

# Аналитическая теория анизотропии зоны проводимости A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>-полупроводников в сильном магнитном поле

П. С. Алексеев<sup>1)</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 4 мая 2009 г.

Изучены поправки от кубического по волновому вектору  $K^3$ -слагаемого Дрессельхауза к энергиям основного и первого уровней Ландау электронов в A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>-полупроводниках. Найденные поправки вместе с ранее известными поправками за счет  $K^4$ -членов в гамильтониане электрона дают полное аналитическое описание анизотропии вершины зоны проводимости A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>-полупроводников в ультраквантовом магнитном поле. Проведенный анализ экспериментальных данных по расщеплению линии циклотронного резонанса в GaAs подтверждает реальность изученного механизма анизотропии.

PACS: 71.18.+y, 71.70.Di, 76.40.+b

Для кубических кристаллов характерной является ситуация, когда некоторый эффект в первом приближении не зависит от ориентации внешнего поля относительно кристаллографических осей. Поэтому представляет интерес изучение анизотропных поправок к различным эффектам – при этом проявляется принципиальное отличие свойств кубического кристалла от свойств изотропной среды. В полупроводниках ярким примером эффектов такого типа является зависимость энергии циклотронного резонанса электронов от направления магнитного поля относительно образца. В работе [1] была экспериментально изучена анизотропия циклотронного резонанса в *n*-GaAs. При  $T = 4.2$  К в ультраквантовом магнитном поле,  $\hbar\omega_c \gg E_F$ , наблюдалась зависимость от величины магнитного поля сдвиг и расщепление линии перехода электронов между основным ( $n = 0$ ) и первым ( $n = 1$ ) уровнями Ландау. Расщепление линии связывалось с различием *g*-фактора электрона для  $n = 0$  и  $n = 1$  уровней. Была обнаружена разница в расщеплении линии для магнитного поля вдоль  $\langle 100 \rangle$ - и  $\langle 110 \rangle$ -направлений, что свидетельствует об анизотропии *g*-фактора. В работах [2, 3] получены данные по анизотропии циклотронного резонанса в *n*-GaAs, аналогичные данным [1], но более полные. В [2] магнитное поле изменялось в более широком диапазоне и было направлено как вдоль  $\langle 100 \rangle$ - и  $\langle 110 \rangle$ -осей, так и вдоль  $\langle 111 \rangle$ -оси. В [3] расщепление линии циклотронного резонанса было измерено как функция угла магнитного поля в плоскости  $\{110\}$ .

Теоретические подходы к описанию анизотропии зоны проводимости A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>-полупроводников в сильном магнитном поле и, в частности, анизотропии

циклотронного резонанса электронов были заложены еще в статьях [1–3]. Работы [4, 5] дают окончательную формулировку двух теоретических подходов к описанию этих эффектов. Подход А (работа [4]) есть численный поиск уровней Ландау электронов в 14-зонном *kp*-гамильтониане. В подходе В (работы [5, 6]) сначала из 14-зонного *kp*-гамильтониана строится 2×2-гамильтониан электрона проводимости с точностью до членов четвертого порядка по обобщенному импульсу  $\hat{\mathbf{K}} = -i(\partial/\partial\mathbf{r}) + (e/\hbar c)\mathbf{A}$ . Затем ищутся уровни Ландау в рамках  $K^4$ -гамильтониана. В работе [1] анизотропия расщепления линии циклотронного резонанса была связана с членом

$$\hat{H}_\tau = \eta (\hat{\tau}(\hat{\mathbf{K}}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad \hat{\tau}_i(\hat{\mathbf{K}}) = \mathcal{H}_i \hat{K}_i^2, \quad (1)$$

в  $K^4$ -гамильтониане, что является упрощенной формой подхода В. В формуле (1)  $\eta$  – константа материала,  $\mathcal{H}$  – магнитное поле, координатные оси направлены вдоль кристаллографических осей  $\langle 100 \rangle$ . В работе [5] путем численного разложения по собственным функциям гармонического осциллятора был проделан расчет первых двух уровней Ландау с учетом всех констант в  $K^4$ -гамильтониане. Как обсуждалось в [5], подход В последовательнее, чем подход А, и позволяет гораздо более однозначно восстановить из экспериментальных данных константы материала.

