

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.311

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ*)**Н. Б. Брандт, Е. А. Свистова****1. ВВЕДЕНИЕ**

Магнитные поля по характеру их воздействия на энергетический спектр вещества можно разделить на три области.

1. Слабые магнитные поля (доквантовая область), в которых ларморовский радиус R носителей тока существенно превышает длину свободного пробега l , в результате чего энергия не квантуется. Слабые поля обычно используются для измерения компонент гальваномагнитного тензора.

2. Сильные или сильные эффективные магнитные поля (область квазиклассического квантования): $l \gg R$, $kT \ll \hbar\omega_H \ll E_F$, где ω_H — ларморовская частота, E_F — энергия Ферми. Сильные или сильные эффективные поля широко применяются для определения основных параметров энергетического спектра, характеризующих поведение электронов на поверхности Ферми, т. е. электронов с энергией, равной фермиевской.

3. Сверхсильные магнитные поля (ультраквантовая область), в которых энергия квантования $\hbar\omega_H \gtrsim E_F$. Исследования свойств вещества в ультраквантовой области представляют интерес с различных точек зрения.

С одной стороны, в ультраквантовой области в результате смещения границ зон изменения энергии Ферми в зонах, концентрации носителей тока и их распределения между отдельными изоэнергетическим поверхностями структура спектра изменяется. Характер этого изменения непосредственно определяется законом дисперсии носителей тока, и поэтому исследование этих изменений дает ценную информацию о характере закона дисперсии.

С другой стороны, смещение уровня Ферми в магнитном поле позволяет исследовать структуру энергетического спектра в достаточно широком интервале энергий.

В ультраквантовой области при определенных критических значениях магнитного поля могут исчезать одни и появляться новые изоэнергетические поверхности, открытые поверхности переходить в закрытые и наоборот, компенсированные металлы превращаться в полупроводники, полупроводники в металлы. Такие изменения спектра должны сопровождаться аномалиями термодинамических и кинетических величин¹.

Следует также отметить, что электронный газ в металлах в ультраквантовом пределе становится одномерным, что само по себе может привести к качественному изменению обычно наблюдаемых закономерностей.

*) В основу обзора положен доклад, прочитанный 13 февраля 1969 г. на сессии Отделения общей и прикладной физики АН СССР. Статья публикуется также на английском языке в международном журнале «Low Temperature Physics».

Эффекты, связанные с переходом в ультраквантовую область, проще всего наблюдать у металлов с малой концентрацией носителей тока, имеющих относительно небольшие значения энергии Ферми, а также у полупроводников с узкими энергетическими щелями.

В настоящей статье сообщается о результатах исследования магнитосопротивления у объектов с малым регулируемым перекрытием зон и регулируемой энергетической щелью — у металлических и полупроводниковых сплавов висмут — сурьма с концентрацией Sb до 16 ат. % — в импульсных магнитных полях до 600 кэ в интервале температур $(2-77)^\circ\text{K}$, проведенных с целью обнаружения эффектов, связанных с качественными изменениями энергетического спектра вещества в ультраквантовой области магнитных полей.

II. КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В УЛЬТРАКВАНТОВОЙ ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Рассмотрим чисто качественно изменения, происходящие в энергетическом спектре носителей тока в сильных квантующих магнитных полях, на примере квадратичного закона дисперсии

$$\mathcal{E} = (p_x^2/2m_x) + (p_y^2/2m_y) + (p_z^2/2m_z); \quad (1)$$

$p_x, p_y, p_z, 1/m_x, 1/m_y, 1/m_z$ — компоненты квазиимпульса и тензора обратных эффективных масс носителей соответственно.

В магнитном поле $H = H_z \neq 0$ энергия, связанная с движением носителей по замкнутым траекториям в плоскости, перпендикулярной полю, квантуется:

$$\mathcal{E}(n) = \hbar\omega_H(n + 1/2), \quad \omega_H = eH/m^*c;$$

m^* — циклотронная масса, равная для квадратичного закона дисперсии $(m_x m_y)^{1/2}$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Каждый из дискретных уровней (уровней Ландау) вырожден по спину. В магнитном поле это вырождение снимается и уровни Ландау расщепляются на два уровня, расположенных друг от друга по энергии на расстоянии $2\mu_B^* H$ ($\mu_B^* = e\hbar/2m^*c$ — эффективный магнетон Бора, $m^* > 0$ — эффективная спиновая масса носителей тока).

Энергия $p_z^2/2m_z$ движения носителей вдоль магнитного поля не квантуется и образует квазинепрерывный спектр.

Таким образом, выражение для энергии в магнитном поле имеет вид

$$\mathcal{E}(n, p_z) = (|e|\hbar/m^*c)H(n + 1/2) \pm (|e|\hbar/2m^*c)H + (p_z^2/2m_z). \quad (2)$$

Вблизи минимумов энергии (у электронов) $m^* = m_e^* > 0$ и $m_z = m_z^e > 0$. Вблизи максимумов энергии в зонах (у дырок) $m^* = m_h^* < 0$ и $m_z = m_z^h < 0$.

Характер спектра электронов и дырок в магнитном поле иллюстрируется рис. 1.

Минимальное возможное значение энергии у электронов (дно зоны проводимости) и максимально возможное у дырок (потолок валентной зоны) в магнитном поле соответствуют $n = 0, p_z = 0$. В зависимости от соотношения спиновых и орбитальных эффективных масс дно зоны проводимости может или повышаться, или понижаться в магнитном поле относительно своего положения при $H = 0$. Смещение дна зоны равно

$$\Delta\mathcal{E}_e = (|e|\hbar/2c) [(m_e^*)^{-1} - (m_e^s)^{-1}] H. \quad (3)$$

Если $B_e = (m_e^*)^{-1} - (m_e^s)^{-1} > 0$, то дно зоны поднимается в магнитном поле (рис. 1, а). При $B_e < 0$ дно зоны понижается (рис. 1, б). Аналогично

потолок зоны при $B_h = (m_h^*)^{-1} - (m_h^s)^{-1} < 0$ поднимается, а при $B_h > 0$ опускается.

Для произвольного закона дисперсии, несмотря на сильное усложнение общей картины квантования энергии в магнитном поле, смещение

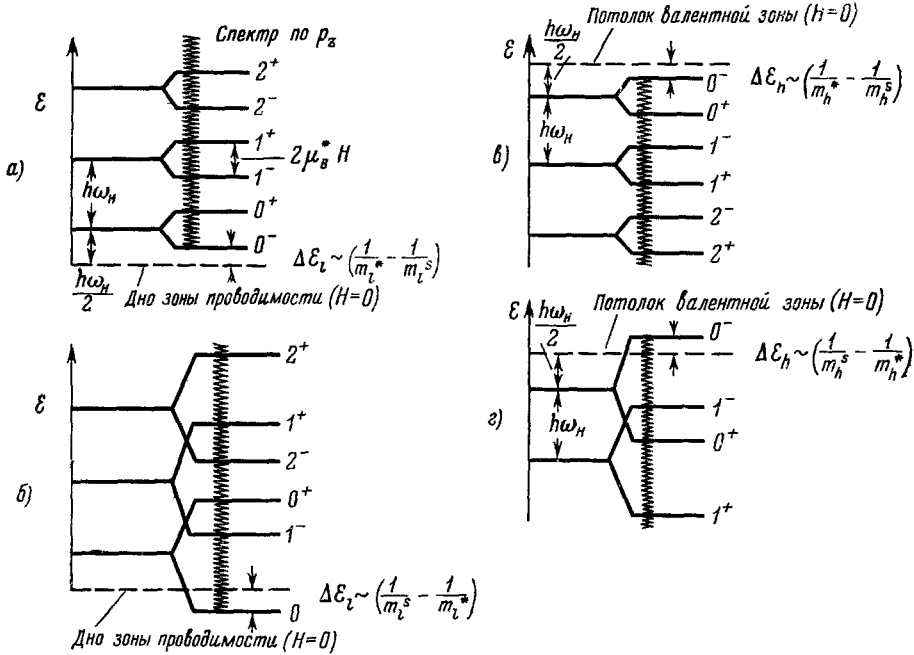


Рис. 1. Схема энергетических уровней электронов (а, б) и дырок (в, г) в магнитном поле (квадратичный закон дисперсии).

границ зон может быть описано в первом приближении следующими феноменологическими соотношениями. Для смещения дна зоны проводимости (минимумов энергии) имеем

$$|\Delta\epsilon_c| = (e\hbar/c) H | [m_c^*(p_z, \epsilon)]^{-1} - [m_c^s(p'_z, \epsilon)]^{-1} |_{\max} = (e\hbar/c) H | B_c^* |_{\max}, \quad (4)$$

если дно опускается, и

$$|\Delta\epsilon_c| = (e\hbar/c) H | B_c^* |_{\min}, \quad (5)$$

если оно поднимается.

Для потолка зоны (максимумов энергии)

$$|\Delta\epsilon_h| = (e\hbar/c) H | [m_h^*(p_z, \epsilon)]^{-1} - [m_h^s(p'_z, \epsilon)]^{-1} |_{\max} = (e\hbar/c) H | B_h^* |_{\max}, \quad (6)$$

если потолок поднимается, и

$$|\Delta\epsilon_h| = (e\hbar/c) H | B_h^* |_{\min}, \quad (7)$$

если он опускается.

В этих соотношениях эффективные массы $m^*(p_z, \epsilon)$ и $m^s(p'_z, \epsilon)$ у электронов на дне зоны проводимости и дырок у ее потолка относятся к таким значениям p_z и p'_z , для которых при энергии ϵ модуль B^* экстремален. Экстремумы, расположенные в различных точках фазового пространства, не взаимодействуют друг с другом, и характер их смещения определяется исключительно соотношением спиновых и орбитальных масс носителей тока.

Ситуация существенно усложняется, если экстремумы расположены в одной и той же точке фазового пространства. В настоящее время известна только одна теоретическая работа ², в которой рассматривается

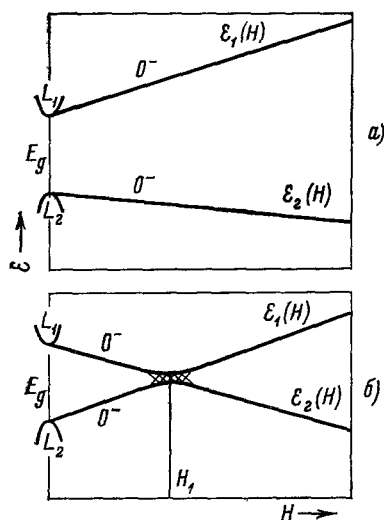


Рис. 2. Схема смещения экстремумов L_1 и L_2 в Bi в сильных магнитных полях ².

