

«Высокотемпературные» осцилляции проводимости висмута в ультраквантовом пределе

Вит. Б. Красовицкий, В. В. Хоткевич

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: krasovitsky@ilt.kharkov.ua*

А. Г. М. Янсен, П. Видер

*Grenoble High Magnetic Field Laboratory Max-Planck Institut and
Centre National de la Recherche Scientifique, B. P. 166, F-38042 Grenoble Cedex 9, France*

Статья поступила в редакцию 30 марта 1999 г.

Представлены результаты совместных исследований осцилляций Шубникова–де Гааза и «высокотемпературных» осцилляций (ВТО) диагональных и недиагональных компонент тензора магнитосопротивления чистого висмута в магнитных полях до 20 Тл. Осцилляции измерены для направлений магнитного поля вблизи тригональной и бинарной кристаллографических осей при температурах 4–43 К. Из сравнения изменений параметров энергетического спектра висмута в ультраквантовом пределе и «высокотемпературных» осцилляций сделан вывод, подтверждающий связь периодов ВТО с шириной области перекрытия энергетических зон. В случае, когда легкие электроны в двух эллипсоидах находятся в ультраквантовом пределе, в высоких магнитных полях обнаружена корреляция между выходом последнего уровня Ландау тяжелых электронов (т.е. полное закрытие третьего электронного эллипсоида) и исчезновением периодов ВТО. Данный экспериментальный факт может явиться ключевым при теоретическом описании природы ВТО.

Подано результати сумісних досліджень осциляцій Шубнікова–де Гааза і «високотемпературних» осциляцій (ВТО) діагональних і недіагональних компонент тензора магнітоопору чистого вісмуту в магнітних полях до 20 Тл. Осциляції виміряно для напрямків магнітного поля поблизу тригональної і бінарної кристаллографічних осей при температурах 4–43 К. З порівняння змін параметрів енергетичного спектра вісмуту в ультраквантовій межі і «високотемпературних» осциляцій зроблено висновок, який підтверджує зв'язок періодів ВТО з шириною області перекриття енергетичних зон. В разі, коли легкі електрони в двох еліпсоїдах знаходяться в ультраквантовій межі, в високих магнітних полях виявлено кореляцію між виходом останнього рівня Ландау важких електронів (тобто повне закриття третього електронного еліпсоїда) і зникненням періодів ВТО. Наданий експериментальний факт може стати ключевим при теоретичному описі природи ВТО.

PACS: 72.15.Gd

Введение

В 1973 году одним из авторов и Богодом был обнаружен новый тип квантовых осцилляций статической проводимости висмута в магнитном поле [1,2]. Новые осцилляции периодичны в обратном магнитном поле и обладают более высокой по сравнению с осцилляциями Шубникова–де Гааза (ШдГ) частотой. В отличие от осцилляций ШдГ, наблюдающихся при температурах $T \leq 4$ К, новые осцилляции регистрировались в интервале температур 8–65 К

и по этой причине названы «высокотемпературными» осцилляциями (ВТО) [3,4]. При высоких температурах ВТО проявляются в условиях $T > \hbar\Omega_c$ (Ω_c — характерная циклотронная частота), где осцилляции ШдГ экспоненциально малы. «Высокотемпературные» осцилляции принципиально отличаются от осцилляций ШдГ необычной температурной зависимостью: амплитуда ВТО $\tilde{\rho}$ быстро достигает максимума при $T \approx 10$ К, а затем медленно уменьшается с

ростом температуры [4]. При $T > 10$ К производная $(\partial/\partial T) \ln \rho$ не зависит от циклотронной частоты. В [5] было установлено, что амплитуда ВТО в висмуте и полуметаллических сплавах висмут–сурьма хорошо описывается функцией $[(\tau_i^m)^{-1} + (\tau_{ep}^m)^{-1}] \exp(-\alpha T)$, где $(\tau_{ep}^m)^{-1} \propto [\exp(\theta_m/T) - 1]^{-1}$; $\theta_m = \hbar s q_m / k_B = 37$ К; s — скорость звука; $\alpha = 0,22$ град $^{-1}$; q_m — волновой вектор фононов, соответствующий расстоянию между характерными точками [6] электронной и дырочной ветвей спектра; $(\tau_i^m)^{-1}$ и $(\tau_{ep}^m)^{-1}$ — вероятности упругого и неупругого межзонного рассеяния носителей заряда.