Работа [7] представляет собой развитие подхода В. Кроме члена (1) и бессpinового члена  $\beta(\hat{K}_x^4 + \hat{K}_y^4 + \hat{K}_z^4)$  в  $K^4$ -гамильтониане электрона анизотропией обладает только  $K^3$ -слагаемое Дрессельхауза:

$$\hat{H}_{SO} = \gamma (\hat{\kappa}(\hat{\mathbf{K}}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}). \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  – константа Дрессельхауза,  $\hat{\kappa}_i(\hat{\mathbf{K}}) = \hat{K}_{i+1}\hat{K}_i\hat{K}_{i+1} - \hat{K}_{i+2}\hat{K}_i\hat{K}_{i+2}$  (индекс  $i$  циклически

<sup>1)</sup>e-mail: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

принимает значения  $x$ ,  $y$  и  $z$ ). В [7] исследовались поправки за счет взаимодействия (2) к состояниям электрона в ультраквантовом магнитном поле (по устоявшейся терминологии, поправки к  $g$ -фактору). В ультраквантовом случае равновесные электроны находятся на основном уровне Ландау и выполняется неравенство  $k_{\mathcal{H}}l_m \ll 1$ , где  $k_{\mathcal{H}}$  – волновой вектор электрона вдоль направления  $\mathcal{H}$ ,  $l_m$  – магнитная длина. Поэтому поправки первого порядка от взаимодействия (2), линейные по  $k_{\mathcal{H}}$  (см. формулу (6) в [7]), становятся малы по сравнению с поправками второго порядка, не исчезающими при  $k_{\mathcal{H}} \rightarrow 0$ . Итак, характерная энергия (анизотропных) поправок от члена Дрессельхауза для нескольких первых уровней Ландау при  $k_{\mathcal{H}}l_m \ll 1$  квадратично зависит от  $\mathcal{H}$  и дается формулой

$$\nu(\mathcal{H}) = \frac{(\gamma/l_m^3)^2}{\hbar\omega_c} = \frac{e^2 m^* \gamma^2 \mathcal{H}^2}{c^2 \hbar^4}, \quad (3)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона. В [7] был сделан численный расчет зависящего от направления поля  $\mathcal{H}$  безразмерного коэффициента перед  $\nu$  в выражениях для поправок к энергии основного уровня Ландау. В ультраквантовом случае  $\hat{K}^4 \sim (1/l_m)^4 \sim \mathcal{H}^2$ . Следовательно, анизотропию состояний электронов с точностью до квадратичных по  $\mathcal{H}$  членов определяют слагаемое Дрессельхауза  $\hat{H}_{SO}$ , а также  $K^4$ -слагаемые  $\hat{H}_T$  и  $\beta(\hat{K}_x^4 + \hat{K}_y^4 + \hat{K}_z^4)$ , причем относительная сила каждого из этих механизмов анизотропии не зависит от абсолютной величины  $\mathcal{H}$ <sup>2)</sup>.

В этой статье на основе предложенного в [7] подхода рассчитаны поправки от слагаемого Дрессельхауза  $\hat{H}_{SO}$  к энергиям  $n = 0$  и  $n = 1$  уровней Ландау. Вычисленные поправки представляют собой анизотропные сдвиг и расщепление каждого уровня и дают вклад в сдвиг и расщепление линии циклотронного резонанса  $0^\pm \rightarrow 1^\pm$ . Для случая GaAs вклад от члена  $\hat{H}_{SO}$  в анизотропию расщепления линии циклотронного резонанса составляет до  $-10\%$  от анизотропии за счет члена (1), что неплохо согласуется с экспериментальными данными [2, 3] и уточняет их описание численным расчетом [4, 5]. В работах [4, 5] была рассчитана зависимость расщепления линии циклотронного резонанса от одного угла, описывавшего направление магнитного поля относительно кристаллографических осей. Здесь же аналитически получена полная угловая зависимость анизотропии

<sup>2)</sup> Отметим здесь, что в работе [7] в связи с арифметической ошибкой была неверно вычислена константа  $\eta$  по формулам работы [6], что привело к недооценке вклада от слагаемого  $\hat{H}_T$  в величину анизотропии  $g$ -фактора.