этом вопрос. В ней проанализированы различные возможности смещения экстремумов L_1 и L_2 у висмута, разделенных энергетической щелью $E_g = 15$ Мэв. Энергетическими границами этих зон являются уровни типа $n = 0$, $S = -1/2$ (уровни типа 0^-). Согласно работе ² в магнитном поле эти уровни могут перемещаться либо линейно, либо гиперболически (рис. 2). Во втором случае энергетическая щель между зонами сначала линейно уменьшается почти до нуля (при $H = H_1$), а затем уровни «отражаются» друг от друга и щель снова возрастает. «Отражение» уровней происходит таким образом, что зависимость ϵ_1 от H у нижнего уровня зоны проводимости после отражения асимптотически приближается к зависимости, представляющей собой продолжение движения уровня валентной зоны $\epsilon_2(H)$ в полях $H < H_1$, и наоборот. В точке наибольшего сближения ($H \approx H_1$) ¹ уровни становятся почти вырожденными (почти одна и та же энергия соответствует различным состояниям ψ_1 и ψ_2). В процессе «отражения» энергетические уровни $\epsilon_1(H)$ и $\epsilon_2(H)$ «меняются» не только направлением перемещения в магнитном поле, но и волновыми функциями ψ_1 и ψ_2 .

III. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В ультраквантовой области смещение границ зон достигает величины, сравнимой или превышающей значение энергии Ферми в зонах у металлов или энергетической щели у полупроводников. При этом могут наблюдаться следующие изменения в энергетическом спектре веществ.

1. Переход металл — полупроводник

Переходы этого типа могут ожидать в металлах с равным числом электронов и дырок ¹, проводимость которых обусловлена небольшим перекрытием зон. Они связаны со смещением экстремумов валентной зоны и зоны проводимости, расположенных в разных точках фазового пространства.

Из (3) следует, что перекрытие зон, существовавшее при $H = 0$, будет уменьшаться в магнитном поле, если

$$A = (m_e^*)^{-1} - (m_e^s)^{-1} + (m_h^*)^{-1} - (m_h^s)^{-1} > 0. \quad (8)$$

В этом случае при некотором магнитном поле $H = H_K$ перекрытие энергетических зон исчезает и появляется энергетическая щель, характерная для спектра полупроводников (рис. 3, а). Концентрация носителей тока и, следовательно, электропроводность экспоненциально уменьшаются при дальнейшем увеличении поля.

Следует отметить, что в металлах с одной зоной проводимости и заполненной валентной зоной переход металл — полупроводник невозможен. Влияние магнитного поля в этом случае сводится к перемещению границ зоны проводимости и изменению в ней распределения плотности состояний. Число мест и число носителей при этом не изменяется. Опустошение зоны проводимости возможно лишь при наличии свободных мест в валентной зоне.

Возможность перехода полуметаллов в полупроводниковое состояние в сильных магнитных полях предсказывалось рядом авторов ^{1, 3, 4}, однако экспериментально этот переход никем до сих пор не наблюдался.

2. Переход полупроводник — металл

Если при $H = 0$ вещество является полупроводником с малой энергетической щелью между зоной проводимости и валентной зоной, то при выполнении условия

$$A = (m_e^*)^{-1} - (m_e^s)^{-1} + (m_h^*)^{-1} - (m_h^s)^{-1} < 0 \quad (9)$$

увеличение магнитного поля приведет к уменьшению этой щели и при $H > H_K$ — к появлению перекрытия экстремумов зон (рис. 3, б). Это явление должно сопровождаться резким увеличением числа носителей в зоне проводимости при $H > H_K$ и появлением «металлической» зависимости сопротивления от температуры. При дальнейшем увеличении магнитного поля перекрытие зон возрастает и металлические свойства вещества усиливаются.

3. Увеличение перекрытия зон в магнитном поле

У компенсированных металлов при $A < 0$ перекрытие зон должно увеличиваться в магнитном поле (рис. 3, в). При этом возрастание концентрации носителей тока может приводить к сильным изменениям характера зависимостей продольного и поперечного сопротивлений от магнитного поля, в частности — к отклонению поперечного магнитосопротивления от классического закона $\rho \sim H^2$ (см. ⁵).

4. Увеличение энергетической щели у собственных полупроводников

При $A > 0$ у собственных полупроводников щель в энергетическом спектре возрастает в магнитном поле (рис. 3, г). В результате уменьшения концентрации термически возбужденных носителей тока может наблюдаться, например, аномально большое увеличение сопротивления в магнитном поле.

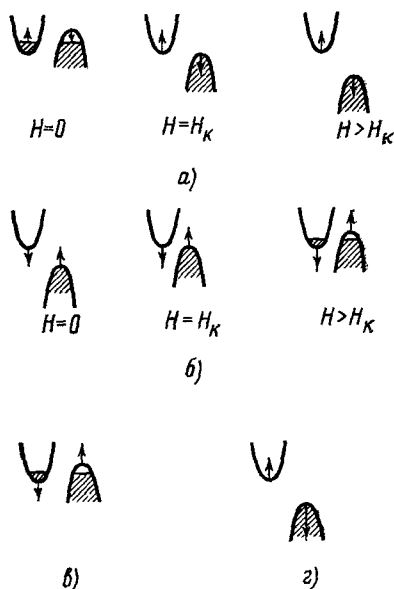


Рис. 3. Различные типы изменений энергетического спектра полуметаллов и собственных полупроводников в сильных магнитных полях.

а) Переход типа металл — полупроводник; б) переход типа полупроводник — металл, в) увеличение перекрытия зон; г) увеличение энергетической щели.

5. Переход полупроводник — «квазиметалл» — полупроводник

Этот тип перехода является следствием сближения и последующего расхождения экстремумов, расположенных в одной и той же точке фазового пространства (рис. 2, б). Если при $H = 0$ вещество является полупроводником, то в результате сближения экстремумов полупроводник должен перейти в своеобразное состояние, которое условно можно назвать «квазиметаллическим», характеризующееся аномально малой энергетической щелью между зонами. В этом состоянии вещество не является металлом, так как перекрытие зон, характерное для металлического состояния, отсутствует и в то же время вещество не является полупроводником в общепринятом смысле этого слова, так как энергетическая щель аномально мала. В этом состоянии вещество может обладать рядом необычных свойств. При дальнейшем увеличении магнитного поля экстремумы вновь расходятся и в спектре появляется щель, увеличивающаяся при возрастании магнитного поля. В квазиметаллическом состоянии электропроводность должна возрастать за счет увеличения концентрации носителей тока.

6. Сложные переходы, связанные с движением нескольких экстремумов

При наличии в спектре полупроводников нескольких экстремумов различного типа может наблюдаться переход из полупроводникового в «квазиметаллическое», и из «квазиметаллического» в металлическое состояние. При таком переходе первоначально сближаются экстремумы, расположенные в одной точке фазового пространства, а затем возникает перекрытие экстремумов, расположенных в разных точках фазового пространства, и вещество становится металлом.

В зависимости от первоначального (при $H = 0$) расположения экстремумов и характера их движения в магнитном поле при этих же условиях могут происходить переходы из полупроводникового состояния в «квазиметаллическое», из «квазиметаллического» вновь в полупроводниковое, а затем из полупроводникового в металлическое состояние.

При наличии небольшого перекрытия экстремумов (при $H = 0$) возможен переход металлического в «квазиметаллическое», а затем в полупроводниковое состояние.

IV. АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Как было показано в работе ¹, переходы металл — полупроводник и полупроводник — металл сопровождаются рядом особенностей электронных характеристик. Зависимости от магнитного поля концентрации носителей, термодинамического потенциала и магнитного момента электронов должны иметь характерные изломы (скачки производной) при $H = H_K$ и $T = 0$. В случае перехода металл — полупроводник при приближении магнитного поля к критическому, при $H < H_K$ и $H_K - H \ll H_K$ небольшое увеличение магнитного поля приводит к резкому уменьшению энергии Ферми и числа носителей, так что

$$E_F(H_K + H') - E_F(H_K) = \beta |H'|, \quad H' = H - H_K < 0, \\ n_e, n_h \sim [E_F(H) - E_F(H_K)]^{1/2} \sim |H'|^{1/2}.$$

Термодинамический потенциал, связанный с электронами проводимости, при этом пропорционален

$$n_{e,h} [E_F(H) - E_F(H_K)] \sim |H'|^{3/2}.$$

При $H > H_K$ ($H' > 0$) и $T = 0$ носители тока исчезают: $n_e = n_h = 0$ и соответствующие добавки к термодинамическим потенциалам также обращаются в нуль. Следовательно, при $H = H_K$ производные этих величин по H скачком изменяются от ∞ до 0.

Подробное теоретическое исследование зависимости магнитного момента полуметаллов от поля в ультраквантовой области⁶ показало, что если поверхность Ферми проходит через две малые зоны и число электронов равно числу дырок, то в непосредственной близости перехода металл — полупроводник ($0 < H_K - H \ll H_K$) магнитный момент, связанный с электронами проводимости, пропорционален $(|H'|)^{1/2}$. При $H > H_K$ магнитный момент обращается в нуль (предполагается $T = 0$). Следовательно, при $H = H_K$ зависимость магнитного момента от поля имеет излом с вертикальной производной.

Увеличение магнитного поля ($H \rightarrow H_K$) может сопровождаться также изменением знака магнитной восприимчивости. По мере приближения поля к H_K может быть достигнута такая ситуация, при которой лишь один нижний энергетический уровень, невырожденный по спиновому квантовому числу, является заселенным. Восприимчивость металла при этом может стать парамагнитной.

Переход металл — полупроводник должен также сопровождаться аномальным поведением теплоемкости⁶. При $kT \ll E_F$ ($H = 0$) вклад в электронную теплоемкость дают лишь электроны, находящиеся в непосредственной близости от энергии Ферми. Понижение энергии Ферми при $H \rightarrow H_K$ снимает вырождение у электронов на дне зоны проводимости (когда $E_F(H) \approx kT$). Поскольку плотность состояний вблизи границы зоны $\mathcal{E}_0$ в ультраквантовом пределе растет по закону $v(\mathcal{E}) \sim (\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^{-1/2}$, возрастание магнитного поля сопровождается ростом электронной теплоемкости вблизи точки перехода металл — полупроводник. Теоретические оценки показывают, что при достаточно низкой температуре ($\sim 1^\circ \text{K}$) пик электронной теплоемкости может отчетливо наблюдаться на фоне теплоемкости решетки.

V. ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Рассмотренные выше переходы металл — полупроводник, полупроводник — металл, а также переход в «квазиметаллическое» состояние связаны с изменением энергетического спектра и концентрации носителей в зонах в магнитном поле. Наряду с этим сильное магнитное поле может влиять на механизм рассеяния электронов, который в значительной степени определяет характер монотонной составляющей зависимости сопротивления от магнитного поля.

Магнитосопротивление висмута в полях, соответствующих ультраквантовому пределу, рассмотрено в работе³. Авторы показали, что при преобладающем рассеянии на сильно локализованных примесях и одинаковом числе электронов и дырок, сохраняется квадратичный рост поперечного магнитосопротивления.