В экспериментах, выполненных в висмуте и скомпенсированных полуметаллических сплавах висмута, была установлена связь частоты ВТО F с концентрацией n носителей тока: $F \propto n^{2/3}$ [7], а в более общем случае в полуметаллических сплавах висмута с неравным числом электронов и дырок $F \propto \varepsilon_F^e + \varepsilon_F^h = E_0$ [8] (ε_F^e и ε_F^h — энергия Ферми электронов и дырок; E_0 — ширина области перекрытия энергетических зон). Таким образом, характерной особенностью ВТО, отличающей их от ранее известных квантовых осцилляций в магнитном поле, является отсутствие зависимости частоты ВТО от энергии Ферми. На этом основании в [6] была выдвинута гипотеза, что ВТО кинетических коэффициентов в полуметаллах связаны с квантовыми осцилляциями вероятности междолинного квазиупругого рассеяния носителей заряда у краев зон, т.е. за ВТО ответственны «глубинные» состояния электронной (дырочной) ветви спектра полуметалла с энергиями, близкими к граничной энергии дырочной (электронной) ветви. В дальнейшем идея, выдвинутая в [6], была теоретически рассмотрена в [9] и развит общий подход к проблеме ВТО.

Однако оказалось, что описанный выше осцилляционный механизм, объясняя ряд свойств ВТО, не дает полного решения проблемы [9].

В работах [10–12] для объяснения природы ВТО предложена модель, альтернативная модели [6,9], согласно которой осцилляции проводимости являются результатом электрон-дырочных переходов вблизи уровня Ферми, а не у границ энергетических зон. Необходимое условие для реализации ВТО в такой модели — кратность эффективных масс электронов и дырок. К сожалению, как следует из анализа, проведенного в [5], существуют фундаментальные противоречия между

моделью [10–12] и экспериментом, которые невозможно устранить простым усовершенствованием модели.

Как можно видеть из сказанного выше, для выяснения природы ВТО весьма полезными могут оказаться эксперименты, в которых есть возможность варьировать в широких пределах параметры энергетического спектра: энергию Ферми, энергетический интервал перекрытия зоны проводимости и валентной зоны E_0 , концентрацию носителей заряда. Для висмута таковыми являются эксперименты в высоких (до 20 Тл и более) магнитных полях, где энергетические параметры существенно зависят от величины магнитного поля. При этом информация об изменениях, происходящих в энергетическом спектре, может быть получена из осцилляционных эффектов типа эффектов де Гааза–ван Альфена или Шубникова–де Гааза с помощью соответствующей теоретической модели энергетического спектра. Напомним, что висмут–полуметалл, в котором относительная разность энергий E_0 между вершиной дырочной зоны (T_{4S}) в T -точке и дном электронной зоны (L_S) в L -точке зоны Бриллюэна достаточно мала (~ 30 – 40 мэВ). Поскольку щель E_g между зоной проводимости L_S и следующей ниже валентной зоной L_a также мала (~ 15 мэВ), эффективные массы электронов, расположенных в трех эквивалентных долинах, малы. В результате величины E_g и E_0 претерпевают большие изменения в высоких магнитных полях, что, в свою очередь, приводит к сильной зависимости концентрации носителей заряда и энергии Ферми от магнитного поля.

В настоящей работе представлены результаты совместных измерений осцилляций ШдГ и ВТО недиагональных ρ_{yx} и ρ_{zx} и диагональной ρ_{xx} компонент тензора магнитосопротивления, выполненных на монокристаллическом образце висмута при температурах 4–43 К в магнитных полях до 20 Тл. Целью экспериментов являлось получение новой информации о природе ВТО из сопоставления изменений, происходящих в энергетическом спектре висмута в ультраквантовом пределе, с особенностями ВТО.

