ТЕОРИЯ ПЬЕЗОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $HgCr_2Se_4$ и $CdCr_2Se_4$ *p*-ТИПА

Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г.

Рассматривается пьезосопротивление в ферромагнитной области температур, когда валентная зона Γ_8 расщеплена p—d-обменным взаимодействием на 4 невырожденные подзоны. Считается, что изменение энергии электрона при деформации меньше величины обменного расщепления. Рассмотрена зависимость пьезосопротивления от направления магнитного поля. Оценка констант деформационного потенциала показала, что их величины близки к значениям, характерным для германия, кремния и соединений $A^{III}B^{V}$.

Изучение влияния давления на кинетические эффекты в полупроводниках является эффективным средством исследования зонной структуры. В недавно появившихся работах [1, 2] приведены результаты измерений пьезосопротивления n- и p-$HgCr_2Se_4$ в пара- и ферромагнитных фазах. Анализируя их, авторы указанных работ пришли к заключению, что в $HgCr_2Se_4$ электроны движутся в сферически симметричной зоне s-типа, а валентная зона является вырожденной в точке Г (при температурах, превышающих температуру Кюри T_c). Эти выводы полностью согласуются с моделью зонных структур $HgCr_2Se_4$ и $CdCr_2Sn_4$, предложенной в [3-5] на основе анализа результатов зонных расчетов и данных по оптическому поглощению. Эта модель была применена для объяснения анизотропии магнитосопротивления указанных полупроводников [3, 5], а также магнитопоглощения света в $HgCr_2Se_4$ [6]. В настоящей работе она используется для построения теории пьезосопротивления при $T < T_c$.

1. Пьезосопротивление при $\mathbf{H} \parallel [001]$

Потолку валентной зоны принадлежат, по-видимому, состояния, преобразующиеся по представлению Γ_{15}. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению $\Gamma_{15} \rightarrow \Gamma_8 + \Gamma_{6v}$; из-за большой величины расщепления состояния Γ_{6v} можно не учитывать. При $T < T_c$ обменное p—d-взаимодействие приводит к дальнейшему расщеплению зоны Γ_8 на 4 невырожденные подзоны, отделенные друг от друга (при волновом векторе $k=0$) энергетическим зазором $\Delta_{ex} = |A_v \langle S \rangle| /3$, где A_v — p—d-обменный интеграл, $\langle S \rangle$ — средняя величина локализованного спина. Наивысшее по энергии электронное состояние соответствует проекции момента $m=+3/2$ (ось квантования направлена вдоль намагниченности $\mathbf{M}$). Спектр дырок в таких подзонах является анизотропным и зависит от направления $\mathbf{M}$, а эффективные массы «тяжелых» ($m=\pm 3/2$) и «легких» ($m=\pm 1/2$) дырок даются выражением [3-5]

$$\frac{\hbar^2}{2} (M_{h,l}^{-1})_{ij} = \delta_{ij} (\gamma_1 \pm \gamma_2 \mp 3\gamma_2 n_i^2) \pm 3 (1 - \delta_{ij}) \gamma_3 n_i n_j, \qquad (1)$$

где $i, j = x, y, z$, оси координат направлены вдоль осей 4-го порядка, γ_α — параметры Латтинджера, определенные согласно [7], $\mathbf{n} = \mathbf{M}/M$. Изменение эффективных масс при изменении направления намагниченности $\mathbf{M}$ обусловливает большую анизотропию магнитосопротивления.

В ферромагнитной области при магнитном поле $\mathbf{H}=0$ образец разбит на домены, каждый из которых характеризуется своим направлением намагниченности и, следовательно, своими кинетическими характеристиками. На опыте обычно измеряются величины, относящиеся ко всему образцу, так что при $\mathbf{H}=0$ результаты измерений зависят от особенностей доменной структуры, учесть которые затруднительно. По этой причине измерения проводят в достаточно сильном магнитном поле, когда $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ и образец находится в однодоменном состоянии. Далее это условие считается выполненным.