Теоретическое исследование магнитосопротивления полупроводников и полуметаллов в ультраквантовой области ($\hbar\omega_H > E_F$) проведено в работах^{7,8} и наиболее подробно в⁹.

В работе ⁹ построена квантовая теория электропроводности полупроводников со сферической поверхностью Ферми. Показано, что существенное влияние на магнитосопротивление оказывает квантование энергии носителей, а также искажение формы поверхности Ферми, наблюдающееся в ультраквантовой области магнитных полей. Найдено, что зависимости поперечного и продольного сопротивления от поля для вырожденного и невырожденного электронного газа в ультраквантовой области весьма чувствительны к механизмам рассеяния. Однако характерным является монотонный, неубывающий характер зависимости ρ от H при любом механизме рассеяния.

VI. ИЗВЕСТНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ПОВЕДЕНИЮ ПОЛУМЕТАЛЛОВ В УЛЬТРАКВАНТОВОЙ ОБЛАСТИ

Классические эксперименты Капицы по изучению гальваномагнитных свойств висмута в полях до 300 кэ ¹⁰ обнаружили аномальный, близкий к линейному рост сопротивления в сильных магнитных полях. Однако из-за недостаточных сведений об энергетическом спектре носителей у Вi в то время, обнаруженные Капицей закономерности остались необъясненными.

В последнее время в связи с большими успехами теории гальваномагнитных явлений в металлах и полупроводниках вновь пробудился интерес к исследованиям полуметаллов в сильных магнитных полях. В работе ⁴ была предпринята попытка обнаружить переход Sb в полупроводниковое состояние и с этой целью было проведено исследование электропроводности Sb в магнитном поле до 350 кэ при температуре выше 77° К. Однако сделанный авторами вывод о наблюдении этого эффекта является неверным в результате неправильной интерпретации полученных результатов. Проведенное позднее исследование магнитосопротивления и эффекта Шубникова — де Гааза сурьмы в полях до 420 кэ при температурах жидкого гелия ³⁵ показало, что максимально возможное смещение границ зон при этих полях не превышает 10—15%, и поэтому заметного влияния смещения границ зон на электропроводность в магнитном поле можно ожидать только в полях несколько миллионов эрстед.

В работе ¹¹ исследовались осцилляции магнитосопротивления Вi, связанные с дырочной частью поверхности Ферми в полях до 175 кэ при $T = 1,2^\circ$ К. Наблюдалось резкое возрастание величины спинового расщепления уровней Ландау для дырок при приближении магнитного поля к тригональной оси кристалла, обнаруженное в работе ¹².

Особо следует отметить детальное исследование осцилляций магнитосопротивления висмута, проведенное в работе ¹³ в магнитных полях до 90 кэ при температуре $1,4^\circ$ К, позволившее получить новые, полные данные о спиновом расщеплении уровней Ландау. На основе экспериментальных данных был проведен расчет спиновых и орбитальных эффективных масс носителей, вычислены зависимости энергии Ферми и концентрации носителей тока у висмута от магнитного поля. Обнаружено существенное изменение концентрации носителей и энергии Ферми в полях до 90 кэ.

Изменение энергии Ферми и движение дна зоны проводимости у висмута в магнитном поле до 200 кэ, направленном параллельно бинарной оси, наблюдалось в работе ¹⁴. Показано, что скорость этого движения в сильной степени обусловлена влиянием других зон.

Все эти исследования проводились при температурах жидкого гелия в магнитных полях, не превышающих 100—200 кэ, которые недостаточны

для обнаружения рассмотренных выше качественных изменений в энергетическом спектре полуметаллов.

Особый интерес представляют в качестве объекта исследования сплавы Bi — Sb, со стороны Bi образующие непрерывный ряд твердых растворов с монотонно изменяющимися свойствами от металлических до полупроводниковых, что позволяет, изменяя концентрацию сурьмы, менять величину перекрытия зон в металлических сплавах и энергетические щели в полупроводниковых.

VII. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР У СПЛАВОВ Bi—Sb

Структура энергетического спектра Bi изображена на рис. 4.

В трех экстремумах L_1 расположены три электронных трехосных «эллипсоида», большие оси которых ориентированы перпендикулярно бинарным осям и наклонены на угол $\sim 6^\circ$ к базисной плоскости. Наименьшие оси эллипсоидов параллельны бинарным осям. Закон дисперсии у электронов неквадратичный и достаточно хорошо описывается эллипсоидальной непараболической моделью Лакса—Коэна¹⁵⁻¹⁷. В экстремуме $\mathcal{T}$ находится один дырочный эллипсоид, представляющий собой фигуру вращения, вытянутую вдоль тригональной оси. Закон дисперсии у дырок в первом приближении параболический.

По данным работы¹⁸ закон дисперсии в трех экстремумах L_2 описывается тремя трехосными эллипсоидами, расположенными аналогично электронным эллипсоидам в L_1 и повернутыми относительно базисной плоскости на угол $\sim 8^\circ$. По-видимому, вблизи экстремума $\mathcal{T}$ ниже уровня Ферми у Bi расположены шесть экстремумов «тяжелых» дырок $\mathcal{T}'$ ¹⁷ с приблизительно параболическим законом дисперсии. Значения циклотронных и спиновых эффективных масс у электронов в L_1 и дырок в $\mathcal{T}$ ¹² приведены в табл. I.

Литературные данные о характере изменения спектра висмута в сплавах Bi — Sb противоречивы. Известно, что перекрытие экстремумов L_1 и $\mathcal{T}$ в энергетическом спектре висмута (E_0 на рис. 4) уменьшается при увеличении концентрации сурьмы^{19, 20} и при некоторой концентрации сурьмы в спектре образуется энергетическая щель. Предполагалось¹⁹, что изменение спектра происходит за счет смещения вниз экстремума $\mathcal{T}$ относительно экстремумов L_1 и L_2 , расстояние E_q между которыми не меняется.

По данным работы²⁰ величина перекрытия зон обращается в нуль при концентрации сурьмы 5 ат.%. Аналогичная зависимость энергетической щели от концентрации Sb получена в работе²¹ на поликристаллических образцах. На основе результатов измерений осцилляций магнитной восприимчивости^{22, 23} было показано, что энергия Ферми электронов линейно уменьшается с ростом концентрации примеси сурьмы, эллипсоиды поверхности Ферми при этом, уменьшаясь в объеме, остаются в первом приближении подобными, и уменьшение эффективных масс

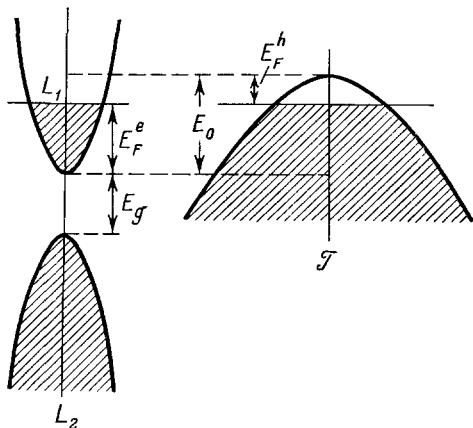


Рис. 4. Схема энергетических зон в висмуте.

удовлетворительно согласуется с теорией Козна (см. ²³). Однако количественные данные о значении концентрации Sb, при котором исчезает перекрытие, и о величине щели E_g , полученные в работе ²⁰, не согласуются с результатами исследования

Таблица I

$H \parallel$ триг. осп	Орбитальные m^*/m_0	Спиновые m^s/m_0
Электроны	0,065	0,11
Дырки	0,064	0,033
$H \parallel$ бин. оси		
Электроны	0,128	0,36
Дырки	0,0097 0,21	0,0091 1,5
$H \parallel$ бис. оси		
Электроны	0,0084 0,0168	0,0079 0,158
Дырки	0,21	1,5

с результатами исследования циклотронного резонанса в сплавах $\text{Bi}_{95}\text{Sb}_5$ и данными магнитооптических исследований ^{24, 25}.

Нами были измерены зависимости электрического сопротивления ρ от температуры T в диапазоне температур 4,2—100° К у образцов сплавов Bi—Sb с концентрацией сурьмы более 5,5 ат. % (табл. II). У всех исследованных образцов электрическое сопротивление возрастало при понижении температуры от комнатной до ~20° К.

Для вычисления щели использовалась формула

$$\rho \sim \rho_0 \exp(\Delta E/2kT), \quad (10)$$

справедливая для полупроводников, обладающих собственной проводимостью, в предположении, что подвижность носителей тока меняется как $T^{-3/2}$.

Следует, однако, иметь в виду, что возрастание сопротивления при понижении температуры может также явиться следствием малого перекрытия зон ^{26, 27}, в результате которого концентрация носителей тока изменяется пропорционально $T^{-3/2}$. В этом случае зависимость ρ от T должна иметь степенной характер

$$\rho = \rho_0 T^{-m} \quad (m > 0).$$

Значения щелей ΔE , вычисленных по формуле (10), для исследованных нами образцов Bi—Sb также приведены в табл. II. Интересно отметить, что у образцов одного и того же состава, но

отличающихся по качеству (различное отношение $\rho_{4,2^\circ \text{К}}/\rho_{300^\circ \text{К}}$), щели имеют в пределах точности измерений одно и то же значение, несмотря на то, что зависимости ρ от T у этих образцов ниже 15—20° К существенно различаются.

Большие значения $\rho_{4,2^\circ \text{К}}/\rho_{300^\circ \text{К}}$ у большинства исследованных образцов свидетельствуют о высокой степени их совершенства. Значения щелей, вычисленные по кривым $\rho(T)$, для исследованных образцов приведены на рис. 5. Ширина щели быстро увеличивается в области концентраций от 8 до 9,5 ат. % Sb, после чего меняется слабо. Такой характер изме-

Таблица II

№ образца	C, ат. % Sb		$\rho_{4,2^\circ \text{К}}/\rho_{300^\circ \text{К}}$	ΔE , Мэв
	расчет	анализ		
1	6	5,5	1,2	—
2	5,9	6,45	3,5	—
3	8	8,8	24	6
4	9,0	8,9	45	13,0
5	7	9,1	215	15,6
6	10	10,5	300	13,5
7	10	10,5	155	13,5
8	12,0	12,0	236	15,7
9	15	15,8	26	19

нения щели означает, что экстремум $\mathcal{T}$ при $C > 9,5$ ат. % Sb сравнивается с экстремумом легких дырок L_2 . При дальнейшем смещении $\mathcal{T}$ вниз щель между экстремумами L_1 и $\mathcal{T}$ становится больше щели E_g . Поэтому экспериментальные данные, полученные при $C > 9,5$ ат. % Sb, относятся к щели E_g и характеризуют ее зависимость от концентрации.

Предполагаемый характер изменения ширины щели ΔE между экстремумами L_1 и $\mathcal{T}$ при концентрациях $C > 9,5$ ат. %, основанный на результатах измерений магнитосопротивления, изображен на рис. 5 штриховой кривой 1.