Результаты экспериментов

Измерения осцилляций ШдГ и ВТО выполнены в стационарных магнитных полях до 20 Тл на образце чистого висмута в условиях, когда $\mathbf{I} \parallel \mathbf{X} \parallel C_1$, $\mathbf{H} \perp C_1$ ($C_3 \parallel \mathbf{Z}$, $C_2 \parallel \mathbf{Y}$ и C_1 — тригональная, бинарная и биссекторная

кристаллографические оси соответственно; \mathbf{I} — вектор плотности тока). Поскольку амплитуда ВТО обычно составляет не более 0,1–1% монотонной части магнитосопротивления, при измерениях использовано своеобразное свойство недиагональной компоненты ρ_{yx} тензора магнитосопротивления [13], позволившее существенно повысить чувствительность и, следовательно, разрешающую способность измерений: при точной ориентации $\mathbf{H} \parallel C_3$ монотонная часть четной составляющей ρ_{yx} по соображениям симметрии зануляется, в то время как осциллирующая часть остается без изменений. При ориентации $\mathbf{H} \parallel C_2$ измерялась недиагональная компонента тензора магнитосопротивления ρ_{zx} . В этом случае монотонная часть четной составляющей ρ_{zx} не зануляется, однако при регистрации ρ_{zx} в отличие от диагональной компоненты ρ_{xx} существенно увеличивается отношение осциллирующей и монотонной частей. В результате осцилляции ШдГ и ВТО измерены в интервале углов $\pm 10^\circ$ относительно направления $\mathbf{H} \parallel C_3$ и вблизи направления $\mathbf{H} \parallel C_2$. В интервале температур 4–15 К в зависимостях $\rho_{ik}(H)$ преобладают осцилляции ШдГ, в то время как выше 15 К преобладают ВТО, которые в настоящих экспериментах регистрировались начиная с 4 К и вплоть до 43 К.

На рис. 1 представлены зависимости $\rho_{zx}(H)$ (кривая 1), измеренная при 4 К в магнитном поле, параллельном бинарной оси C_2 , и вторая

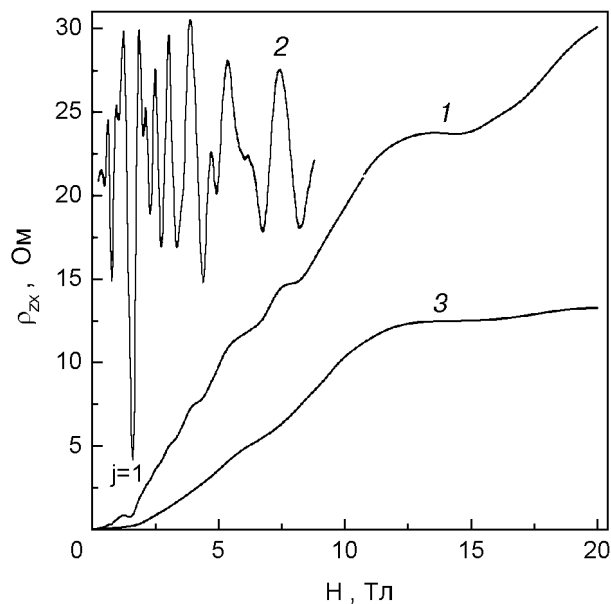


Рис. 1. Зависимости ρ_{zx} и ρ_{zx}'' от магнитного поля, $\mathbf{H} \parallel C_2$: 1 и 3 — ρ_{zx} , $T = 4$ К и 20 К соответственно; 2 — ρ_{zx}'' (в произвольных единицах), $T = 4$ К.

производная $\rho_{zx}'' = \partial^2 \rho_{zx} / dH^2$ (кривая 2), которая получена в результате компьютерной обработки сигнала $\rho_{zx}(H)$. Полученные нами значения магнитных полей, соответствующих минимумам осцилляций ШдГ, близки к величинам в работах [14–17]. Для данного направления магнитного поля реализуются осцилляции от двух электронных эллипсоидов с равными легкими циклотронными массами, электронного эллипсоида с тяжелыми массами и дырочного эллипсоида с тяжелыми массами. Структура зависимости $\rho_{zx}(H)$ при малых магнитных полях определяется прохождением через уровень Ферми уровней Ландау легких электронов (номер резонанса определяется значением квантового числа $j = 0, 1, 2, \dots$), для которых вблизи $H \approx 1,5$ Тл реализуется квантовый предел, т.е. когда уровень $j = 1$ пересекает уровень Ферми. В магнитных полях больших 1,5 Тл структура осцилляций определяется уровнями Ландау тяжелых дырок (квантовое число $k = 0, 1, 2, \dots$) и тяжелых электронов.