В деформированном кристалле как положение экстремумов подзон, так и законы дисперсии электронов изменяются, причем эти изменения различны для разных направлений намагниченности. Для их нахождения необходимо решить дисперсионное уравнение $|\hat{\mathscr{H}}(\boldsymbol{\Delta}_{ex})+\hat{\mathscr{H}}(\hat{\varepsilon})+\hat{\mathscr{H}}(\mathbf{k})-\hat{I}E|=0$; входящие в него матрицы $\hat{\mathscr{H}}(\Delta_{ex})$, $\hat{\mathscr{H}}(\hat{\varepsilon})$ и $\hat{\mathscr{H}}(\mathbf{k})$ в базисе Кона—Латтинджера приведены в [7] ($\boldsymbol{\Delta}_{ex}=\Delta_{ex}\,\mathbf{n}$ — обменное поле, $\hat{\varepsilon}$ — тензор деформации).

Наиболее простым является случай $\mathbf{n}=(0,\ 0,\ 1)$, когда матрица $\hat{\mathscr{H}}(\boldsymbol{\Delta}_{ex})$ является диагональной, так что гамильтониан имеет вид

$$\hat{\mathscr{H}}=\begin{pmatrix} \tilde{F}+3\Delta_{ex}/2 & \tilde{H} & \tilde{I} & 0 \\ \tilde{H}^* & \tilde{G}+\Delta_{ex}/2 & 0 & \tilde{I} \\ \tilde{I}^* & 0 & \tilde{G}-\Delta_{ex}/2 & -\tilde{H} \\ 0 & \tilde{I}^* & -\tilde{H}^* & \tilde{F}-3\Delta_{ex}/2 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где, согласно [7],

$$\begin{aligned} \tilde{F}&=-(\gamma_1+\gamma_2)(k_x^2+k_y^2)-(\gamma_1-2\gamma_2)k_z^2+a\varepsilon+(b/2)(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}-2\varepsilon_{zz}),\\ \tilde{G}&=-(\gamma_1-\gamma_2)(k_x^2+k_y^2)-(\gamma_1+2\gamma_2)k_z^2+a\varepsilon-(b/2)(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}-2\varepsilon_{zz}),\\ \tilde{I}&=-\sqrt{3}\,\gamma_2(k_x^2-k_y^2)+2\sqrt{3}\,i\gamma_3k_xk_y+(\sqrt{3}\,b/2)(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_{yy})-id\varepsilon_{xy},\\ \tilde{H}&=2\sqrt{3}\,\gamma_3k_z(k_y+ik_x)-id\,(\varepsilon_{xz}-\varepsilon_{yz}), \end{aligned} \tag{3}$$

$\varepsilon=\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}+\varepsilon_{zz}$, a, b и d — константы деформационного потенциала.

Считая, что изменение энергии электрона при деформации много меньше обменного расщепления (это соответствует условиям эксперимента), легко написать приближенное решение дисперсионного уравнения

$$E_{\pm 3/2}=\pm\frac{3}{2}\Delta_{ex}+\tilde{F}\pm\frac{1}{2\Delta_{ex}}(|\tilde{I}|^2+2|\tilde{H}|^2),\quad E_{\pm 1/2}=\pm\frac{1}{2}\Delta_{ex}+\tilde{G}\pm\frac{1}{2\Delta_{ex}}(|\tilde{I}|^2-2|\tilde{H}|^2). \tag{4}$$

Как видно из (3) и (4), энергетический зазор между подзонами с $m=3/2$ и $m=1/2$ (другие нам не понадобятся) имеет вид

$$\delta E=\Delta_{ex}+b\,(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}-2\varepsilon_{zz}), \tag{5}$$

