и расстояние между слоями) компоненты МВ вырожденного электронного газа представляются формулами

$$\chi_{\parallel c} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \mu_{\text{Б}}^2 (m_{\parallel}^* m_{\perp}^*)^{1/2} \xi^{1/2} \left[\frac{g_{\parallel}^2}{4} - \left(\frac{k_0 T}{\xi_0}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{m_0}{m_{\perp}^*}\right)^2 \right], \tag{1а}$$

$$\chi_{\perp c} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \mu_{\text{Б}}^2 (m_{\parallel}^* m_{\perp}^*)^{1/2} \xi^{1/2} \left[\frac{g_{\perp}^2}{4} - \left(\frac{k_0 T}{\xi_0}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{m_0}{\sqrt{m_{\parallel}^* m_{\perp}^*}}\right)^2 \right], \tag{1б}$$

где ξ — химический потенциал, $g_{\parallel}$ и $g_{\perp}$ — компоненты g-фактора. Используя значения $m_{\parallel}^*$ и $m_{\perp}^*$ и ξ (рис. 1), при помощи формул (1а) и (1б) получаем, что при $\mathbf{H} \parallel c$ величина $\chi_{\parallel c} < 0$, т. е. электронный газ диамагнитен, а при $\mathbf{H} \perp c$ из-за большой эффективной массы $m_{\parallel}^*$ парамагнетизм Паули преобладает над диамагнетизмом Ландау, что действительно наблюдается на эксперименте (рис. 2).

Температурная зависимость $\chi_{\parallel c}$ и $\chi_{\perp c}$, как видно из (1а) и (1б), обусловлена зависимостью эффективной массы, химического потенциала ξ или g-фактора от температуры. Характерные пикообразные зависимости $\chi_{\parallel c}$ и $\chi_{\perp c}$ указывают, по-видимому, на конкурирующие эффекты. В частности, при $T > 250$ К уменьшение и $\chi_{\parallel c}$ и $\chi_{\perp c}$ обусловлено понижением химического потенциала ξ. Увеличение $\chi_{\perp c}$ с ростом температуры (до 250 К) легко объяснить в рамках однозонной модели, если предположить, что $m_{\parallel}^*$ возрастает с температурой из-за поперечной непараболичности, обусловленной слоистым строением [6]. Для температурной зависимости $\chi_{\parallel c}$ такая простая интерпретация в однозонном приближении с косинусоидальным законом дисперсии уже неприменима. На это указывает и детальный расчет [7]. Наблюдаемое на эксперименте увеличение $|\chi_{\parallel c}|$ можно получить в простой модели, предполагая, что $m_{\perp}^*$ или $g_{\parallel}$ уменьшаются с ростом температуры. Оба этих предположения не являются очевидными и по крайней мере не обусловлены слоистым строением решетки, и при анализе необходимо учитывать реальную симметрию кристаллов.

Для BiTeI (симметрия D_{3d}^3) без учета спина энергетические зоны в особых точках зоны Бриллюэна (ЗБ) описываются одномерными и двумерными неприводимыми представлениями. При учете спин-орбитального взаимодействия, когда оно включено в H_0, в $\mathbf{kp}$-приближении зоны во всех точках ЗБ двукратно вырождены и законы дисперсии эллипсоидальны. Последнее указывает на расщепление четырехкратно вырожденных зон на две двукратно вырожденные. При этом закон дисперсии, полученный без учета спина (в точке $\mathbf{k}=0$).

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = ak_{\perp}^2 + bk_z^2 \pm a'k_{\perp}^2, \tag{2}$$

существенно не изменяется. Вместо двух вырожденных параболических зон «легких» и «тяжелых» электронов при учете спин-орбитального взаимодействия получаются две расщепленные зоны. Это заключение согласуется с выводами работы [6] о двузонной структуре E_c-зоны, если считать, что спин-орбитальное расщепление $\Delta E_{c-0} \simeq 0.1$ эВ. При этом в законах дисперсии указанных зон отсутствуют интерференционные члены $k_x k_y$; $k_y k_z$; $k_x k_z$. Они появляются только в случае, если выйти за пределы $\mathbf{kp}$-приближения. Для модельного закона дисперсии с учетом второй координационной сферы слоистого кристалла

$$\begin{aligned}\varepsilon(\mathbf{k}) = {} & 2J_1 \cos(a_1 k_x) + 2J_2 \cos(a_2 k_y) + 2J_3 \cos(dk_z) + \\ & + 2J_{13} \cos(k_y a_1 + k_z d) + 2J_{23} \cos(k_y a_2 + k_z d)\end{aligned} \tag{3}$$