Экспериментальная зависимость $\rho_{zx}(H)$, измеренная при 20 К и $\mathbf{H} \parallel C_2$, показана на рис. 1 (кривая 3). «Высокотемпературные» осцилляции удается надежно регистрировать на второй производной ρ_{zx}'' , которая получена в результате компьютерной обработки соответствующей кривой $\rho_{zx}(H)$. Фрагмент зависимости $\rho_{zx}''(H^{-1})$ представлен на рис. 2 (кривая 1). Фурье-анализ

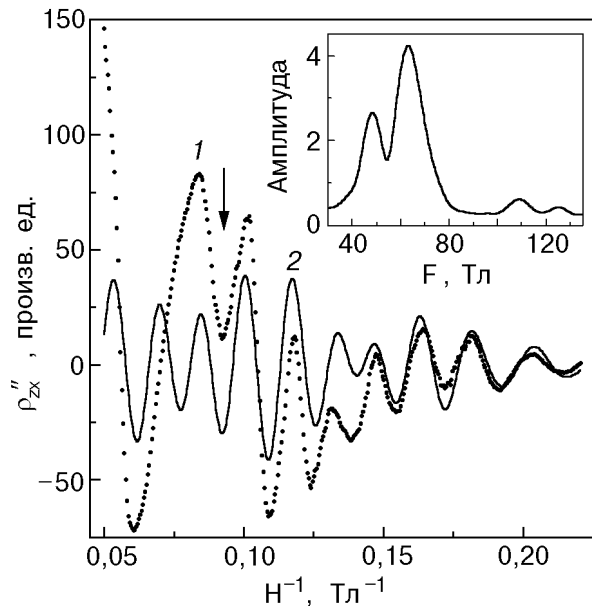


Рис. 2. «Высокотемпературные» осцилляции сопротивления висмута ρ_{zx}'' . $\mathbf{H} \parallel C_2$, $T = 20$ К. 1 — эксперимент; 2 — результат компьютерного моделирования. На вставке: частотный спектр осцилляций.

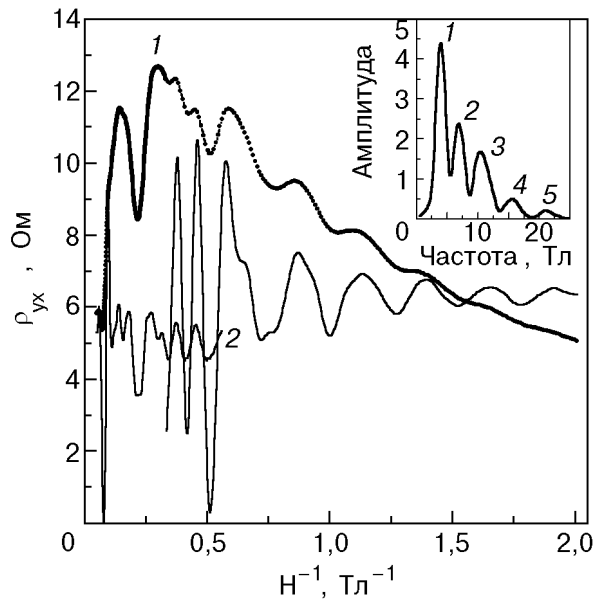


Рис. 3. Зависимости ρ_{yx} и ρ''_{yx} от обратного магнитного поля. $\mathbf{H} \parallel C_3$, $T = 4$ К: 1 — ρ_{yx} , 2 — ρ''_{yx} (в произвольных единицах). На вставке: частотный спектр осцилляций. Частоты ШдГ: 1 — F_1^e ; 2 — F^h , 3 — F_2^e . ВТО: 4 — F_2^{HTO} , 5 — F_1^{HTO} .

осцилляций на кривой 1 показывает наличие в них периодов ВТО, относящихся к дыркам, равных $0,165 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и $0,205 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$. «Высокотемпературные» осцилляции наблюдаются, как обычно, в висмуте в виде суперпозиции двух частот, различающихся в 1,22 раза [4]. На частотном спектре осцилляций (рис. 2, вставка) видны также вторые гармоники основных частот.