расщепления линии, отражающая симметрию кристалла. Показано, что вклад от члена  $\hat{H}_{SO}$  в сдвиг уровней Ландау пренебрежимо мал по сравнению с эффектом от члена  $\beta(\hat{K}_x^4 + \hat{K}_y^4 + \hat{K}_z^4)$ . Таким образом, получено аналитическое описание анизотропии вершины зоны проводимости  $A_3B_5$ -полупроводников в ультраквантовом магнитном поле.

Для расчета совместного влияния членов  $\hat{H}_T$  и  $\hat{H}_{SO}$  на энергию  $n$ -го уровня Ландау нужно построить “одноуровневый” гамильтониан теории возмущений (матрицу  $2 \times 2$ ) с учетом  $\hat{H}_{SO}$  во втором и  $\hat{H}_T$  в первом порядке теории возмущений:

$$\hat{H}_n^{(SO,\tau)} = \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) + \hat{H}_Z + \hat{H}_{n,SO}^{(2)} + \hat{H}_{n,T}^{(1)}. \quad (4)$$

Здесь  $\hbar\omega_c(n + 1/2)$  – главный член,  $H_Z = g\mu_B(\mathcal{H} \cdot \hat{\sigma})/2$  – зеемановское слагаемое,  $\hat{H}_{n,T}^{(1)} = \langle n | \hat{H}_T | n \rangle$ , член  $\hat{H}_{n,SO}^{(2)}$  учитывает смешивание уровня  $n$  за счет  $\hat{H}_{SO}$  с остальными  $n' \neq n$  уровнями Ландау во втором порядке теории возмущений (подробности расчета  $\hat{H}_{n,SO}^{(2)}$  см. в [7]). В случае, если зеемановское расщепление много больше характерных величин операторов  $\hat{H}_T$  и  $\hat{H}_{SO}$ , то для вычисления поправок к энергиям спиновых подуровней за счет  $\hat{H}_T$  и  $\hat{H}_{SO}$  нужно также применить теорию возмущений уже в рамках  $2 \times 2$ -гамильтониана  $\hat{H}_n^{(SO,\tau)}$ . При этом модификация спиновых волновых функций будет незначительна. Поэтому, во-первых, спиновые состояния электрона можно классифицировать по свойству спина в данном состоянии быть приблизительно сонаправленным или приблизительно противоположно направленным с направлением магнитного поля (состояния “+” и “–”, соответственно). Во-вторых, для каждого состояния  $|n, \pm\rangle$  поправки к энергии от членов  $\hat{H}_{SO}$  и  $\hat{H}_T$  будут просто складываться. Здесь существенно учитывать, что в GaAs  $g < 0$  и  $\eta > 0$ , –  $K^3$ - и  $K^4$ -вклады могут как взаимо усиливаться, так и взаимно ослабляться (знак константы  $\eta$  приведен в работе [1] и для проверки был независимо определен теоретически по формулам работы [6]).

Поправки первого порядка по  $\hat{H}_T$  к энергии  $n$ -го уровня Ландау при  $k_{\mathcal{H}}l_m \ll 1$  имеют вид [1, 8]

$$\delta E_{n,\pm} = \pm \frac{e\eta}{c\hbar} (2n + 1) \mathcal{H}^2 P^4(\mathbf{h}), \quad (5)$$

где  $\mathbf{h} = \mathcal{H}/\mathcal{H}$ ,  $P^4(\mathbf{h}) = h_x^2 h_y^2 + h_x^2 h_z^2 + h_y^2 h_z^2$  – анизотропный инвариант группы  $O^h$  (и  $T^d$ ) четвертой степени по  $\mathbf{h}$ . При циклотронном резонансе происходят переходы электронов  $0^\pm \rightarrow 1^\pm$  с сохранением типа спинового состояния и величины волнового вектора  $k_{\mathcal{H}} \approx 0$ . Таким образом, расщепление  $\Delta$  линии