интерференционные члены приводят к заметным добавкам к $g_{\perp}$, в то время как $g_{\parallel}$ практически не изменяется. Приведенный анализ показывает также, что от степени вырождения электронного газа зависит величина g-фактора. Двузонная модель не изменяет приведенных выше рассуждений. В рамках двузонной модели возможно получить уменьшение некоторой приведенной к одной зоне эффективной массы с ростом температуры и тем самым объяснить уменьшение $|\chi_{\parallel c}|$. Однако для детального количествен-

ного анализа зависимости $\chi_{\parallel c}(T)$ необходимо исходить не из формулы (1а), а из формулы, полученной для двухзонной модели E_c-зоны. Таким образом, зависимость $\chi_{\perp c}(T)$ до 250 К обусловлена слоистым строением BiTeI, а $\chi_{\parallel c}(T)$ — двухзонной моделью, являющейся следствием симметрии кристалла.

Высокотемпературный ход $\chi_{\parallel c}(T)$ и $\chi_{\perp c}(T)$ (выше 250 К) обусловлен температурной зависимостью химического потенциала.

Литература

[1] Д. М. Берча, М. П. Заячковский, Н. Ф. Заячковская, В. Т. Маслюк. ФТТ, *17*, 2122, 1975.
[2] В. Н. Чечерников. Магнитные измерения, с. 260. Изд. МГУ, 1963.
[3] Д. М. Берча, М. П. Заячковский, Н. Ф. Заячковская и др. Физическая электроника, № 4, с. 18. Изд. Львов. гос. унив., 1977.
[4] С. В. Вонсовский. Магнетизм, с. 1031. «Наука», М., 1971.
[5] Я. Н. Дорфман. Диамагнетизм и химическая связь, с. 200. Физматгиз, М., 1961.
[6] А. Н. Борец, В. Ю. Сливка, Д. Ш. Ковач, Г. Д. Пуга. ФТП, *9*, 1351, 1975.
[7] Д. М. Берча, В. Т. Маслюк, М. П. Заячковский. УФЖ, *21*, 1863, 1976.

Ужгородский
государственный университет

Поступило в Редакцию
27 сентября 1977 г.
В окончательной редакции
11 мая 1978 г.

Физика твердого тела, том 20, в. 10, 1978
Solid State Physics, vol. 20, № 10, 1978

КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В СУРЬМЕ ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 80 КБАР

А. В. Рахманина, В. А. Вентцель, А. И. Лихтер, А. В. Руднев

Гальваномагнитные характеристики проводников при высоких давлениях и особенно в фазах, стабильных только при высоком давлении, используются для определения характера их энергетических спектров. В работе измерено поперечное магнитосопротивление ρ_{xx} ($\mathbf{H} \parallel z$) и холловское сопротивление ρ_{xy} сурьмы в зависимости от магнитного поля до 80 кЭ при $T=4.2$ К при давлениях до 80 кбар.

Достижение столь высоких параметров стало возможным благодаря применению камеры квазигидростатического давления с пуансонами из ВК 6, описанными в [1]. Давление в камере фиксировалось при завинчивании гайки в корпус сосуда, деформируемого при создании нагрузки подобно тому, как это сделано в [2]. Применение ферромагнитной высокопрочной стали ЭП637 позволило вдвое уменьшить размеры камеры по сравнению с [2] (что было необходимо для достижения полей до 80 кЭ) при зафиксированной нагрузке 35 т, необходимой для достижения давлений до 80 кбар. Давление калибровалось предварительно по реперным точкам, соответствующим фазовым переходам в висмуте, барии и теллуре, и каждый раз проверялось по фазовому переходу в Sb (77 кбар). При комнатной температуре точность определения давления составляла 1÷2 кбар. Считалось, что величина давления при охлаждении не меняется.