На рис. 3 для примера представлена зависимость $\rho_{yx}(H^{-1})$ (кривая 1), измеренная при 4 К для направления \mathbf{H} вблизи тригональной оси C_3 ($\angle \mathbf{H}, C_3 \approx 9^\circ$). Вторая производная $\rho''_{yx}(H^{-1})$ (кривая 2) получена в результате компьютерной обработки зависимости $\rho_{yx}(H^{-1})$. Фурье-анализ представленных кривых определяет наличие в них периодов осцилляций ШдГ электронов $P_1^e = 2,6 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и $P_2^e = 0,95 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и дырок $P^h = 1,52 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$, а также периодов ВТО, сопоставляемых с дырками, $P_1^{HTO} = 0,48 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и $P_2^{HTO} = 0,6 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ (см. частотный спектр на вставке рис. 3). Одновременное наблюдение в чистом висмуте при 4 К осцилляций ШдГ и ВТО осуществлено впервые и оказалось возможным благодаря использованию высоких магнитных полей, измерениям недиагональной компоненты тензора магнитосопротивления ρ_{yx} (регистрация сигнала на большой чувствительности усилителя) и высокой точности измерений величины падения напряжения на образце. Структура зависимости $\rho_{yx}(H)$ в магнитных полях до ≈ 5 Тл (рис. 3)

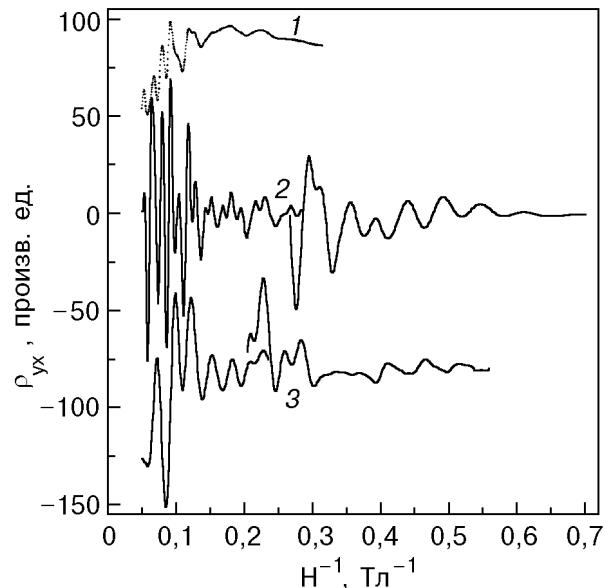


Рис. 4. Зависимости ρ_{yx} и ρ''_{yx} от обратного магнитного поля, $T = 20$ К: 1 — ρ_{yx} , $\angle \mathbf{H}, C_3 = 7^\circ$; 2 и 3 — ρ''_{yx} , $\angle \mathbf{H}, C_3 = 7^\circ$ и $4,5^\circ$ соответственно.

определяется прохождением через уровень Ферми уровней Ландау электронов с циклотронной массой $m_c^e \approx 0,03m_0$, которые вблизи $H \approx 5$ Тл достигают квантового предела (выход уровня 0^+). Начиная с полей ≈ 4 Тл наблюдаются осцилляции дырок ($m_c^h \approx 0,06m_0$), которые достигают квантового предела вблизи $H \approx 10$ Тл (выход уровня 1^-), и выше $H \approx 12$ Тл осцилляции тяжелых электронов ($m_c^e \approx 0,1m_0$).

На рис. 4 представлена зависимость $\rho_{yx}(H^{-1})$, измеренная при 20 К для направления магнитного поля вблизи тригональной оси ($\angle \mathbf{H}, C_3 = 7^\circ$), и вторые производные $\rho''_{yx}(H^{-1})$ ($\angle \mathbf{H}, C_3 = 4,5^\circ, 7^\circ$). В полях до ≈ 4 Тл наблюдаются основные частоты ВТО $F_1^{HTO} = 20,83 \text{ Тл}$ и $F_2^{HTO} = 16,66 \text{ Тл}$ (соответствующие периоды $P_1^{HTO} = 0,48 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и $P_2^{HTO} = 0,6 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$), которые при дальнейшем повышении H увеличиваются как 2^r ($r = 1, 2, 3, 4, \dots$), причем степень кратности меняется для разных $\angle \mathbf{H}, C_3$. Так, для $\angle \mathbf{H}, C_3 = 4,5^\circ$ и 7° в высоких полях частота ВТО удваивается и учетверяется соответственно (рис. 4). В то же время для $\angle \mathbf{H}, C_3 = 1^\circ$ основные периоды ВТО наблюдаются вплоть до 20 Тл, при этом форма осцилляций сильно отличается от синусоидальной. В целом картина ВТО весьма сложна. Фурье-анализ частотного спектра осцилляций выявляет в первую очередь основные частоты ВТО, которые проявляются, как обычно, в виде суперпозиции двух частот, различающихся в 1,22 раза [4], а также комбинационные и

кратные частоты. Подавить низкочастотные составляющие сигнала и выделить высокую частоту, кратную одной из основных частот, можно с помощью производных от сигнала по магнитному полю более высокого порядка, чем второй. Например, для $\angle \mathbf{H}, C_3 = 3^\circ$ восьмой производной зависимости $\rho_{yx}(H^{-1})$ соответствует частота 333,28 Тл, в шестнадцать раз превышающая основную частоту, равную 20,83 Тл.