циклотронного резонанса за счет заданных поправок  $\delta E_{n,\pm}$  к уровням Ландау определяется по формуле

$$\Delta = (\delta E_{1,+} - \delta E_{0,+}) - (\delta E_{1,-} - \delta E_{0,-}). \quad (6)$$

Основной (изотропный) вклад в эту величину дает член  $g_1 \hat{K}^2 (\mathbf{H} \cdot \hat{\sigma})$  в  $K^4$ -гамильтониане. Для анизотропных поправок к  $\Delta$  за счет  $\hat{H}_\tau$  из формул (5) и (6) получаем:  $\Delta_\tau = (4e\eta\hbar^2/c\hbar) P^4(\mathbf{h})$  [1].

Расчет поправок  $\delta E_{0,\pm}$  за счет слагаемого  $\hat{H}_{SO}$  к энергии основного уровня Ландау был проделан в [7]. Пусть  $\theta$  и  $\varphi$  – полярные углы вектора  $\mathbf{H}$  в кристаллографической системе координат с полярной осью  $z$ . На рис.1а приведена зависимость  $\delta E_{0,\pm}(\theta, \varphi)$  для

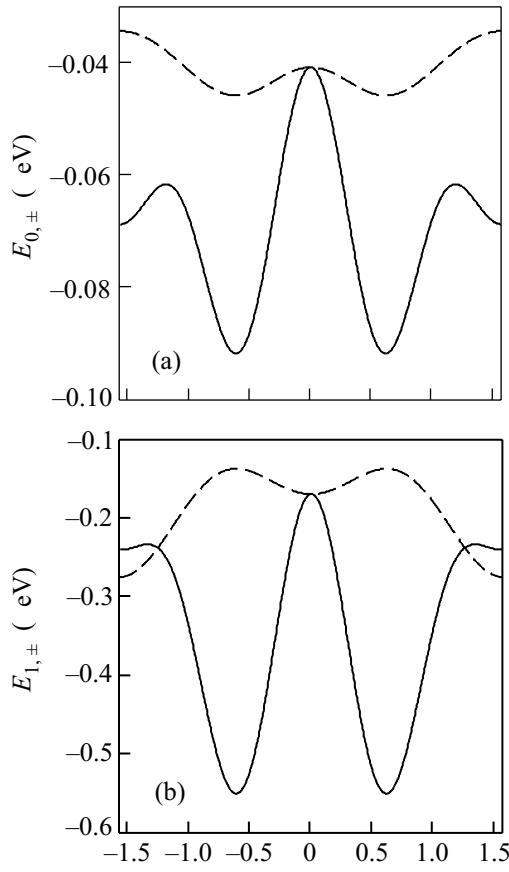


Рис.1. Поправки  $\delta E_{n,\pm}$  за счет взаимодействия Дрессельхауза к энергии основного (а) и первого (б) уровней Ландау как функции угла  $\theta$  при  $\varphi = \pi/4$ . Магнитное поле равно 7.5 Тл. Использовались следующие значения зонных параметров GaAs:  $m^* = 0.0667 m_0$ ,  $\gamma = 24.5 \text{ эВ}\cdot\text{\AA}^3$  [9]. Сплошные линии отвечают спиновым состояниям “+”, штриховые линии – состояниям “–” (при переходах циклотронного резонанса “тип линии не меняется”)

условий эксперимента [1]. Для изучения влияния члена  $\hat{H}_{SO}$  на энергию циклотронного резонанса необходимо сделать расчет поправок  $\delta E_{1,\pm}(\theta, \varphi)$  к перв-

ому уровню Ландау при  $k_H = 0$ . Такой расчет был проведен с помощью формул, аналогичных формулам (8) и (9) работы [7] (см. рис.1б). Видно, что абсолютная величина  $\delta E_{1,\pm}$  значительно больше, чем  $\delta E_{0,\pm}$ , а угловая зависимость оказывается похожей. Рассчитанные поправки приводят к анизотропным сдвигу ( $E_{sh})_{SO}$  линий циклотронного резонанса и к расщеплению линии  $\Delta_{SO}$ . На рис.2 приведена вычислена