Чтобы согласовать данные по изменению перекрытия зон в сплавах с примесью до 3,5 ат. % Sb с полученной зависимостью щели ΔE от концентрации Sb, приходится предположить, что или в области концентраций сурьмы $3,5 < C < 8$ ат. % перекрытие зон в сплавах Bi — Sb меняется нерегулярным образом (рис. 5, штриховая кривая 2), или имеется систематическая ошибка в значениях концентраций по данным химического анализа. Уточнение характера перехода из металлической в полупроводниковую фазу в сплавах Bi — Sb, несомненно, представляет большой интерес. Однако следует отметить, что существующая в настоящее время неопределенность в этом вопросе никак не сказывается на результатах настоящей работы.

Надежных данных о характере изменения щели E_g в области концентраций от 0 до 10 ат. % Sb в настоящее время нет. Если интерпретировать падение продольного магнитосопротивления в сплавах с концентрацией Sb до 8 ат. % при ориентации поля параллельно бинарной оси как результат сближения экстремумов L_1 и L_2 (см. ниже), то можно сделать вывод о том, что щель E_g уменьшается с ростом концентрации сурьмы, становится очень малой при $C \approx 5$ ат. % и затем увеличивается (штриховая кривая 3 на рис. 5). Интересно отметить, что такой характер зависимости E_g от C качественно согласуется с результатами недавно опубликованных теоретических расчетов²⁸, а значение концентрации $C = 8,6$ ат. % Sb, при которой перекрытие экстремумов $\mathcal{T}$ и L_1 обращается в нуль, в точности равно значению, полученному в работе¹⁸.

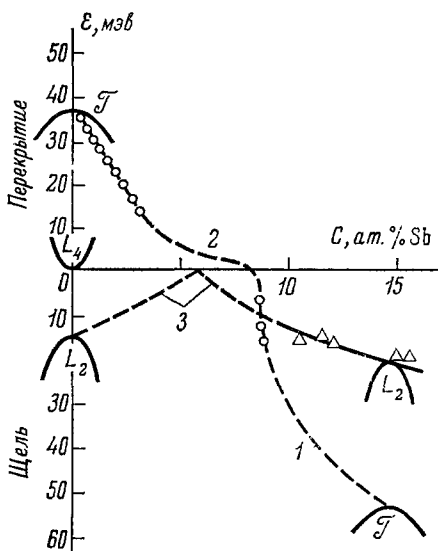


Рис. 5. Предполагаемая зависимость перекрытия (E_0) экстремумов зон L_1 и $\mathcal{T}$, щели (ΔE) между ними и щели (E_g) между L_1 и L_2 в сплавах Bi — Sb от концентрации сурьмы.

VIII. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились в импульсных магнитных полях напряженностью до 600 кэ при температурах 2—77° К. Магнитное поле создавалось путем разряда батареи конденсаторов общей емкостью 2000 мкф через соленоид, погруженный в ванну жидкого азота, представляющий собой цельноточеную спираль с внутренним диаметром 7 мм. Период магнитного поля составлял 320 мксек.

При исследовании металлических образцов при низких температурах, у которых глубина скин-слоя была меньше диаметра образца, сначала

создавалось постоянное поле, в котором в результате увеличения сопротивления глубина скин-слоя возрастала настолько, что образец становился практически прозрачным для мощного короткопериодного импульса поля. Индукционные наводки, возникающие в цепи потенциальных выводов при импульсе магнитного поля, компенсировались при помощи специального витка, расположенного рядом с образцом. На образец надевался тонкостенный плексигласовый стаканчик, заполненный диффузионным маслом, которое замерзало при охлаждении и жестко фиксировало величину и положение компенсирующего витка, а также токовых и потенциальных электродов. Чтобы полностью исключить индукционные наводки, осциллограммы снимались для двух идентичных импульсов поля при противоположных направлениях измерительного тока. Величина разности потенциалов на образце, пропорциональная его сопротивлению, определялась как полусумма амплитуд этих осциллограмм.

Исследования проводились на образцах различной формы (цилиндры и параллелепипеды) и размеров (от $1 \times 1 \times 3,5$ мм до $0,2 \times 0,4 \times 2$ мм). Потенциальные электроды из медной проволоки диаметром 20 мкм подваривались к образцам электроискровым методом²⁹. Максимальное отклонение мест сварки от продольной оси грани образца не превышало 20 мкм. Расстояние между контактами варьировалось от 0,6 до 1,2 мм.

В результате тщательного исследования влияния геометрии образцов, расположения электродов, влияния силы измерительного тока, определяющего величину перегрева образца при импульсе поля («теплового» удара), и способа крепления образца были выбраны такие условия, при которых влиянием паразитных эффектов можно было практически пренебречь.

Полученные результаты были полностью обратимы и воспроизводимы при импульсах поля различной величины.

Было измерено 47 образцов при всех основных ориентациях поля и тока относительно кристаллографических осей³⁰⁻³⁴.

При изменении ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей изменяется соотношение спиновых и циклотронных масс в экстремумах L_1 , L_2 и $\mathcal{T}$. При этом меняется характер смещения экстремумов в магнитном поле, что позволяет наблюдать практически все рассмотренные выше типы электронных переходов.

IX. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ Bi — Sb В ПОЛЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ТРИГОНАЛЬНОЙ ОСИ

Зависимости поперечного и продольного сопротивления образцов от поля при трех основных ориентациях измерительного тока при температуре 4,2° К приведены на рис. 6—8.

Поперечное магнитосопротивление возрастает в поле, проходит, в зависимости от состава сплавов, один или два максимума и затем при $H = H_K$ резко уменьшается. Несмотря на то, что падение сопротивления при $H = H_K$ является наиболее характерной чертой поведения сплавов, содержащих более 8 ат. % Sb, в зависимостях ρ (и ρ_H) от H у этих сплавов наблюдается ряд особенностей, позволяющих выделить две подобласти концентраций Sb:

$$8 \leq C \leq 9,5 \text{ ат. \% и } C > 9,5 \text{ ат. \%}.$$

В первой подобласти при увеличении поля, ориентированного параллельно тригональной оси, сопротивление сначала возрастает, проходит при $H = H_K$ через максимум и затем падает, приближаясь к некоторому постоянному значению, слабо зависящему в области сильных

полей от напряженности поля. Во второй подобласти ($C > 9,5$ ат. % Sb) на кривых зависимости ρ от H в области максимума появляется локальный минимум сопротивления, глубина которого возрастает при увеличении концентрации сурьмы, а положение минимума перемещается в область более сильных полей.

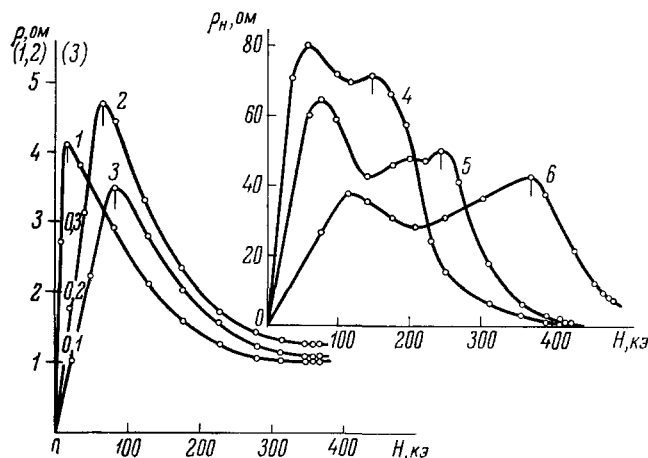


Рис. 6. Зависимости поперечного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel C_3$, $i \parallel C_2$. 1—8,8; 2—8,9; 3—9,1; 4—10,5; 5—12; 6—15,8 ат. % Sb. Масштаб для кривых 1, 2 указан на оси ординат слева, для кривой 3 — справа.

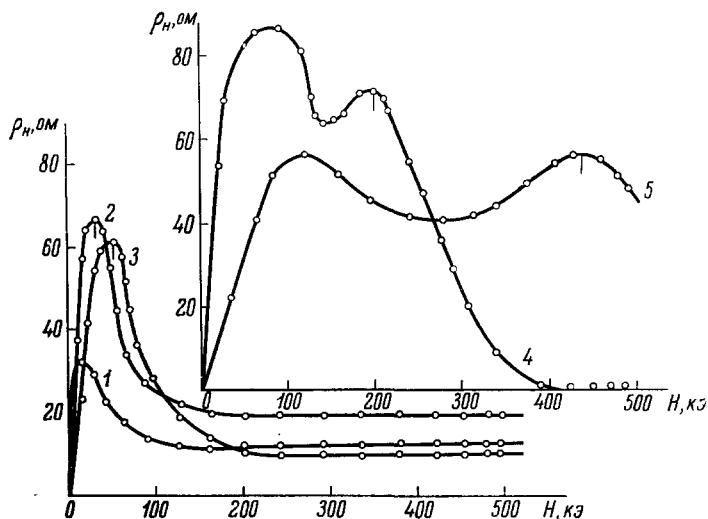


Рис. 7. Зависимости поперечного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel C_3$, $i \parallel C_1$. 1—8,8; 2—8,9; 3—9,1; 4—10,5; 5—15,8 ат. % Sb.

Из рис. 6 и 7 видно, что характер зависимостей магнитосопротивления определяется в основном ориентацией магнитного поля и слабо зависит от ориентации измерительного тока относительно кристаллографических осей. Некоторое смещение максимумов при $H = H_K$ на кривых $\rho(H)$ влево при ориентации тока параллельно бинарной оси может быть

связано с анизотропией изоэнергетических поверхностей у сплавов и изменением вследствие этого их вклада в электропроводность при изменении ориентации тока. Следует также иметь в виду, что острота максимума и величина последующего уменьшения сопротивления в значительной степени определяются качеством образцов, и поэтому у различных образцов одного и того же состава положение максимумов может несколько варьироваться.

Глубина локального минимума также сильно зависит от качества образца. При порче одного и того же образца глубина локального минимума постепенно уменьшается (рис. 9).

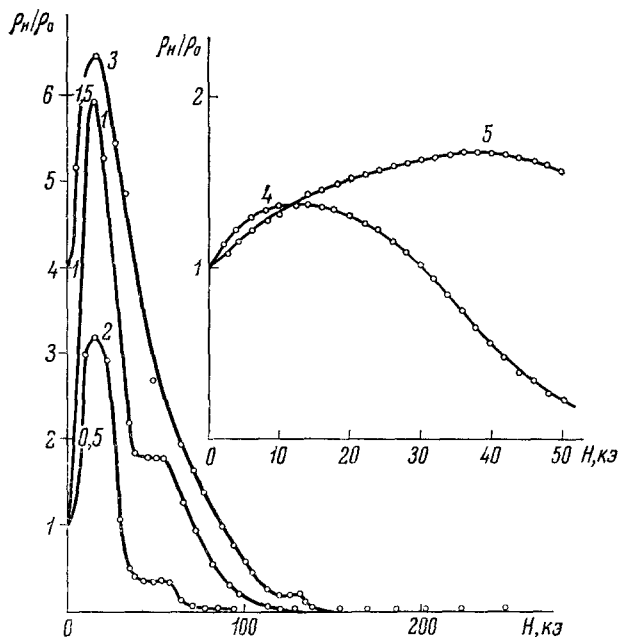


Рис. 8. Зависимости относительного изменения продольного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel i \parallel C_3$.