Измерение сопротивления в камере проводилось по методу ван дер Паува [3] с прижимными контактами, что позволило одновременно измерять ρ_{xx} и ρ_{xy} при помощи четырех электровводов и значительно уменьшило деформацию образца по сравнению с ранее применявшейся конфигурацией проводов [4].

Магнитосопротивление сурьмы при давлении до 77 кбар увеличивается с полем по закону $\Delta\rho\,(H)/\rho_0 \sim H^{1.6}$ в интервале полей от 2 до 80 кЭ, что характерно для полуметалла в ромбоэдрической фазе. При 77 кбар наблюдался фазовый переход в моноклинную фазу, фиксируемый по скачку сопротивления при комнатной температуре. После фазового перехода магнитосопротивление увеличивается с полем по закону $\Delta\rho\,(H)/\rho_0 \sim H^{0.9}$, что свидетельствует о существенной перестройке энергетического спектра сурьмы в этой фазе.

Концентрация носителей тока до 77 кбар определялась по методу, предложенному Поспеловым [5] и использованному в работах [6, 7]: $N \sim \int_0^\infty \sigma_{xx}(H)\,dH$. Поскольку абсолютные величины σ при малых размерах образца, ограниченных размерами камеры, получить трудно, определялась относительная величина $N\,(P)/N\,(0)$. Это отношение вычислялось из данных эксперимента до $H=80$ кЭ, вклад от проводимости в полях выше 80 кЭ оценивался из экстраполяции $\Delta\rho\,(H)/\rho_0$ от $H=80$ кЭ до бесконечности и составлял не более 10% от величины N. Точность вычисления N, связанная с ошибкой в определении ρ, не превышала 15%. Результаты расчета концентрации представлены на рис. 1. Зависимость от давления близка к экспоненциальной, при $P < 20$ кбар эти данные совпадают с данными работы [7].

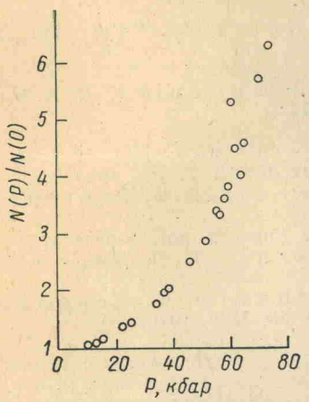


Рис. 1. Концентрация носителей тока в сурьме в зависимости от давления.

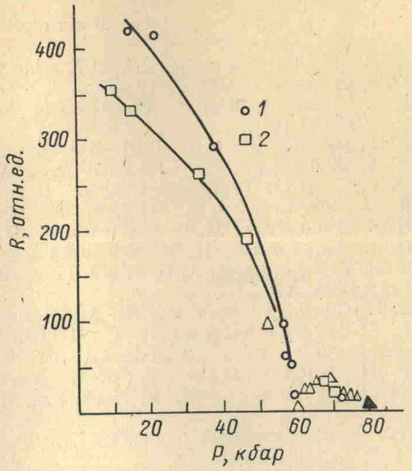


Рис. 2. Постоянная Холла $R\,(P)$, взятая при $H=70$ кЭ, в относительных единицах.
1 — $C_3 \parallel \mathbf{H}$, промежуточная ориентация оси C_3; 2 — $C_3 \perp \mathbf{H}$, образец в моноклинной фазе.

Постоянная Холла $R\,(H)=\rho_{xy}/H$ слабо растет с полем при $10 < H \leq 80$ кЭ при всех давлениях $P < 77$ кбар, однако абсолютная величина зависит от величины давления. На рис. 2 изображена в произвольных единицах величина R при $H=70$ кЭ, полученная на монокристаллах с различной ориентацией тригональной оси C_3. При давлениях $P < 60$ кбар заметны анизотропия и уменьшение R с давлением, выше 60 кбар анизотропия в пределах точности эксперимента ($\sim 10\%$) отсутствует. После перехода Sb в моноклинную фазу зависимость $R\,(H)$ становится иной: в полях $10 < H < 80$ кЭ наблюдается монотонное уменьшение этой величины.