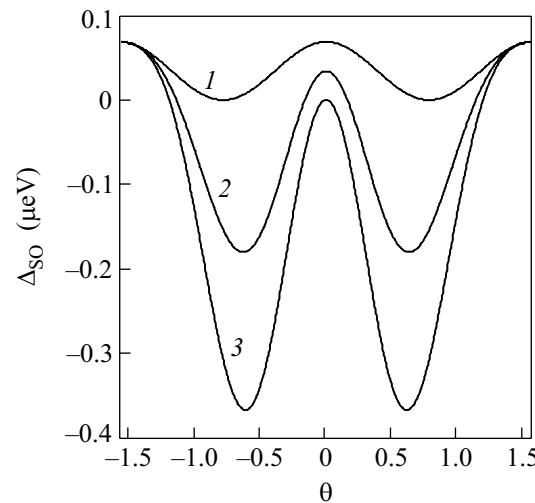


Рис.2. Вклад  $\Delta_{SO}$  от взаимодействия Дрессельхауза в расщепление линии циклотронного резонанса как функция угла  $\theta$  при  $\varphi = 0$  (кривая 1), при  $\varphi = \pi/8$  (кривая 2) и при  $\varphi = \pi/4$  (кривая 3). Магнитное поле и зонные параметры те же, что для рис.1

на основе  $\delta E_{n,\pm}$  и формулы (6) величина  $\Delta_{SO}$  как функция  $\theta$  для трех частных значений  $\varphi$ .

Как следует из рассмотрения [7], матрица  $\hat{H}_{n,SO}^{(2)}$  в формуле (4) имеет вид  $\nu(\mathbf{Q}_n(\theta, \varphi) \cdot \hat{\sigma})$ , где  $(\mathbf{Q}_n)_i(\theta, \varphi)$  – безразмерные тригонометрические полиномы не старше шестого порядка. Если зеемановское расщепление много больше характерных величин  $\hat{H}_{SO}^{(2)}$  и  $\hat{H}_\tau$ , то спиновое расщепление от члена (2) равно  $2\nu(\mathbf{Q}_n \cdot \mathbf{h})$ . Полином  $R_n(\theta, \varphi) = (\mathbf{Q}_n \cdot \mathbf{h})$  должен быть не старше седьмого порядка. Так как при определении углов  $\theta$  и  $\varphi$  была выделена роль оси  $z$ , то разумно ожидать, что  $R_n(\theta, \varphi)$  можно представить как полином от компонент вектора  $\mathbf{h}$ . В силу инвариантности относительно инверсии времени выбранного способа классификации спиновых состояний и вычисленных поправок к их энергии полином  $R_n(\mathbf{h})$  включает члены только четной степени по  $\mathbf{h}$ . Пространственная инверсия не меняет члены четной степени, следовательно,  $R_n(\mathbf{h})$  есть линейная комбинация постоянного члена и двух инвариантов

группы  $O^h$  (и  $T^d$ ):  $P_1^4(\mathbf{h})$  и  $P_1^6(\mathbf{h}) = h_x^2 h_y^2 h_z^2$ <sup>3)</sup>. Итак, анизотропная часть поправок к спиновому расщеплению уровней Ландау от взаимодействия (2) имеет вид

$$\delta E_{n,+} - \delta E_{n,-} = \nu(\mathcal{H}) [a_n P_1^4(\mathbf{h}) + b_n P_1^6(\mathbf{h})].$$

Коэффициенты  $a_n$  и  $b_n$  были вычислены путем сравнения разложений на сферические гармоники численно рассчитанных функций  $\delta E_{n,\pm}$  (рис.1) и инвариантов  $P_1^4$  и  $P_1^6$ . Было получено:

$$a_0 = 2, \quad b_0 = -22 \frac{1}{2}, \quad a_1 = -2, \quad b_1 = -157 \frac{1}{2}.$$

Отсюда по формуле (6) для анизотропной части  $(\Delta_{SO})_{anis}$  расщепления  $\Delta_{SO}$  получаем:

$$(\Delta_{SO})_{anis} = -\frac{e^2 m^* \gamma^2}{c^2 \hbar^4} \mathcal{H}^2 [4 P_1^4(\mathbf{h}) + 135 P_1^6(\mathbf{h})]. \quad (7)$$

Для исключения недоразумений укажем, что на рис.2 представлена величина  $\Delta_{SO} = (\Delta_{SO})_{anis} + 1 \cdot \nu$ .