1—10,5; 2—10,5; 3—11,5; 4—9,1; 5—12 ат. % Sb. Масштаб для кривых 1, 2 на оси ординат указан слева, для кривой 3 — справа.

ных, так и в импульсных магнитных полях. Зависимости продольного сопротивления от поля при ориентации последнего вдоль тригональной оси имеют следующие особенности. Сопротивление возрастает в слабых полях, проходит через максимум, уменьшается при $C > 9,5$ ат. % до некоторого постоянного значения (как правило, меньшего, чем значение ρ_0 при $H = 0$) и затем вновь резко падает при достижении полем величины, близкой к H_K для поперечного магнитосопротивления (см. рис. 8).

В полях больше H_K качественно меняется характер температурной зависимости электрического сопротивления образцов. Характерная для полупроводников зависимость ρ от T при $H < H_K(C)$ становится металлической при $H > H_K$ (рис. 11).

Появление металлической зависимости указывает на то, что в поле $H = H_K$ энергетическая щель в спектре сплавов обращается в нуль и при $H > H_K$ возникает перекрытие зон, увеличивающееся в магнитном поле. Значения полей $H_{\max}(C)$, соответствующих максимуму на кривых $\rho_{\perp}(H)$, представлены на рис. 12. В первом приближении зависимость $H_{\max}$ от C характеризует изменение H_K в сплавах Bi — Sb.

У наиболее хороших образцов эффект уменьшения сопротивления в поле наблюдается также при температуре жидкого азота 77°K (рис. 10). Однако рост сопротивления с полем при этой температуре значительно меньше, чем при 4,2° K, максимум размыт, локальный минимум исчезает, сопротивление начинает падать при больших значениях магнитного поля и уменьшается лишь на 30—40%. У менее совершенных образцов сопротивление при азотных температурах монотонно возрастает с полем, не обнаруживая тенденции к насыщению.

Продольное магнитосопротивление измерялось как в постоян-

Величина минимальной концентрации Sb в сплавах Bi — Sb ($C \sim 8,8$ ат. %), начиная с которой появляется эффект падения сопротивления в поле, хорошо коррелирует со значением концентрации, при которой появляется щель в энергетическом спектре сплавов (см. рис. 5). Наблюдается также корреляция между за-

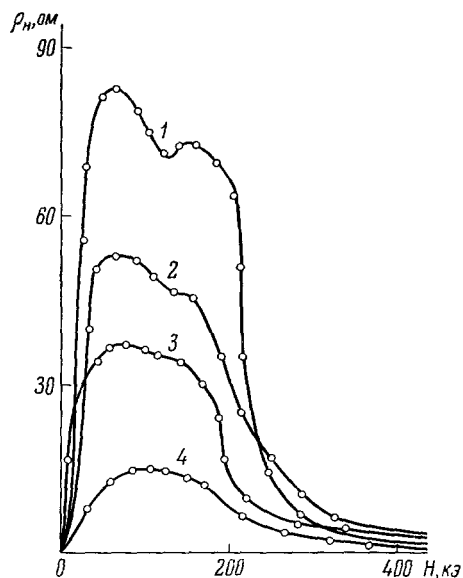


Рис. 9. Зависимость ρ (и R_H) от H для образцов $\text{Bi}_{89.5}\text{Sb}_{10.5}$ с различными отношениями $\rho_{4,2^\circ}/\rho_{300^\circ}$ при $H \parallel C_3$, $i \parallel C_2$, $T = 4,2^\circ \text{ K}$.
1 — $R_{4,2^\circ \text{ K}}/R_{300^\circ \text{ K}} = 300$, $\rho_0 = 1,7 \text{ ом}$; 2 — соответственно 175 и 1,3; 3 — 212 и 1,0; 4 — 135 и 0,4.

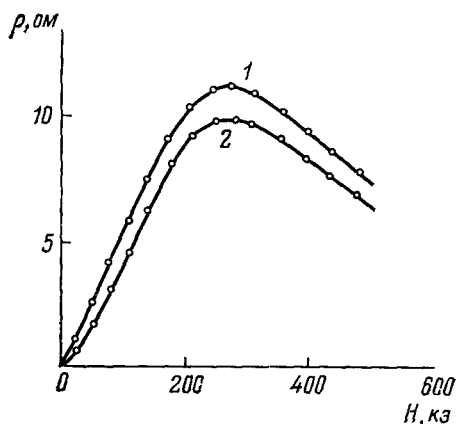


Рис. 10. Зависимость ρ от H для образцов $\text{Bi}_{89.5}\text{Sb}_{10.5}$ при $H \parallel C_3$, $i \parallel C_2$, $T = 78^\circ \text{ K}$.
1 — $\rho_{4,2^\circ \text{ K}}/\rho_{300^\circ \text{ K}} = 300$, 2 — соответственно 212.

висимостями H_K в области концентраций $8 < C < 9,5$ ат. % (см. рис. 12 и 5) и величиной щели ΔE в соответствующей области концентраций.

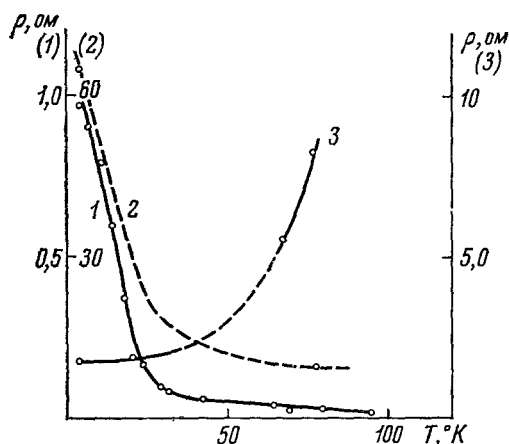


Рис. 11. Температурная зависимость ρ для образца $\text{Bi}_{89.5}\text{Sb}_{10.5}$ при: 1 — $H = 0$, 2 — $H < H_K$, 3 — $H > H_K$.

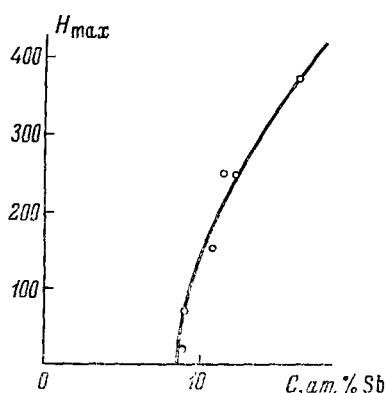


Рис. 12. Зависимость поля H_{max} от концентрации сурьмы.

Большое отрицательное значение коэффициента B_h (см. формулу (3) для дырок в экстремуме $\mathcal{T}$ у Bi при ориентации поля параллельно-

тригональной оси ($m_h^*/m_h^s \approx 2$)), а также отмеченная выше корреляция зависимостей $H_K(C)$ и $\Delta E(C)$ при $8 < C < 9,5$ ат. % указывают на то, что уменьшение щели у полупроводниковых сплавов Bi — Sb в магнитном поле, параллельном тригональной оси (приводящее к возникновению перекрытия при $H = H_K$), связано главным образом с подъемом экстремума $\mathcal{T}$ в магнитном поле.

Наиболее вероятной причиной появления локального минимума на кривых поперечного магнитосопротивления и столбообразного участка

на кривых продольного магнитосопротивления является сближение экстремумов L_1 и L_2 , приводящее к образованию «квазиметаллического» состояния, предшествующего возникновению перекрытия экстремумов L_1 и $\mathcal{T}$.

Все указанные выше особенности магнитосопротивления полупроводниковых сплавов Bi — Sb в магнитном поле, параллельном тригональной оси, качественно объясняются смещением экстремумов, изображенным (в линейном приближении) на рис. 13.

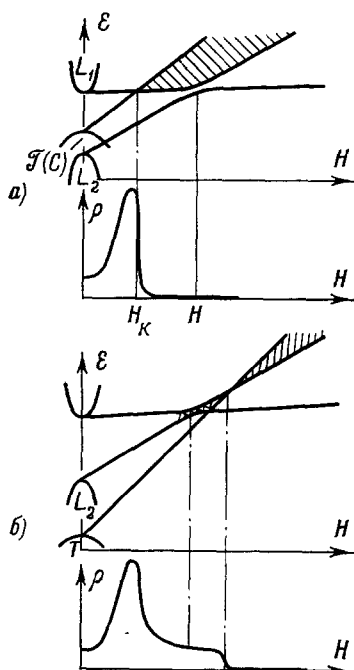


Рис. 13. Схема смещения экстремумов зон сплава Bi — Sb и изменения ρ в магнитном поле при $H \parallel C_3$.

а) $C < 9,5$ ат. % Sb; б) $C > 9,5$ ат. % Sb.

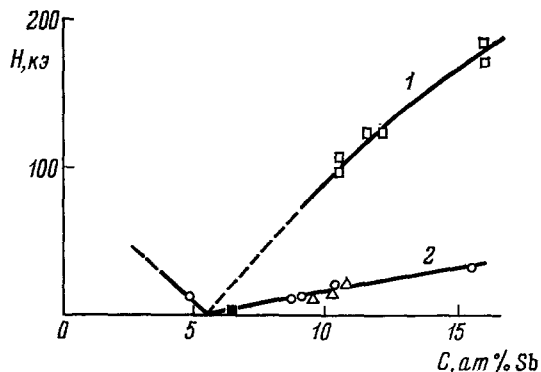


Рис. 14. Зависимость магнитного поля, соответствующего первому максимуму сопротивления, обусловленному сближением экстремумов L_1 и L_2 , от концентрации сурьмы.

1 — $H \perp z$, 2 — $H \parallel z$.

Сплавы ($8 < C < 9,5$ ат. %), у которых экстремум $\mathcal{T}$ расположен между экстремумами L_1 и L_2 (рис. 13, а), сразу (при $H = H_K$) переходят в металлическое состояние. Сближение экстремумов L_1 и L_2 у этих сплавов происходит при $H > H_K$ и уменьшает скорость возрастания перекрытия экстремумов L_1 и $\mathcal{T}$ в магнитном поле.