а поправка к эффективным массам дается теми слагаемыми в правой части формул (4), которые линейны по ε_{ij} и квадратичны по волновому вектору. Соответствующие выражения оказываются довольно громоздкими, поэтому мы ограничимся случаями, изученными в эксперименте [1, 2]. В этих работах измерялось сопротивление образца при одноосной деформации вдоль направления $\mathbf{l}$, причем ток $\mathbf{j}$ был направлен либо параллельно $\mathbf{l}$, либо $\mathbf{j}\parallel\mathbf{t}$, где $\mathbf{t}\perp\mathbf{l}$. Были изучены два случая: 1) $\mathbf{l}\parallel[100]$, $\mathbf{t}\parallel[010]$; 2) $\mathbf{l}\parallel[1\bar{1}0]$, $\mathbf{t}\parallel[110]$. При этом $\varepsilon_{xz}=\varepsilon_{yz}=0$, поэтому слагаемое $\pm|\tilde{H}|^2/\Delta_{ex}$ в (4) учитывать не нужно. Эффективные массы дырок даются выражениями

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)_{xx}&=\gamma_1\pm\gamma_2+\frac{3b}{2\Delta_{ex}}\gamma_2(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_{yy}),\\ \left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)_{yy}&=\gamma_1\pm\gamma_2-\frac{3b}{2\Delta_{ex}}\gamma_2(\varepsilon_{xx}-\varepsilon_{yy}),\\ \left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)_{xy}&=\frac{\sqrt{3}\,d}{2\Delta_{ex}}\gamma_3\varepsilon_{xy},\quad \left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)_{zz}=\gamma_1\mp 2\gamma_2, \end{aligned} \tag{6}$$

где верхний знак относится к тяжелым, а нижний — к легким дыркам.

Измерения проводились при $T=78$ K, когда $\Delta_{ex} > T$, поэтому достаточно учесть дырки в зонах с $m=3/2$ и $m=1/2$. Обозначая концентрацию дырок в этих зонах как n_h и n_l и учитывая, что $n_l/n_h \sim \exp(-\delta E/T) \ll 1$, для логарифмической производной удельного сопротивления ρ_l по давлению P ($P > 0$ для растягивающих напряжений) при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{l}$ в случае (1) имеем

$$\pi_l^{(1)} = \frac{\partial \ln \rho_l^{(1)}}{\partial P} \approx \frac{\partial}{\partial P} \ln \frac{M_{xx}^h}{\tau_{xx}^h} - \frac{\partial}{\partial P} \ln n_h + \frac{M_{xx}^h \tau_{xx}^l (m_d)^{3/2}}{M_{xx}^l \tau_{xx}^h (m_d^h)^{3/2}} \frac{e^{-\Delta_{ex}/T}}{T} \frac{\partial}{\partial P} \delta E, \tag{7}$$

где $\tau_{ij}^{h,\,l}$ — компоненты тензора времен релаксации, $m_d^{h,\,l}$ — эффективная масса плотности состояний; все величины в правой части (7) взяты (после вычисления производных) при $P=0$. Выражение для $\partial \ln \rho_t^{(1)}/\partial P$ (т. е. при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{t}$) отличается от (7) заменой $x \to y$.

Изменение сопротивления при деформации происходит, во-первых, благодаря изменению эффективных масс и времен релаксации дырок [первое слагаемое в (7)] и, во-вторых, из-за изменения концентрации носителей и их перераспределения между подзонами (второе и третье слагаемые). Для разности $\pi=\pi_l-\pi_t$ в рассматриваемом случае (1) имеем

$$\pi^{(1)} = \frac{\partial}{\partial P} \ln \left(\frac{M_{xx}^h \tau_{yy}^h}{M_{yy}^h \tau_{xx}^h} \right) + \left(\frac{M_{xx}^h \tau_{xx}^l}{M_{xx}^l \tau_{xx}^h} - \frac{M_{yy}^h \tau_{yy}^l}{M_{yy}^l \tau_{yy}^h} \right) \left(\frac{m_d^l}{m_d^h} \right)^{3/2} \frac{e^{-\Delta_{ex}/T}}{T} \frac{\partial}{\partial P} \delta E. \tag{8}$$