Обсуждение результатов

Для анализа экспериментальных данных, относящихся к эффекту ШдГ, мы воспользовались результатами работ [14–17], где изменения уровня Ферми и концентрации носителей заряда в висмуте в высоких магнитных полях вычислялись по резонансным значениям магнитных полей, при которых энергии уровней Ландау сравнивались с энергией уровня Ферми. Уровень Ферми определяется из условия $n_l + n_h = p$, где n_l , n_h и p – концентрации легких электронов, тяжелых электронов и дырок соответственно. В условиях, когда магнитное поле ориентировано вдоль бинарной оси C_2 и его величина $H > 1,5$ Тл, все легкие электроны расположены на уровне $j = 0$. При этом концентрация носителей заряда растет при увеличении магнитного поля по двум причинам. Во-первых, из-за линейной зависимости плотности состояний на уровне $j = 0$ от магнитного поля и, во-вторых, из-за движения этого уровня вниз по энергии, так как спиновая масса легких электронов меньше орбитальной (соотношение спинового и орбитального расщеплений для легких электронов $\gamma = (H^{-1})^s / (H^{-1})^{orb} = 1,1$ [18]). В экспериментах по магнитооптическому отражению [15] было показано, что после сближения до минимального расстояния при некотором $H_c \approx 10$ Тл зоны L_s и L_a начинают расходиться из-за межзонного взаимодействия. Вследствие этого при определении теоретических значений полей минимумов осцилляций дисперсионное соотношение для нижнего ($j = 0$) уровня Ландау легких электронов играет важную роль. Соответствующая теоретическая модель, впервые предложенная в [14] и модифицированная в [15], позволила интерпретировать результаты в высоких магнитных полях как по магнитооптическому отражению [15], так и по эффекту ШдГ [16,17]. В высоких магнитных полях положение уровня Ферми зависит только от n_l и p , поскольку n_l много больше n_h , т.е. $n_l \approx p$. Спиновое расщепление тяжелых электронов меньше

орбитального ($\gamma = 0,25$ [18]), и при увеличении H соответствующий нижний уровень Ландау движется вверх по энергии, пересекая уровень Ферми при $H \approx 12$ Тл. После того как тяжелые электроны исчезают, выполняется равенство $n_l = p$. Согласно [17], значение уровня Ферми электронов ϵ_F^e уменьшается от 26,5 мэВ ($H = 0$) до ~ 12 мэВ ($H = 20$ Тл), а уровня Ферми дырок ϵ_F^h увеличивается от значения 11 мэВ ($H = 0$) до ~ 25 мэВ ($H = 20$ Тл). Концентрация носителей заряда увеличивается более чем в три раза и равняется $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($H = 0$) и $13 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($H = 20$ Тл). Спиновое расщепление тяжелых дырок ($\mathbf{H} \parallel C_2$) мало ($\gamma = 0,05$ [18]), и при увеличении H верхний уровень Ландау дырок $k = 0$ движется вниз по энергии, что в сумме с аналогичным смещением нижнего уровня легких электронов $j = 0$ приводит (в интересующем нас случае $H \leq 20$ Тл) к весьма слабому изменению энергии перекрытия зон: $E_0 = 37,5$ мэВ ($H = 0$) и $E_0 \approx 35$ мэВ ($H = 20$ Тл) [15]. Следует заметить, что последний результат ($E_0(H) \approx E_0(0)$) вполне закономерен: поскольку энергия электрона, связанная с циклотронным движением, например в магнитном поле 20 Тл, составляет менее 0,2 эВ, то и дополнительная энергия мала ($\sim 2 \cdot 10^{-6}$ эВ/атом), т.е. изменения зонной структуры незначительны.