У сплавов, содержащих более 9,5 ат. % Sb, экстремум $\mathcal{T}$ расположен (при $H = 0$) ниже экстремума L_2 . Поэтому у этих сплавов (рис. 13, б) при увеличении магнитного поля происходит сначала сближение экстремумов L_1 и L_2 (сплавы переходят в «квазиметаллическое» состояние), после чего возникает перекрытие экстремумов L_1 и $\mathcal{T}$ — переход в металлическое состояние. Сближение экстремумов L_1 и L_2 приводит к первому падению продольного и появлению локального минимума на кривых поперечного магнитосопротивления. То обстоятельство, что максимум продольного магнитосопротивления ($\rho_{||}(H)$) наблюдается в более слабых полях, чем первый максимум поперечного сопротивления $\rho_{\perp}(H)$ (см. рис. 6—8), не удивительно. Максимум $\rho_{||}(H)$ соответствует началу замет-

ного возрастания концентрации носителей при сближении экстремумов L_1 и L_2 (так как в этом случае подвижности меняются слабо), а максимум $\rho_{\perp}(H)$ — заметному изменению поперечного магнитосопротивления, для наблюдения которого требуется уже достаточно сильное возрастание концентрации носителей тока (так как эффект вуалируется сильным уменьшением подвижности в поле).

Значения полей $H_1'(C)$ и $H_1''(C)$, соответствующие положению первого максимума на кривых поперечного и продольного магнитосопротивления, изображены на рис. 14 (кривые 1 и 2).

Если считать, что скорость сближения экстремумов L_1 и L_2 не зависит от концентрации сурьмы, значения полей $H_1'(C)$, $H_1''(C)$ должны быть пропорциональны величинам щели $E_g(C)$ между экстремумами L_1 и L_2 у исследованных сплавов. При справедливости этого предположения экстраполяция зависимостей $H_1'(C)$ и $H_1''(C)$ в области меньших концентраций должна указать значение концентрации, при которой щель E_g становится минимальной (напомним, что у висмута $E_g = 15$ мэв).

Х. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ В ПОЛЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ БИНАРНОЙ ОСИ

При этой ориентации магнитного поля поперечное сопротивление сильно возрастает в слабых полях, затем рост замедляется и на кривых $\rho(H)$ появляется плато, после которого сопротивление вновь сильно возрастает (рис. 15). В самых сильных магнитных полях зависимости ρ от H обнаруживают тенденцию к насыщению, которая проявляется более ярко при увеличении концентрации сурьмы в сплавах. У образцов, содержащих 15,8 ат. % Sb, кривые $\rho(H)$ проходят через максимум, однако их сопротивление остается больше ρ_0 (при $H = 0$) даже в самых сильных полях.

Сопротивление в продольном поле сначала резко возрастает и, достигнув максимальной величины при $H = H_1(C)$, падает до значений, лежащих в пределах точности измерений: $\sim 0,1$ ом. При дальнейшем возрастании магнитного поля сопротивление остается очень малым до некоторого значения поля $H_2(C)$, выше которого оно вновь возрастает с полем (рис. 16). При увеличении концентрации сурьмы максимум сопротивления и вторая восходящая ветвь кривой $\rho(H)$ смещаются в область более сильных полей. При повышении температуры величина максимумов на кривых $\rho(H)$ уменьшается и сдвигается в область более слабых полей, а вторая — восходящая ветвь смещается в сторону более сильных полей (рис. 17).

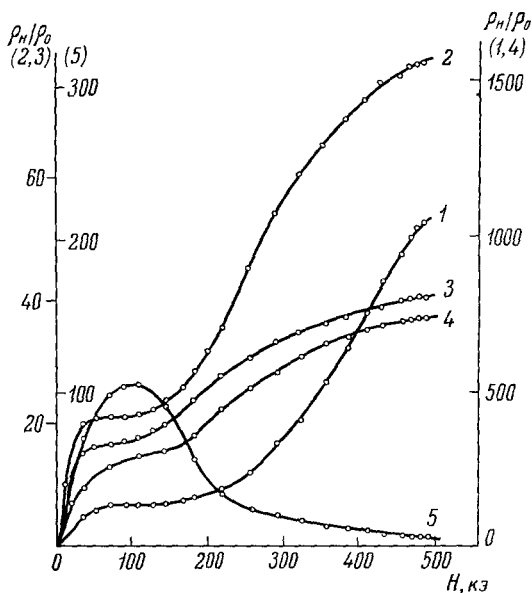


Рис. 15. Зависимость относительного изменения поперечного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel C_2$, $i \parallel C_1$.

1—8,8; 2—8,9; 3—10,5; 4—12; 5—15,8 ат. % Sb. На левой оси ординат масштаб указан для кривых 2, 3 слева, для кривой 5 — справа; на правой оси ординат масштаб указан для кривых 1, 4.

Характерной особенностью зависимости продольного магнитосопротивления после минимума является то, что эта зависимость имеет экспо-

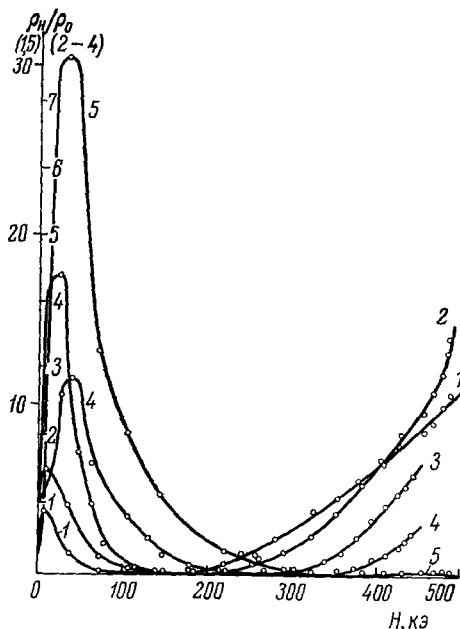


Рис. 16. Зависимость относительного изменения продольного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel i \parallel C_2$. 1—8,8; 2—8,9; 3—10,5; 4—12; 5—15,8 ат.% Sb. Масштаб для кривых 1, 5 на оси ординат указан слева, а для кривых 2—4 — справа.

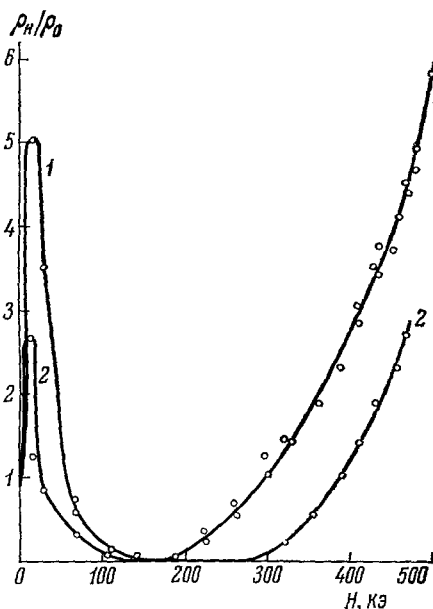


Рис. 17. Зависимости относительного изменения продольного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel i \parallel C_2$. 1 — $T = 4,2^\circ \text{ K}$; 2 — $T = 10^\circ \text{ K}$.

нентальный характер. Зависимость $\ln \rho$ от H изображена на рис. 18.

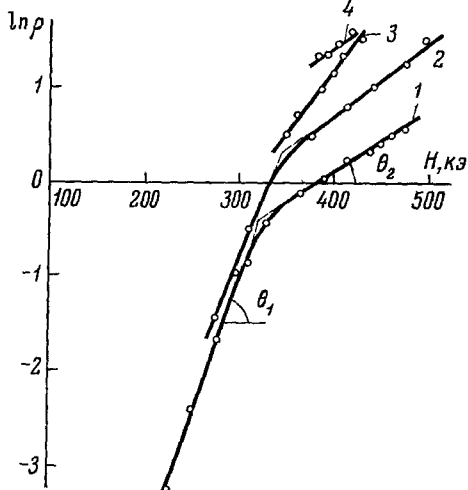


Рис. 18. Зависимость $\ln \rho$ от H при $H \parallel i \parallel C_2$ и $H > H_2$. 1—8,8; 2—8,9; 3—10,5; 4—15,8 ат.% Sb.

У образцов с концентрацией $8 < C < 9,5$ ат.% Sb на кривых $\ln \rho(H)$ отчетливо наблюдается излом, разделяющий два линейных участка. У образцов с $C > 9,5$ ат.% Sb скорость возрастания сопротивления в магнитном поле не меняется. Экспоненциальный характер возрастания сопротивления указывает на возникновение щели в энергетическом спектре сплавов, величина которой возрастает при увеличении магнитного поля.

При ориентации магнитного поля вдоль бинарной оси отношение $(m_h^*/m_n^s \approx 0,14)$ у Bi для дырок в экстремуме $\mathcal{T}$ мало, в результате чего экстремум $\mathcal{T}$ понижается в магнитном поле. Спиновое расщепление уровней Ландау в экстремуме L_1 у Bi превышает орбитальное. В предположении, что соотношение спиновых и орбитальных масс у сплавов Bi — Sb до 16 ат.% Sb качественно сохраняется, экстремум L_1 должен понижаться

до 16 ат.% Sb качественно сохраняется, экстремум L_1 должен понижаться

в магнитном поле. Так как эффективные массы в экстремуме L_1 должны быть близки к эффективным массам в экстремуме L_2 , можно думать, что экстремумы L_2 поднимаются в магнитном поле. Такое движение экстремумов L_1 и L_2 должно привести к образованию квазиметаллического состояния.

Объяснение вида зависимостей продольного и поперечного магнитосопротивлений от магнитного поля при поле, параллельном бинарной оси, можно проиллюстрировать с помощью схемы движения экстремумов зон, показанной на рис. 19. Сближение экстремумов L_1 и L_2 при $H = H_1$ и их дальнейшее отражение при $H > H_2$, сопровождающееся увеличением энергетической щели, приводит к наблюдаемой последовательности превращений полупроводник — квазиметалл — полупроводник. Это подтверждается, во-первых, характером изменения зависимости ρ от H при повышении температуры (см. рис. 17). Повышение температуры приводит к увеличению интенсивности тепловой генерации носителей через щель, в результате чего область пониженного сопротивления становится более широкой. Другим подтверждением является экспоненциальный характер возрастания ρ в полях $H > H_2$. Скорость возрастания сопротивления с полем при $H > H_2$ зависит от скорости изменения энергетической щели, которая в случае отражения уровней L_1 и L_2 должна быть постоянной в некотором интервале полей. При этом число носителей экспоненциально уменьшается, а сопротивление экспоненциально возрастает:

$$\rho \sim \exp [\alpha_1 (H - H_2)/kT] \quad (H > H_2),$$

где α_1 определяется соотношением орбитальных и спиновых эффективных масс в экстремумах L_1 и L_2 . Наличие двух линейных участков с различными наклонами для сплавов с концентрациями 8,8 и 8,9 ат. % Sb и наличие одного линейного участка для сплавов с большей концентрацией Sb объясняется следующим образом. Наклон $\theta_1 = \alpha_1/kT$ линейного участка зависимости $\ln \rho$ от H в более слабых полях характеризует скорость расхождения экстремумов L_1 и L_2 при $H_2 < H < H_3$ (см. рис. 19). При значении магнитного поля, соответствующем точке излома логарифмической кривой, энергии экстремумов L и $\mathcal{F}$ совпадают. Наклон $\theta_2 = \alpha_2/kT$ второго линейного участка зависимости $\ln \rho$ от H в полях больше H_3 для образцов с концентрациями 8,8 и 8,9 ат. % Sb характеризует скорость расхождения экстремумов L_1 и $\mathcal{F}$.