Сравним полученный результат для  $\Delta_{SO}$  с данными работы [1]. Примем в качестве экспериментального значения разницы  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})$  расщеплений линии при  $\mathbf{h} \parallel [110]$  и при  $\mathbf{h} \parallel [100]$  в магнитном поле  $\mathcal{H} = 7.5$  Тл величину 5 мкэВ (крайние справа точки на рис.1 работы [1]). Из рис.2 видно, что для  $\mathbf{h} \parallel [100]$  вклад  $\Delta_{SO}$  в расщепление составляет  $\sim 0.07$  мкэВ, а для  $\mathbf{h} \parallel [110]$  отсутствует. Таким образом, влияние рассматриваемого механизма на наблюдавшуюся в [1] анизотропию расщепления линии относительно  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  осей невелико и составляет около 1.5 %. Поэтому можно считать, что  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})_{exp} = (\Delta_{110} - \Delta_{100})_\tau$ . В то же время, для магнитных полей, чье направление  $\mathbf{h}$  близко к оси  $\langle 111 \rangle$  (см. рис.2), разность расщеплений  $(\Delta_{h} - \Delta_{100})_{SO}$  равна  $\sim 0.45$  мкэВ, что составляет около 10% от наблюдавшегося значения  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})_{exp}$ . Здесь же заметим, что влияние члена Дрессельхауза на сдвиг дублета циклотронного резонанса (см. рис.1) очень мало по сравнению с измеренным в [1] значением сдвига (рис.1 работы [1]).

Реальность предсказанного вклада в  $\Delta$  за счет взаимодействия Дрессельхауза (2) можно подтвердить, сравнив рис.2 с данными работы [2] для трех направлений магнитного поля:  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ . Будем пользоваться данными из табл.1 работы [2].

<sup>3)</sup> Для любого  $\mathbf{h}$ ,  $|\mathbf{h}| = 1$ , верно тождество  $P_2^6(\mathbf{h}) = 3 P_1^6(\mathbf{h}) - 3 P_1^4(\mathbf{h}) + 1$ , где  $P_2^6(\mathbf{h}) = h_x^6 + h_y^6 + h_z^6$  – второй анизотропный инвариант шестого порядка группы  $O^h$ . Поэтому в разложении  $R_n(\mathbf{h})$  есть только два существенно различных анизотропных кубических инварианта не старше шестой степени.

В ней расщепление линии циклотронного резонанса приведено через расщепление  $\Delta\mathcal{H}$  резонансного магнитного поля при фиксированной энергии перехода; при (выполнном) условии  $\hbar\omega_c \gg \Delta$  величина  $\Delta\mathcal{H}$  пропорциональна величине  $\Delta$ . Если бы существовал один вклад (5) в анизотропию расщепления линии, то величины  $(\Delta_{111} - \Delta_{110})$  и  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})$  составляли бы  $1/12$  и  $1/4$  от  $(4e\eta\mathcal{H}^2/c\hbar)$ , а их отношение  $f_{anis} = (\Delta_{111} - \Delta_{110})/(\Delta_{110} - \Delta_{100})$  было бы равно  $1/3$ . Но с учетом отрицательного  $K^3$ -вклада в анизотропию расщепления величина  $(\Delta_{111} - \Delta_{110})_{theor}$  должна составлять  $\sim 33.3 - (0.37/5.0) \cdot 100 = 26\%$  от величины  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})$  (см. предыдущий абзац и рис.2). Из таблицы видно, что для  $\mathcal{H} = 10.43$  Тл и

Экспериментальные значения расщепления линии циклотронного резонанса (использованы данные табл.1 из статьи [2])