Период осцилляций ШдГ дырок для направления $\mathbf{H} \parallel C_2$ в полях $H > 1,5$ Тл равен $0,72 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ и почти в два раза превышает соответствующее значение в доультраквантовой области магнитных полей, что является следствием монотонного увеличения ϵ_F^h при повышении H . При $T = 20$ К амплитуда осцилляций ШдГ дырок существенно затухает, однако они все еще наблюдаются в полях больших ~ 3 Тл, где выполняется условие $\hbar \Omega_c^h > kT$ (циклотронная масса тяжелых дырок $m_c^h = 0,21 m_0$ [18]). На фоне малой амплитуды дырочных осцилляций ШдГ на зависимости $\rho_{zx}(H)$ (рис. 1, кривая 3), измеренной при 20 К, рельефно выделяются особенности, связанные с изменением спектра: переход к ультраквантовому пределу для легких электронов при $\sim 1,5$ Тл и выход уровня $j = 0$ тяжелых электронов при ~ 12 Тл. В то же время, несмотря на существенные изменения величин ϵ_F^e , ϵ_F^h и концентрации носителей заряда, периоды ВТО не претерпевают изменений и остаются одинаковыми как в доультраквантовой, так и в ультраквантовой областях магнитных полей. Поэтому естественно сопоставить ВТО с параметром спектра, остающимся неизменным в

данной экспериментальной ситуации, т.е. с шириной области перекрытия энергетических зон E_0 .

Обратим внимание на одну особенность ВТО, представленных на рис. 2, которая становится нагляднее при сравнении экспериментальной зависимости $\rho_{zx}''(H^{-1})$ с подобной осцилляционной кривой, моделированной на компьютере с помощью полосового фильтра частот, границы которого определяются измеренными частотами ВТО. Видно, что экспериментальная кривая 1 хорошо согласуется с рассчитанной кривой 2 только до значения $H^{-1} \approx 0,09 \text{ Тл}^{-1}$, где на кривой 1 наблюдается последний осцилляционный минимум ВТО (на рисунке отмечен стрелкой), так как следующие далее максимум и минимум принадлежат дырочным осцилляциям ШдГ с соответственно большим периодом. Естественно сопоставить исчезновение ВТО в данном магнитном поле с выходом последнего уровня $j = 0$ тяжелых электронов при $H \sim 12 \text{ Тл}$. В принципе этот эксперимент может явиться ключевым при теоретическом описании природы ВТО. Однако, как нам кажется, для более уверенной констатации данного факта необходимы дополнительные измерения в больших магнитных полях или в сплавах BiSb и BiTe при соответствующем направлении \mathbf{H} .

Для направлений магнитного поля вблизи тригональной кристаллографической оси зависимость энергетических параметров от магнитного поля сложнее, чем для $\mathbf{H} \parallel C_2$. В случае $\mathbf{H} \parallel C_3$ спиновая масса электронов тяжелее орбитальной ($\gamma = 0,53$ [18]), поэтому E_g увеличивается с увеличением магнитного поля, т.е. электронный уровень Ландау 0^- движется вверх по энергии. Аналогично и энергия края дырочной зоны (уровень 0^-) увеличивается с H , так как спиновая масса дырок более чем в два раза превосходит орбитальную ($\gamma = 2,15$ [18]). В результате величина E_0 , зависящая от скоростей относительного движения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, практически не изменяется при $H \leq 20 \text{ Тл}$. В то же время энергия Ферми электронов ξ_F^e в полях $H > 5 \text{ Тл}$ начинает расти и при $H \approx 20 \text{ Тл}$ увеличивается примерно на 30% [14,16]. Из сравнения изменений, происходящих в энергетическом спектре висмута в высоких магнитных полях, с особенностями ВТО не удается выявить каких-либо очевидных корреляций. Однако факт наблюдения для некоторых направлений \mathbf{H} вблизи C_3 основных периодов ВТО, остающихся неизменными вплоть до 20 Тл, естественно сопоставить с

неизменностью E_0 . В настоящий момент трудно объяснить, почему для некоторых направлений магнитного поля вблизи тригональной оси в высоких магнитных полях основные частоты ВТО подавляются их гармониками (или новыми кратными частотами).