При увеличении концентрации сурьмы положение экстремума при $H = 0$ смещается вниз, что приводит к увеличению поля H_3 . При концентрации Sb больше 8,9 ат. % поле H_3 , по-видимому, становится большим 500 кэ и точка излома на логарифмической кривой не достигается.

На рис. 18 видно, что при увеличении концентрации сурьмы величина наклона θ_1 уменьшается. Это, по-видимому, указывает на изменение соотношения циклотронных и спиновых эффективных масс при изменении концентрации сурьмы.

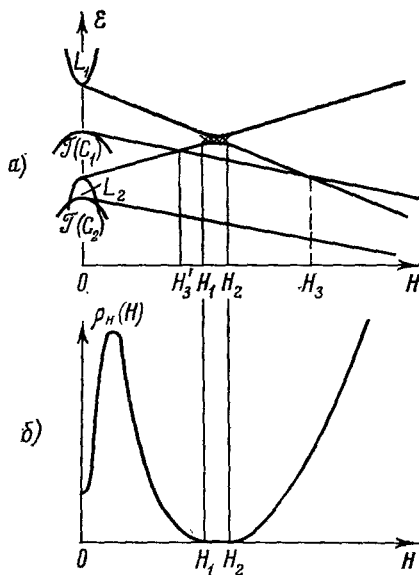


Рис. 19. а) Схема смещения экстремумов энергетических зон сплава Bi—Sb в магнитном поле при $H \parallel C_2$. б) Изменение продольного магнитосопротивления при $H \parallel C_2$.

Из рассмотренной модели (см. рис. 19) следует, что наклон логарифмической кривой на участке $H'_3 - H_1$ должен иметь такую же величину, что и на участке $H_2 - H_3$, и отличаться от последнего только знаком. Однако протяженность этого участка по оси H значительно меньше, и поэтому выявить его на экспериментальных кривых не удастся.

Скорость изменения числа носителей в интервале полей от нуля до H'_3 определяется изменением щели между экстремумами L и $\mathcal{T}$, которая отличается от скорости изменения щели между валентной зоной и зоной проводимости в остальной области магнитных полей. Следует отметить, что данное рассмотрение не учитывает возможного изменения эффективных масс в экстремумах L_1 и L_2 при их сближении и зависимости подвижности носителей от магнитного поля и поэтому не является точным.

В случае поперечного магнитосопротивления сильная зависимость подвижностей носителей от магнитного поля вуалирует эффект увеличения числа носителей из-за сближения экстремумов L_1 и L_2 . Этот эффект проявляется лишь в появлении плато на кривых $\rho(H)$ (см. рис. 15).

Положение H_1 первого максимума на кривых продольного магнитосопротивления определяет величину поля, предшествующую переходу в «квазиметаллическое» состояние и должно поэтому характеризовать (на основании высказанных выше соображений) изменение щели E_g в сплавах Bi — Sb при $H = 0$. Зависимость полей H_1 от концентрации (см. рис. 14) также указывает на минимальное значение щели E_g у сплавов Bi — Sb при $C \sim 5$ ат. % Sb, что хорошо согласуется с аналогичными данными, полученными при H , параллельном тригональной оси.

Заметим, что возможность сближения экстремумов L_1 и L_2 в сплавах Bi — Sb при увеличении концентрации Sb была впервые рассмотрена в работе ²⁸, а рассчитанные там значения концентрации Sb, соответствующие минимальной щели E_g ($C \sim 6$ ат. %), хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

Выпадение из общей картины характера изменения магнитосопротивления у сплавов Bi_{84,2}Sb_{15,8} (см. рис. 15) может быть связано с приближением к уровню Ферми экстремумов, соответствующих дырочным поверхностям у сурьмы.

XI. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ Bi — Sb В ПОЛЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ БИНАРНОЙ ОСИ

При исследовании полупроводниковых сплавов Bi — Sb (в области концентраций $C = 8-16$ ат. % Sb, когда между экстремумами L_1 и $\mathcal{T}$ возникает энергетическая щель, было обнаружено, что при ориентации поля вдоль бинарной оси продольное магнитосопротивление проходит через максимум, падает и затем вновь возрастает. Такое поведение $\rho(H)$ интерпретировалось как переход сплавов из полупроводникового в «квазиметаллическое» состояние и из «квазиметаллического» состояния вновь в полупроводниковое в результате сближения экстремумов L_1 и L_2 .

Можно было предположить, что Bi и металлические сплавы Bi — Sb (с концентрацией Sb менее 8 ат. %), у которых экстремумы L_1 и $\mathcal{T}$ перекрываются, должны переходить (при ориентации магнитного поля вдоль бинарной оси) в сильных магнитных полях в полупроводниковое (диэлектрическое при $T = 0^\circ \text{K}$) состояние (рис. 20). В области полей $H < H'_K$ экстремумы L_1 и $\mathcal{T}$ смещаются в магнитном поле вниз. В результате того, что L_1 смещается быстрее, чем $\mathcal{T}$, перекрытие зон и концентрации носителей тока увеличиваются ^{5,13}. При $H > H'_K$ характер смещения границ зон качественно меняется: экстремум продолжает опускаться вниз (по-видимому, с той же скоростью), но зато экстремум L_1 начинает подниматься

вверх. В результате этого при $H = H_K''$ перекрытие зон L_1 и $\mathcal{T}$ обращается в нуль, а при $H > H_K''$ образуется энергетическая щель и металл превращается в полупроводник. Очевидно, что поле H_K'' максимально у висмута и должно уменьшаться в сплавах за счет уменьшения величины $E_0(C)$ перекрытия экстремумов L_1 и $\mathcal{T}$ при $H = 0$ (если соотношение спиновых и орбитальных масс при этом существенно не меняется).

На рис. 21 изображены кривые продольного магнитосопротивления сплавов $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$ (кривая 1) и $\text{Bi}_{95,1}\text{Sb}_{4,9}$ (кривая 2). В верхней части рисунка даны результаты измерений одного из образцов в постоянных магнитных полях. Резкое возрастание сопротивления в слабых магнитных полях переходит в падение, после которого в достаточно широком интервале полей сопротивление сохраняет приблизительно постоянное значение. У образца $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$ при поле ~ 100 кэ начинается резкое

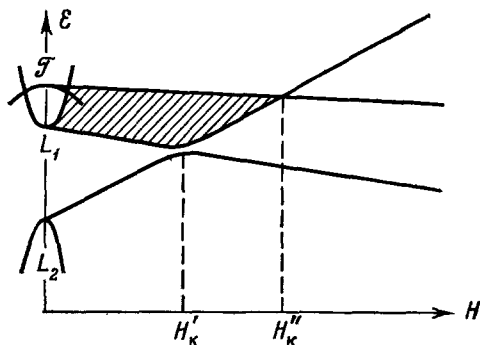


Рис. 20. Схема смещения экстремумов зон металлических сплавов Bi — Sb при $H \parallel C_2$.

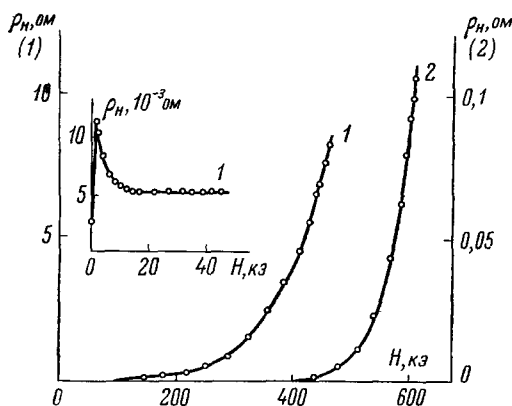


Рис. 21. Зависимость изменения продольного сопротивления металлических сплавов $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$ (кривая 1) и $\text{Bi}_{95,1}\text{Sb}_{4,9}$ (кривая 2).

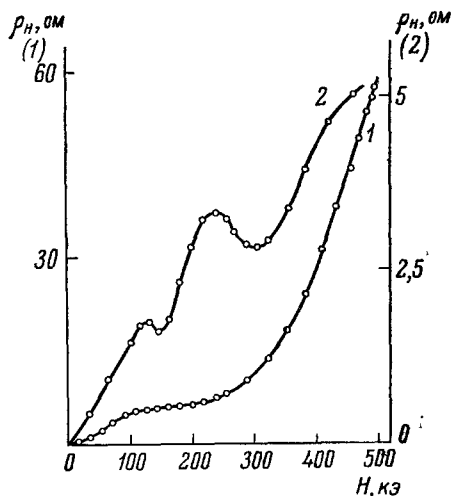


Рис. 22. Зависимость изменения поперечного магнитосопротивления для образцов $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$ (кривая 1), $\text{Bi}_{95,1}\text{Sb}_{4,9}$ (кривая 2).

возрастание сопротивления. В поле ~ 480 кэ продольное магнитосопротивление увеличивается в 3000 раз. Аналогичное возрастание сопротивления у образца $\text{Bi}_{95,1}\text{Sb}_{4,9}$ происходит в полях, превышающих 400 кэ. В поле 600 кэ продольное магнитосопротивление увеличивается в 100 раз.

На рис. 22 изображены зависимости поперечного магнитосопротивления для образцов тех же концентраций. У образца $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$ характерной особенностью кривой является область замедленного возрастания сопротивления в магнитном поле. При более сильных полях сопротивление резко возрастает. При повышении температуры величина возрастания

магнитосопротивления уменьшается и возрастание начинается в больших полях.

У образца $\text{Bi}_{95,1}\text{Sb}_{4,9}$ на кривой $\rho_{\perp}(H)$ в области полей меньше 400 кэ наблюдаются осцилляции (эффект Шубникова — де-Гааза), сильно искажающие монотонную составляющую магнитосопротивления.

Отметим, что во всех случаях сопротивление в сильных магнитных полях возрастает экспоненциально:

$$\rho \sim \exp[\alpha(H - H_K'')/kT] \quad (\text{при } H > H_K''),$$

с близкими значениями коэффициента α . Металлический характер зависимости сопротивления от температуры при $H < H_K''$ переходит в полупроводниковый при $H > H_K''$.

Экспоненциальное возрастание магнитосопротивления при $H > H_K''$, появление при $H > H_K''$ полупроводниковой зависимости электрического сопротивления от температуры, зависимость поля H_K'' от состава сплава (величины перекрытия $E_0(C)$ зон при $H = 0$) указывают на то, что при поле H_K'' перекрытие зон в энергетическом спектре исчезает и при $H > H_K''$ появляется энергетическая щель. При этом металлические сплавы Bi — Sb переходят в полупроводниковое состояние. Предварительная оценка показывает, что для наблюдения аналогичного перехода у висмута при ориентации магнитного поля вдоль бинарной оси необходимы поля около 1,5 Мэ.