При $P=0$ ось Oz является осью 4-го порядка, поэтому $M_{xx}^{h,\,l} = M_{yy}^{h,\,l}$, $\tau_{xx}^{h,\,l} = \tau_{yy}^{h,\,l}$, так что второе слагаемое в (8) обращается в нуль, и $\pi^{(1)}$ определяется только зависимостью M_{ij}^h и τ_{ij}^h от давления [в рассматриваемом линейном по $\exp(-\delta E/T)$ приближении]. Вид зависимости $\hat{\tau}(P)$ определяется механизмами рассеяния дырок. Принимая во внимание высокую дефектность и большую степень компенсации рассматриваемых материалов, будем предполагать, что наиболее существенным является рассеяние дырок на дефектах с сильно локализованным потенциалом. В этом случае как для легких, так и для тяжелых дырок тензор $\hat{\tau}$ кратен единичному, причем $\hat{\tau}^{h,\,l} = \tau_0 (m_d^{h,\,l})^{-3/2} \hat{I}$. Формула для $\pi^{(1)}$ тогда еще более упрощается и с учетом (6) принимает вид

$$\pi^{(1)} = \frac{\partial}{\partial P} \ln \frac{M_{xx}^h}{M_{yy}^h} \simeq - \frac{3b\gamma_2^*}{\Delta_{ex}} \frac{\partial}{\partial P} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) = - \frac{3b\gamma_2^*}{\Delta_{ex} C'}, \tag{9}$$

где $C'=C_{11}-C_{12}$, C_{ij} — упругие модули, $\gamma_2^*=\gamma_2/\gamma_1$; как показано в [3], γ_2^* (а также $\gamma_3^*=\gamma_3/\gamma_1$) много меньше единицы.

Совершенно аналогично рассматривается случай (2), когда $\mathbf{l} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{t} \parallel [110]$. Результат получается следующий:

$$\pi^{(2)} = -\sqrt{3}\, d\gamma_3^*/2\Delta_{ex} C_{44}. \tag{10}$$

2. Осцилляции пьезосопротивления

Изменение эффективных масс дырок при изменении ориентации намагниченности относительно кристаллографических осей приводит к тому, что при вращении магнитного поля вокруг какой-либо оси сопротивление образца меняется периодически (аналогичный эффект наблюдался и в магнитопоглощении). При этом, если ток течет вдоль оси 3-го или 4-го порядка, а магнитное поле вращается перпендикулярно току, осцилляции либо не наблюдаются, либо очень малы; если же ток направлен вдоль оси симметрии 2-го порядка (и по-прежнему $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$), то как в p-$HgCr_2Se_4$, так и в p-$CdCr_2Se_4$ наблюдаются ясно выраженные $180°$ осцилляции магнитосопротивления (см. [3, 5] и цитированную там литературу). Аналогичные эффекты должны наблюдаться и в пьезосопротивлении.

Основная трудность при нахождении спектра электронов состоит в том, что матрица $\mathcal{H}(\Delta_{ex})$ уже не является диагональной, так что прежде всего следовало бы найти унитарную матрицу, диагонализирующую $\mathcal{H}(\Delta_{ex})$, после чего можно было бы использовать теорию возмущений. Мы, однако, применим несколько другой способ, приводящий к тому же результату, но физически более прозрачный.

Запишем матрицы $\hat{\mathscr{H}}(\Delta_{ex})$, $\hat{\mathscr{H}}(\mathbf{k})$ и $\hat{\mathscr{H}}(\hat{\varepsilon})$ в следующем виде [7]:

$$\hat{\mathscr{H}}(\Delta_{ex}) = \Delta_{ex}\cdot\hat{\mathbf{J}},$$

$$\hat{\mathscr{H}}(\mathbf{k}) = -\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right)k^2\hat{I} + 2\gamma_2\sum_i \hat{J}_i^2 k_i^2 + 2\gamma_3 \sum_{i\neq j}[\hat{J}_i,\ \hat{J}_j]\,k_i k_j, \tag{11}$$

$$\hat{\mathscr{H}}(\hat{\varepsilon}) = \left(a + \frac{5}{4}b\right)\varepsilon\hat{I} - b\sum_i \hat{J}_i^2\varepsilon_{ii} - \frac{d}{\sqrt{3}}\sum_{i\neq j}[\hat{J}_i,\ \hat{J}_j]\,\varepsilon_{ij}, \quad i,\ j = x,\ y,\ z,$$

