено, что соотношение осей электронного квазиэллипсоида в смежных слоях исследованных бикристаллов составляет 1:1.34:12.6 (заметим, что у ромбоэдрического висмута оно составляет 1:1.40:14.8 [4]). Следовательно, в малоугловых СИ бикристаллов Bi не только растет концентрация электронов (как, например, при легировании висмута донорными примесями Te или Se), но и видоизменяется форма FS и происходит перестройка кристаллической решетки $A7 Bi$ (увеличивается внутреннее смещение u и тригональный угол a) [7].

Квантовые осцилляции холловского сопротивления от центрального слоя СИ бикристаллов Bi , связанные с FS электронов, отчетливо наблюдались лишь при ориентации магнитного поля вдоль плоскости внутренней поверхности, при его отклонении на угол $\varphi > 10^\circ$ они исчезали. Тем не менее полученные данные свидетельствуют о том, что плотность электронов в центральной части СИ значительно больше, чем в смежных слоях (FS расширяется). Это означает, что в малоугловых СИ бикристаллов Bi наблюдается четкая тенденция к большей металлизации связей, чем в объеме кристалла.

Таким образом, исследования квантовых осцилляций холловского сопротивления бикристаллов висмута показывают, что СИ кручения состоит из центральной части и двух смежных слоев, причем FS слоев существенно увеличивается в объеме. Расширение FS электронов обусловлено структурными изменениями решетки Bi (в сторону металлизации связей) и наличием областей с высокой плотностью состояний ненасыщенных связей в пространстве между моноблоками бикристалла.

Авторы благодарят Я. Клямут, В. Нижанковского, Т. Палевского за помощь в проведении исследований в Международной лаборатории.

Список литературы

- [1] F.M. Muntyanu, M.I. Onu, V.G. Kistol. Phys. Stat. Sol.(b) **158**, 301 (1990).
- [2] Ф.М. Мунтяну, Н.И. Лепорда. ФТТ **37**, 2, 549 (1995).
- [3] Д.В. Гицу, А.Д. Гроав, В.Г. Кистол, Н.И. Лепорда, Ф.М. Мунтяну. Письма в ЖЭТФ **55**, 7, 398 (1992).
- [4] V.S. Edelman. Adv. Phys. **25**, 555 (1976).
- [5] K. Hiruma, N. Miura. J. Phys. Soc. Jap. **52**, 2118 (1983).
- [6] J.A. van Hulst, H.M. Jaeger, S. Radelaar. Phys. Rev. B **52**, 8, 5953 (1995).
- [7] A.B. Shick, B. Ketterson, D.L. Novikov, A.J. Freeman. Phys. Rev. B **60**, 23, 15 484 (1999).