$\mathcal{H}$ , Тл	$\Delta\mathcal{H}_h/\mathcal{H}^2$ , кТл $^{-1}$			$f_{anis}$
	$\mathbf{h} = [100]$	$\mathbf{h} = [110]$	$\mathbf{h} = [111]$	
6.08	0.357	0.398	0.417	0.467
10.43	0.352	0.420	0.438	0.270
13.87	0.356	0.425	0.441	0.233

$\mathcal{H} = 13.87$  Тл экспериментальные значения  $f_{anis}$  не плохо согласуются с числом 26 %. Согласно развитой теории, расщепления  $\Delta_h$  для всех  $\mathbf{h}$  должны зависеть от  $\mathcal{H}$  квадратично. Как видно из таблицы, значения расщеплений для  $\mathcal{H} = 6.08$  Тл выпадают из этой зависимости, поэтому эту точку разумно списать на измерительную ошибку. Для сравнения укажем, что теоретическое предсказание работы [5] для  $f_{anis}$  составляет 0.29 (использован рис.1 работы [5]).

Сравним полученные поправки к величине  $\Delta$  с измеренной в работе [3] угловой зависимостью  $\Delta$  для магнитного поля  $\mathcal{H} = 10.43$  Тл в плоскости  $\{110\}$ . Используя  $(\Delta_{110} - \Delta_{100})_{exp} \approx (\Delta_{110} - \Delta_{100})_\tau$ , из измеренных в [2, 3] значений  $\Delta_{110}$  и  $\Delta_{100}$  была извлечена константа  $\eta$ :  $\eta = 6.5 \cdot 10^{-23}$  эВ·см $^2$ ·Э $^{-1}$ , что несколько превосходит полученный в [1] результат  $\eta = 4.9 \cdot 10^{-23}$  эВ·см $^2$ ·Э $^{-1}$ . С так выбранной константой  $\eta$  и с константой  $\gamma$  из обзора [9] были построены величины  $\Delta_\tau$  и  $\Delta_{theor} = \Delta_\tau + \Delta_{SO}$  в зависимости от угла  $\theta$  при  $\varphi = \pi/4$  и затем наложены на данные работ [2, 3] (рис.3). Вертикальное положение экспериментального значения  $\Delta$  при  $\theta = 0$  было совмещено с вертикальным положением  $\Delta_{theor}(\theta = 0)$  (при этом в силу выбора  $\eta$  совпало вертикальное положение точек  $\Delta_{exp}(\theta = -\pi/2)$  и  $\Delta_{theor}(\theta = -\pi/2)$ ). Погрешность приведенных на рис.3 экспериментальных данных оценивается вертикальным размером символов,

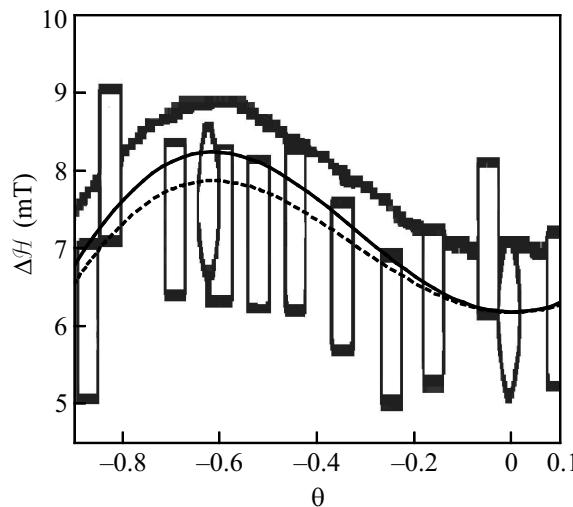


Рис.3. Расщепление  $\Delta$  линии циклотронного резонанса как функция угла  $\theta$  при  $\varphi = \pi/4$  и  $\mathcal{H} = 10.43$  Тл. Эллипсы – результат эксперимента [2], прямоугольники – результат эксперимента [3], толстая сплошная линия – предсказание теории [5], тонкая сплошная линия – величина  $\Delta_\tau$  с параметром  $\eta$ , выбранным на основе экспериментальных данных [2] и [3] для  $\Delta_{100}$  и  $\Delta_{110}$ , штриховая линия – величина  $\Delta_{\text{theor}} = \Delta_\tau + \Delta_{\text{SO}}$  с тем же значением константы  $\eta$ , что и для тонкой сплошной линии, и с константой  $\gamma$  из обзора [9]. Рисунок взят из работы [5] (не считая тонкой сплошной и штриховой линий)