Интересно отметить, что положение максимума, связанного со сближением экстремумов L_1 и L_2 на кривой продольного магнитосопротивления у сплавов $\text{Bi}_{93,5}\text{Sb}_{6,5}$, хорошо ложится на кривую, полученную

экстраполяцией зависимости H_1 от C для полупроводниковых сплавов (см. рис. 14).

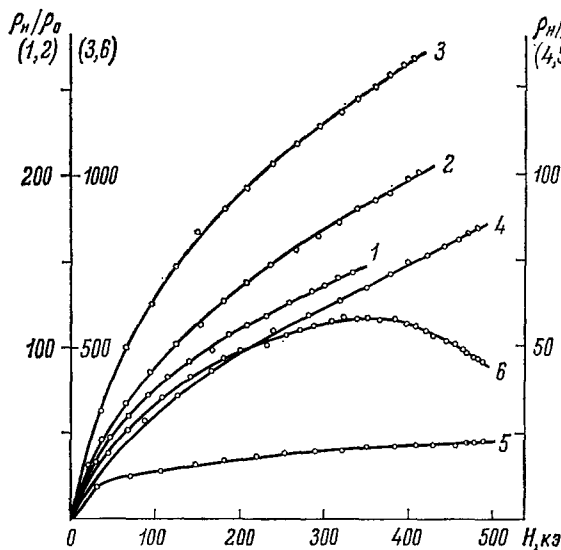


Рис. 23. Зависимости относительного изменения поперечного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel C_1$, $i \parallel C_2$.

1—8,8; 2—8,9; 3—9,1; 4—10,5; 5—12; 6—15,8 ат. % Sb. На левой оси ординат масштаб указан для кривых 1, 2 слева, для кривых 3, 6 справа; на правой оси масштаб указан для кривых 4, 5.

XII. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ Bi — Sb В ПОЛЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ БИСЕКТОРНОЙ ОСИ

При этой ориентации магнитного поля у всех исследованных образцов, за исключением образцов сплава, содержащего 15,8 ат. % Sb, наблюдается монотонный рост как поперечного, так и продольного магнитосопротивления (рис. 23 и рис. 24). По мере увеличения концентрации сурьмы в обоих случаях появляется и усиливается тенденция магнитосопротивления к насыщению. При концентрации 15,8 ат. % Sb зависимо-

сти ρ от H имеют максимум при $H \sim 250$ кэ в продольном поле (ток параллелен бисекторной оси) и при $H \sim 350$ кэ в поперечном магнитном поле (ток параллелен бинарной оси).

При ориентации поля параллельно бисекторной оси следует отметить необычайно большой рост сопротивления в продольном магнитном поле (продольный эффект по порядку величины сравним с поперечным).

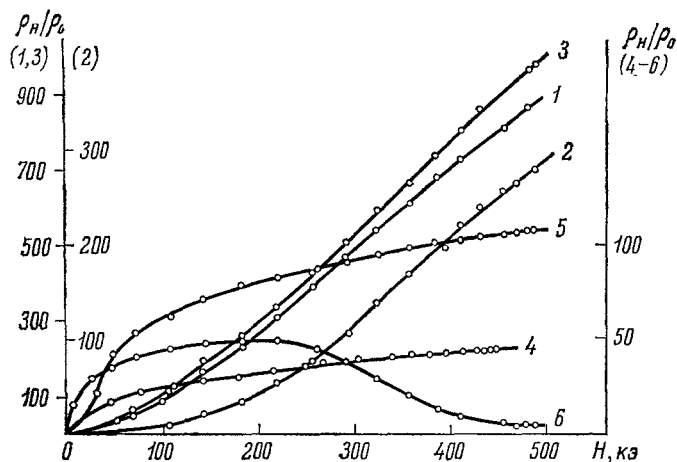


Рис. 24. Зависимости относительного изменения продольного сопротивления от магнитного поля при ориентации $H \parallel i \parallel C_1$. 1—8,8; 2—8,9; 3—9,1; 4—10,5; 5—12; 6—15,8 ат. % Sb. На левой оси ординат масштаб указан для кривых 1,3 слева, 2 — справа, на правой оси ординат масштаб указан для кривых 4—6.

Монотонный характер зависимости продольного и поперечного сопротивления от поля (за исключением сплава, содержащего 15,8 ат. % Sb, у которого, как указывалось выше, могут наблюдаться эффекты, связанные с приближением к уровню Ферми экстремумов, соответствующих дырочным поверхностям у сурьмы) свидетельствует об отсутствии электронных переходов, сопровождаемых кардинальным изменением энергетического спектра.

Возможный характер смещения экстремумов при этой ориентации изображен на рис. 25. Увеличение щели между зонами и связанное с этим уменьшение концентрации носителей являются причиной аномально большого роста продольного сопротивления в магнитном поле. Следует отметить, однако, что схема смещения экстремумов, представленная на рис. 25, не согласуется с известными соотношениями спиновых и орбитальных масс у висмута (см. табл. I).

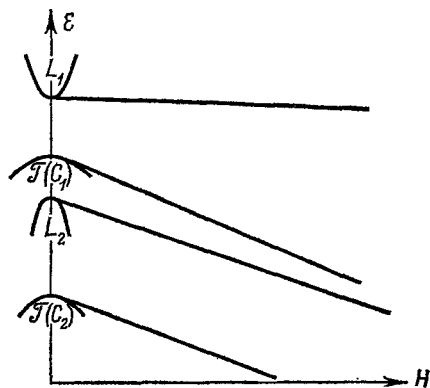


Рис. 25. Схема смещения зон в магнитном поле для сплавов Bi — Sb при $H \parallel C_1$.

ХИИ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Рассмотренные и обнаруженные различные типы электронных переходов в сильных магнитных полях, очевидно, не являются специфической особенностью только металлических и полупроводниковых сплавов Bi — Sb. Подобного типа переходы должны наблюдаться (в легк

достижимой области магнитных полей) также у всех веществ с малой энергетической щелью между зонами или малыми перекрытиями зон, например в системах тройных сплавов $\text{Hg} - \text{Cd} - \text{Te}$ и $\text{Hg} - \text{Te} - \text{Bi}$. Если соотношение спиновых и циклотронных эффективных масс у металлических фаз этих веществ таково, что перекрытие зон увеличивается в поле, у соответствующих полупроводниковых фаз должен происходить в поле переход в металлическое состояние, и наоборот, если у полупроводниковых фаз щель в поле увеличивается, то соответствующие металлические фазы должны переходить в магнитном поле в полупроводниковое состояние. При увеличении предела достижимых полей класс веществ, у которых можно будет наблюдать электронные переходы, естественно, расширится.

При электронных переходах в магнитном поле должны происходить интересные изменения магнитных, тепловых, механических и оптических свойств веществ. Особо интересным, с нашей точки зрения, является исследование веществ в «квазиметаллическом» состоянии. В этом состоянии вещество может обладать целым рядом специфических особенностей, имеющих не только научное, но и прикладное значение.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Я. Азбель, Н. Б. Брандт, ЖЭТФ 48, 1206 (1965).
2. G. A. Baraff, Phys. Rev. 1937, A842 (1965).
3. Б. А. Давыдов, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 9, 1294 (1939).
4. И. М. Цидильковский и др. ФММ 16, 318 (1963).
5. Н. Б. Брандт и др. Письма ЖЭТФ 4, 27 (1966).
6. С. Я. Рахманов, М. Я. Азбель, ФТТ 10, 1650 (1968).
7. P. Argures, J. Phys. Chem. Solids 4, 19 (1958).
8. P. Argures, Phys. Rev. 109, 1115 (1958).
9. E. N. Adams, T. D. Holstein, J. Phys. Chem. Solids 10, 254 (1959).
10. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. A119, 358 (1928).
11. J. Vuillin, IBM J. Res. Developm. 8, 232 (1964).
12. Н. Б. Брандт и др. ЖЭТФ 45, 1319 (1963).
13. G. E. Smith, G. A. Baraff, J. M. Rowell, Phys. Rev. 135, A1118 (1964).
14. S. Takanano, H. Kawamura, Phys. Lett. 26A, 187 (1968).
15. M. H. Cohen, Phys. Rev. 121, 387 (1961).
16. B. Lax, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 167 (1960).
17. Н. Б. Брандт, Я. Г. Пономарев, ЖЭТФ 55, 10 (1968).
18. L. S. Lerner, R. F. Cuff, L. K. Williams, Rev. Mod. Phys. 4, 40, 770 (1968).
19. V. Heine, Proc. Roy. Soc. A69, 513 (1956).
20. A. L. Jain, Phys. Rev. 114, 1518 (1959).
21. S. Tanuma, J. Phys. Soc. Japan 14, 1246 (1959); 16, 2349 (1961); 18, 2354 (1963).
22. Н. Б. Брандт, В. В. Щекочицина, ЖЭТФ 41, 1412 (1961).
23. Н. Б. Брандт, Л. Г. Любутина, Н. А. Крюкова, ЖЭТФ 53, 134 (1967).
24. G. E. Smith, Phys. Rev. Lett. 9, 487 (1962).
25. R. N. Brown, J. G. Mavroides, B. Lax, Phys. Rev. 129, 2055 (1963).
26. Н. Б. Брандт, Д. Балла, ЖЭТФ 47, 1653 (1964).
27. Г. Е. Зильберман, Ф. И. Ицкович, ЖЭТФ 32, 158 (1957).
28. S. Golip, A Band Model for Bismuth Antimony Alloys, University of Pittsburgh. Preprint.
29. Н. Б. Брандт, ПТЭ 2, 138 (1956).
30. Н. Б. Брандт и др. Письма ЖЭТФ 6, 724 (1967).
31. Н. Б. Брандт, Е. А. Свистова, Р. Г. Валеев, ЖЭТФ 55, 469 (1968).
32. Н. Б. Брандт, Е. А. Свистова и др. ЖЭТФ 56, 65 (1969).
33. Н. Б. Брандт, Е. А. Свистова и др. Письма ЖЭТФ 7, 441 (1968).
34. Н. Б. Брандт и др. Письма ЖЭТФ 9, 232 (1969).

Примечание при корректуре. Полученные в последнее время более точные данные о характере изменения энергетического спектра сплава $\text{Bi}-\text{Sb}$ приведены в работах: 1) Н. Б. Брандт и др., Переход полупроводник — «квазиметалл» — полупроводник в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ под действием давления, Письма ЖЭТФ 11, 250 (1970). 2) Н. Б. Брандт и др., Электронные переходы у сплавов висмут — сурьма с высокой концентрацией сурьмы в сильных магнитных полях, ЖЭТФ (1970).