где $\hat{\mathbf{J}} = (\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z)$ — матрицы момента 3/2, $[\hat{J}_i, \hat{J}_j]$ — их симметризованные произведения; явный вид этих матриц можно найти в [7]. Осью квантования в формулах (11) является ось Oz. Зададим новую ось квантования, направив ее вдоль намагниченности, для чего перейдем в систему координат, задаваемую ортами $\mathbf{e}_3 = \mathbf{n}$, $\mathbf{e}_2 = [\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_3]/|[\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_3]|$, $\mathbf{e}_1 = [\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3]$.

Преобразованные матрицы имеют вид $(n_\perp^2 = n_x^2 + n_y^2)$

$$\hat{\mathscr{H}}'(\Delta_{ex}) = \Delta_{ex}\hat{J}_3, \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\mathscr{H}}'(\mathbf{k}) = {} & -\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right)k^2\hat{I} + 2\gamma_2\left\{\hat{J}_1^2\frac{n_z^2}{n_\perp^2}(n_x^2k_x^2 + n_y^2k_y^2 + n_\perp^2k_z^2) + \hat{J}_2^2\frac{n_y^2k_x^2 + n_x^2k_y^2}{n_\perp^2} + \right.\\
& + \hat{J}_3^2(n_x^2k_x^2 + n_y^2k_y^2 + n_z^2k_z^2) + 2[\hat{J}_1,\ \hat{J}_2]\frac{n_xn_yn_z}{n_\perp^2}(k_y^2 - k_x^2) + 2[\hat{J}_1,\ \hat{J}_3]\frac{n_z}{n_\perp}(n_x^2k_x^2 + n_y^2k_y^2 - n_\perp^2k_z^2) +\\
& \left. + 2[\hat{J}_2, \hat{J}_3]\frac{n_xn_y}{n_\perp}(k_y^2 - k_x^2)\right\} + 4\gamma_3\left\{\hat{J}_1^2\left(\frac{n_xn_yn_z^2}{n_\perp^2}k_xk_y - n_xn_zk_xk_z - n_yn_zk_yk_z\right) - \hat{J}_2^2\frac{n_xn_y}{n_\perp^2}k_xk_y + \right.\\
& + \hat{J}_3^2(n_xn_yk_xk_y + n_xn_zk_xk_z + n_yn_zk_yk_z) + [\hat{J}_1,\ \hat{J}_2]\left[\frac{(n_x^2 - n_y^2)\,n_z}{n_\perp^2}k_xk_y + n_yk_xk_z - n_xk_yk_z\right] +\\
& + [\hat{J}_1,\ \hat{J}_3]\left[\frac{2n_xn_yn_z}{n_\perp}k_xk_y + \frac{(n_z^2 - n_\perp^2)}{n_\perp}(n_xk_xk_z + n_yk_yk_z)\right] + [\hat{J}_2,\ \hat{J}_3]\times\\
& \left. \times\left[\frac{(n_x^2 - n_y^2)}{n_\perp}k_xk_y - \frac{n_z}{n_\perp}(n_yk_xk_z - n_xk_yk_z)\right]\right\}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Матрица $\hat{\mathscr{H}}'(\hat{\varepsilon})$ получается из (13) заменой $\gamma_1 \to -a$, $\gamma_2 \to -5b/4$, $\gamma_3 \to -d/2\sqrt{3}$, $k_ik_j \to \varepsilon_{ij}$, матрицы $\hat{J}_{1,2,3}$ совпадают с $\hat{J}_{x,y,z}$.