использованных для нанесения экспериментальных точек [5]. Видно, с одной стороны, что так построенная зависимость  $\Delta_{\text{theor}}(\theta)$  существенно уточняет зависимость  $\Delta_{\text{theor}}(\theta)$  работы [5]. С другой стороны, видно, что учет поправок за счет члена Дрессельхауза (штриховая линия), насколько можно судить при имеющейся неточности экспериментальных данных, уточняет описание на основе одного члена  $\hat{H}_\tau$  (тонкая сплошная линия).

В работах [10] показано, что при  $\mathcal{H} \gtrsim 15$  Тл на циклотронный резонанс электронов проводимости в GaAs сильно влияет полярный эффект от взаимодействия электронов с оптическими фононами. Поэтому к проведенному сопоставлению развитой теории с данными [2, 3] нужно относиться с известной осторожностью и в дальнейшем актуально теоретически изучить влияние полярного эффекта на анизотропию уровней Ландау.

Как видно из построенной теории, более точное и подробное, чем в [1–3], измерение зависимости  $\Delta$  от углов  $\theta$  и  $\varphi$  позволит экспериментально провести разделение  $K^3$ - и  $K^4$ -вкладов в анизотропии спинового

расщепления уровней Ландау. Действительно, путем разложения экспериментальной зависимости  $\Delta(\theta, \varphi)$  по сферическим гармоникам можно выделить вклады четвертого и шестого порядков, которые соответственно описывают  $K^4$ - и  $K^3$ -механизмы анизотропии. В силу (5) и (7) коэффициенты у этих двух вкладов позволяют однозначно определить  $\eta$  и  $\gamma$ .

Представляет интерес применение предложенного метода измерения констант  $\eta$  и  $\gamma$  к антимониду галлия. С одной стороны, GaSb – материал с большим спиновым расщеплением ( $\gamma = 187$  эВ· $\text{\AA}^3$  [9]), перспективный для изучения влияния спина на оптические и электрические явления в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах (см., например, работу [11] и ссылки на нее). С другой стороны, насколько известно автору, для GaSb отсутствуют экспериментальные данные по константе  $\eta$  и по другим константам в  $K^4$ -эффективном гамильтониане.

Автор горячо благодарит М.М. Глазова, А.А. Гречнова, А.А. Даниленко, А.П. Дмитриева, А.А. Прокофьева, П.С. Штернина, И.Н. Яссевич за обсуждения и советы в процессе работы над статьей. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 07-02-00315-а, гранта Президента Российской Федерации поддержки ведущих научных школ России № НШ-1972.2008.2 и гранта фонда “Династия”.

1. В. Г. Голубев, В. И. Иванов-Омский, И. Г. Минервин и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 143 (1984).
2. H. Sigg, J. A. A. J. Perenboom, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, Solid State Comm. **61**, 685 (1987).
3. M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, P. Pfeffer et al., Semicond. Sci. Technol. **2**, 568 (1987).
4. P. Pfeffer and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **41**, 1561 (1990).
5. H. Mayer and U. Rössler, Phys. Rev. B **44**, 9048 (1991).
6. M. Braun and U. Rössler, J. Phys. C **18**, 3365 (1985); U. Rössler, Solid State Comm. **49**, 943 (1984).
7. П. С. Алексеев, ЖЭТФ **134**, 996 (2008).
8. N. R. Ogg, Proc. Phys. Soc. **89**, 431 (1966).
9. Г. Е. Пикис, В. А. Марущак, А. Н. Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
10. S. P. Najda, S. Takeyama, N. Miura et al., Phys. Rev. B **40**, 6189 (1989); N. Miura, H. Nojiri, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **55**, 13598 (1997).
11. V. I. Perel, S. A. Tarasenko, I. N. Yassievich et al., Phys. Rev. B **67**, 195334 (2003).