Эти данные, а также плавное уменьшение анизотропии сопротивления [8] и термоэдс [9] подтверждают вывод о постепенном переходе ромбоэдрической решетки сурьмы в кубическую [10]. Поскольку в работе [11] показано, что при давлениях от 61 кбар до перехода в моноклинную фазу

в сурьме сосуществуют кубическая и ромбоэдрическая фазы, разброс точек на кривых зависимости $N(P)/N(0)$ и R от давления при $60 < P < 77$ кбар можно, по-видимому, объяснить разным количеством кубической фазы в образцах. Плавная зависимость $\rho(P)$ [8], термоэдс [9] и неизменность вида $\Delta\rho(H)/\rho_0$ от H при $60 < P < 77$ кбар позволяют предположить, что при постепенном приближении ромбоэдра к кубу и при сосуществовании ромбоэдрической и кубической фаз энергетический спектр электронов не претерпевает существенных изменений.

Авторы благодарят О. К. Ревякину и В. М. Теплинского за полезные советы при конструировании и калибровке аппаратуры.

Литература

[1] Л. Ф. Верещагин, Л. Г. Хвостанцев, А. П. Новиков. Патент Франции № 71.02157, 1972.
[2] I. S. Schilling, U. F. Klein, W. B. Holzapfel. Rev. Sci. Instr., *45*, 1353, 1974.
[3] L. J. van der Pauw. Phil. Res. Repts., *13*, 1, 1958.
[4] V. V. Kechin, A. I. Likhter, A. V. Rakhmanina, V. A. Venttsel, High Temp.-High Press, *4*, 159, 1972.
[5] Ю. А. Поспелов. ФТТ, *9*, 589, 1967.
[6] Н. Б. Брандт, Н. Я. Минина, Ю. А. Поспелов. ФТТ, *10*, 1268, 1968.
[7] Н. Б. Брандт, Н. Я. Минина, Письма ЖЭТФ, *7*, 264, 1968.
[8] Е. М. Боброва, А. Н. Иванов, В. В. Кечин, А. И. Лихтер. ФТТ, *16*, 1526, 1974.
[9] L. G. Chvostancev, V. A. Sidorov. Phys. St. Sol. (в печати).
[10] Т. Н. Колобянина, С. С. Кабалкина, Л. Ф. Верещагин, А. В. Федина. ЖЭТФ, *55*, 164, 1968.
[11] Т. Н. Колобянина, С. С. Кабалкина, Л. Ф. Верещагин, А. Я. Мичков, М. Ф. Качан. ЖЭТФ, *59*, 1147, 1970.

Институт физики высоких давлений
АН СССР
Академгородок
Московская обл.
Подольский р-н

Поступило в Редакцию
9 января 1978 г.
В окончательной редакции
15 мая 1978 г.

Физика твердого тела, том 20, в. 10, 1978
Solid State Physics, vol. 20, № 10, 1978

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ СТЕРЖНЯХ

В. В. Данилов, Б. Е. Журиленко, В. И. Сугаков

Рассмотрим магнитостатические волны (МСВ) в намагниченном ферритовом стержне длиной l и стороной квадрата сечения d. Если $l \gg d$, то вдали от торцов внутреннее магнитное поле зависит только от одной переменной z. МСВ с частотой ω, возбуждаемая на одном из торцов, распространяется вдоль оси стержня. Соответствующее ей магнитное поле описывается потенциалом Ψ, который удовлетворяет уравнению Уокера [1]. Применяя стандартную методику квазиклассического приближения [2], можно получить для наиболее интенсивно возбуждаемой волны следующее выражение

$$\Psi = Ak^{-1/2} \sin\frac{\pi}{d}x \sin\frac{\pi}{d}y \exp\left(i\int kdz - i\omega t\right), \qquad (1)$$

где $A = \text{const}$,

$$k = k' + ik'', \quad k' = \frac{\pi}{d}\omega_M^{1/2}(\omega - \omega_H)^{-1/2}, \quad k'' = \frac{\pi}{2d}\omega_r\omega_M^{1/2}(\omega - \omega_H)^{-3/2}, \qquad (2)$$