Дальнейшие выкладки вполне аналогичны тем, что привели нас к формулам (5) и (6). Энергетический зазор между подзонами дается выражением

$$\delta E = \Delta_{ex} + b\varepsilon - 3b\,(n_x^2\varepsilon_{xx} + n_y^2\varepsilon_{yy} + n_z^2\varepsilon_{zz}) - 2\sqrt{3}\,d\,(n_xn_y\varepsilon_{xy} + n_xn_z\varepsilon_{xz} + n_yn_z\varepsilon_{yz}), \tag{14}$$

из которого следует, что δE весьма существенно зависит не только от тензора деформации, но и от ориентации намагниченности. Сказанное в полной мере относится и к тензору эффективных масс, но для него получаются столь громоздкие выражения, что выписать их нет никакой возможности. Мы ограничимся приведением выражения для $\pi = \pi_l - \pi_t$ в случае (3), когда $\mathbf{l} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{t} \parallel [110]$, а магнитное поле вращается в плоскости (110). Формула имеет следующий вид:

$$\pi^{(3)} = \gamma_3^* f(\theta) + 6\gamma_3^*\sin^2\theta\left[-\frac{b}{C'} + \frac{3}{2}\sin^2\theta\left(\frac{b}{C'} - \frac{d}{2\sqrt{3}\,C_{44}}\right)\right]\frac{e^{-\Delta_{ex}/T}}{T}, \tag{15}$$

где θ — угол между намагниченностью и осью Oz,

$$\begin{aligned}
f(\theta) = -\frac{3}{4\Delta_{ex}}\left[\frac{1}{8}\left(\frac{b}{C'} + \frac{21d}{2\sqrt{3}\,C_{44}}\right) - \frac{1}{2}\cos 2\theta\left(\frac{b}{C'} - \frac{3d}{2\sqrt{3}\,C_{44}}\right) + \right.\\
\left. + \frac{1}{8}\cos 4\theta\left(\frac{3b}{C'} - \frac{d}{2\sqrt{3}\,C_{44}}\right)\right].
\end{aligned} \tag{16}$$

Первое слагаемое в (15) определяется изменением эффективной массы дырок в подзоне с $m=3/2$, а второе — перераспределением носителей между подзонами с $m=3/2$ и $m=1/2$. При выводе (15), как и ранее, предполагалось, что $\gamma^*_{2,\ 3} \ll 1$, $\exp(-\delta E/T) \ll 1$.

Входящие в (15) и (16) константы деформационного потенциала можно с помощью (9) и (10) выразить через $\pi^{(1)}$ и $\pi^{(2)}$, что дает

$$\pi^{(3)}(\theta) = \varphi_1(\theta) + \varphi_2(\theta)\, xe^{-x}, \tag{17}$$

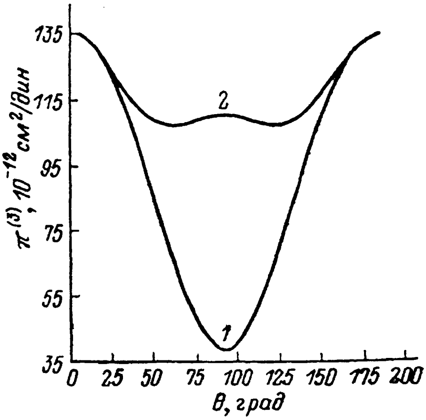
где

$$\varphi_1(\theta) = \frac{\alpha\pi^{(1)} + 21\pi^{(2)}}{32} + \frac{1}{8}\left[-\alpha\pi^{(1)} + 3\pi^{(2)}\right]\cos 2\theta - \frac{1}{32}\left[-3\alpha\pi^{(1)} + \pi^{(2)}\right]\cos 4\theta,$$

$$\varphi_2(\theta) = 3\sin^2\theta\left[\frac{2}{3}\alpha\pi^{(1)} + (-\alpha\pi^{(1)} + \pi^{(2)})\sin^2\theta\right], \tag{18}$$

$$\alpha = \gamma_3/\gamma_2, \qquad x = \Delta_{ex}/T.$$

При низких температурах, т. е. при $x \gg 1$, угловая зависимость целиком определяется угловой зависимостью эффективной массы дырок с $m=3/2$ (если, конечно, доминирующим остается зонный тип проводимости). При повышении температуры весьма существенным может оказаться второе слагаемое в (17), что приводит к сильному изменению угловой зависимости (см. рисунок, где $\pi^{(1)} = 29 \cdot 10^{-12}$, $\pi^{(2)} = 136 \cdot 10^{-12}$ см²/дин [1, 2], $\alpha \simeq 0.63$ в согласии с данными работы [3], а величина $x=2.5$). При низких температурах угловая зависимость $\pi^{(3)}(\theta)$ является почти косинусоидальной, а при возрастании T на 180° колебания накладываются 90° заметной амплитуды.