Вывод о том, что частоты ВТО определяются интервалом энергий E_0 , совпадает с результатами работ [3,7,8,19], где величина E_0 варьировалась тем или иным способом. Анализируя результаты настоящих экспериментов и [3,7,8,19], можно заключить следующее. Периоды ВТО изменяются во всех экспериментах, где одновременно изменяются энергетические параметры спектра и E_0 (сплавы BiSb [7], одноосное сжатие кристаллов [19], температурная деформация решетки [3]) и остаются неизменными в экспериментах, где энергетические параметры спектра изменялись при неизменном значении E_0 (нескомпенсированные сплавы BiTe, BiSbTe, BiSbSn [8], измерения в ультраквантовом пределе [настоящая работа]).

Таким образом, в работе представлены экспериментальные результаты совместных исследований осцилляций ШдГ и ВТО в висмуте в магнитных полях до 20 Тл. Осцилляции измерены в интервале температур 4–43 К для направлений магнитного поля вблизи тригональной и бинарной кристаллографических осей. Обнаружено, что для некоторых направлений магнитного поля вблизи тригональной оси в высоких магнитных полях основные частоты ВТО подавляются их гармониками или, возможно, новыми частотами, кратными основным. Факт исчезновения ВТО при $H \approx 12 \text{ Тл}$ для направления $\mathbf{H} \parallel C_2$ сопоставляется с выходом последнего уровня Ландау тяжелых электронов. По результатам измерений осцилляций ШдГ построена общая картина изменений структуры энергетического спектра висмута в ультраквантовом пределе, которая сопоставлена с характерными особенностями ВТО. Сделан вывод, подтверждающий связь периодов ВТО с шириной области перекрытия энергетических зон висмута.

Работа была поддержана и выполнена в Grenoble High Magnetic Field Laboratory.

1. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, *Препринт Физ.-тех. ин-т. низ. температур АН УССР*, Харьков (1973).
2. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, В. Г. Герасимечко, *Препринт Физ.-тех. ин-т. низ. температур АН УССР*, Харьков (1973), *ЖЭТФ* **66**, 1362 (1974).
3. Ю. А. Богод, В. Г. Герасимечко, Вит. Б. Красовицкий, *ФНТ* **1**, 1472 (1975).

4. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, С. А. Мионов, *ЖЭТФ* **78**, 1099 (1980).
5. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, *ФНТ* **16**, 900 (1990).
6. Ю. А. Богод, *ФНТ* **12**, 1004 (1986).
7. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, Е. Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 832 (1983).
8. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, Е. Т. Лемешевская, *ФНТ* **12**, 610 (1986).
9. Ю. А. Богод, Л. Ю. Горелик, А. А. Слущкин, *ФНТ* **13**, 626 (1987).
10. В. М. Поляновский, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 108 (1987).
11. В. М. Поляновский, *УФЖ* **33**, 1575 (1988).
12. В. М. Поляновский, *УФЖ* **34**, 459 (1989).
13. Yu. A. Bogod and V. B. Krasovitskii, *Phys. Status Solidi* **B65**, 847 (1974).
14. G. E. Smith, G. A. Baraff, and J. M. Rowell. *Phys. Rev.* **135**, A1118 (1964).
15. M. P. Vecchi, J. R. Pereira, and M. S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B14**, 298 (1976).
16. K. Hiruma, G. Kido, and N. Miura, *Solid State. Commun.* **31**, 1019 (1979).
17. K. Hiruma and N. Miura, *Technical Report of ISSP, Ser. A*, No 1292 (1983).
18. В. С. Эдельман, *УФН* **123**, 257 (1977).
19. Вит. Б. Красовицкий, В. В. Хоткевич, *ФНТ* **17**, 710 (1991).

«High-temperature» oscillations of bismuth conductivity under ultra-quantum limit

Vit. B. Krasovitsky, V. V. Khotkevich,
A. G. M. Jansen, and P. Wyder

The results of joint researches of Shubnikov-deHaas oscillations and «high-temperature» oscillations (HTO) of diagonal and non-diagonal components of a magnetoresistance tensor of pure bismuth in magnetic field of up to 20 T are represented. The oscillations are measured for magnetic field directions close to trigonal and binary crystallographic axes at temperatures 4–43 K. A consequence of the comparison between the modifications of the energy spectrum parameters of bismuth in the ultra-quantum limit and the HTO features is the fact that the HTO periods do correspond to the width of the region of overlap of energy bands. For the case where the easy electrons in two ellipsoids are in the ultra quantum limit, a correlation between the exist of the last Landau level of heavy electrons (i.e. the full closing of the third electronic ellipsoid) and the vanishing of the HTO periods is found out. This experimental fact may be a key for theoretical description of the nature of the HTO.