Зависимость $\pi^{(3)} = \pi_l - \pi_t$ от угла θ между намагниченностью и осью Oz.

T, К: *1* — 0 (все носители в подзоне $m=3/2$), *2* — 78 ($\Delta_{ex}=0.017$ эВ, часть носителей активирована в подзону $m=1/2$).

3. Оценка констант деформационного потенциала в $HgCr_2Se_4$

Как ясно из изложенного, наиболее простые с теоретической точки зрения случаи (1) и (2) являются и наиболее важными, так как по результатам измерений $\pi^{(1)}$ и $\pi^{(2)}$ можно определить константы деформационного потенциала b и d, если известны γ_2^*, γ_3^*, Δ_{ex} и упругие модули. Значения $\pi^{(1)}$ и $\pi^{(2)}$ приведены выше. Оценка γ_2^* и γ_3^* для $HgCr_2Se_4$ сделана в [3] на основе анализа результатов измерения магнитосопротивления: $\gamma_2^* \approx 0.11$, $\gamma_3^* \approx 0.07$. Величина Δ_{ex} известна только для $CdCr_2Se_4$, где $\Delta_{ex} \approx 0.025$ эВ при $T=16$ К [4, 5]. Для $HgCr_2Se_4$ данных нет, но, поскольку в обоих шпинелях потолку валентной зоны в точке Г соответствуют состояния, образованные $4p$-состояниями селена, значения p—d-обменного интеграла в этих соединениях не должны сильно различаться; в наших оценках мы будем считать их равными. Поскольку при $T=78$ К относительная намагниченность $HgCr_2Se_4$ примерно равна 0.7, для Δ_{ex} получаем ≈ 0.017 эВ. Упругие модули в настоящее время не известны как для $HgCr_2Se_4$, так и для $CdCr_2Se_4$, поэтому мы, следуя [1, 2], будем пользоваться данными для $CdIn_2S_4$, принимая для C' и C_{44} следующие значения: $C' \approx 10^{12}$, $C_{44} \approx 3 \times 10^{11}$ дин/см².

Подставляя указанные значения параметров в формулы (9) и (10), находим, что в $HgCr_2Se_4$ $b \approx -1.5$ эВ, $d \approx -11$ эВ.

Как известно [8], в германии, кремнии и соединениях $A^{III}B^{V}$ b и d отрицательны, причем $|b|$ заметно меньше $|d|$: $|b| \sim 1.5 \div 2.0$ эВ, $|d| \sim 3.5 \div 5.5$ эВ. Наши значения констант деформационного потенциала для $HgCr_2Se_4$

имеют те же знак и порядок величины. Правда, для $|d|$ получилось значение, приблизительно в 2 раза превосходящее максимальное из приведенных в [8], но так ли это в действительности или такое различие появилось из-за грубости оценок, в настоящее время сказать трудно. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

Список литературы

[1] Галдикас А., Гребинский С., Мицкявичус С. // Деп. ВИНИТИ АН СССР. М., 1987. № 4374-В87.
[2] Galdikas A., Grebinskii S., Mickevičius // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 107. N 1. P. K53—K55.
[3] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А. и др. // Препринт ИФМ УрО АН СССР. Свердловск, 1987. № 87/2.
[4] Ауслендер М. И. Бебенин Н. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. В.4. С. 945—951.
[5] Auslender M. I., Bebenin N. G. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 7. P. 761—764
[6] Ауслендер М. И., Барсукова Е. В.,Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 1. С. 247—252.
[7] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 504 с.
[8] Wiley J. D. // Semiconductors a. Semimetals. N. Y., 1975. V. 10. P. 91—174.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Получена 13.10.1989
Принята к печати 21.02.1990