СВОБОДНЫЙ МАГНИТНЫЙ ПОЛЯРОН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ВЫРОЖДЕННОЙ ЗОНОЙ

Берковская Ю. Ф., Гельмонт Б. Л., Цидильковский Э. И.

Рассмотрена задача о магнитном поляроне, возникающем благодаря обменному взаимодействию магнитных ионов со свободной дыркой, энергетический спектр которой имеет точку четырехкратного вырождения в центре зоны Бриллюэна. В рамках приближения среднего поля определена область температур, в которой может существовать свободный полярон. Наиболее ярко эффекты, связанные с вырождением зон, проявляются в пределе малого отношения масс легкой и тяжелой дырок. Направление эффективного обменного поля, действующего на магнитные ионы, меняется от точки к точке в отличие от простой зоны с s-симметрией, в которой эффективное поле направлено вдоль спина электрона. Температура перехода в поляронное состояние в зоне с точкой вырождения ниже, чем в простой зоне. В то же время размер и полный магнитный момент полярона в обоих случаях оказываются близкими по величине.

1. *Введение.* В полумагнитных полупроводниках сильное обменное взаимодействие свободных носителей заряда с магнитными ионами приводит к заметной взаимной ориентации их спинов. Такое выстраивание особенно сильно проявляется во внешним магнитном поле, но и в отсутствие внешнего поля поляризации магнитных ионов вызывает расщепление спиновых состояний электрона и дырки, а носитель заряда, в свою очередь, поддерживает поляризованное состояние окружающих его магнитных ионов. Расчет образующегося таким образом магнитного полярона был сделан для простой зоны с изотропным параболическим спектром [1, 2]. В этом случае эффективное магнитное поле, действующее на магнитный ион, направлено вдоль спина электрона, ориентация которого постоянна в пространстве. Однако валентная зона полупроводников со структурой алмаза или цинковой обманки имеет точку вырождения в центре зоны Бриллюэна. При наличии в спектре точки вырождения спин частицы уже не является хорошим квантовым числом. Энергия свободной дырки зависит от взаимной ориентации ее спина и импульса [3]. В результате эффективное магнитное поле, возникающее вследствие обменного взаимодействия между дыркой и ионом, меняется от точки к точке в области вокруг дырки как по величине, так и по направлению. В [4] была рассмотрена задача о влиянии магнитополяронного эффекта на состояния акцептора в полумагнитном полупроводнике при нулевой температуре. Было показано, что в результате обменного взаимодействия дырки с магнитными ионами происходит неэквидистантное расщепление четырехкратно вырожденного основного состояния акцептора по проекции полного момента.

В данной статье рассмотрена задача о магнитном поляроне, который образуется при взаимодействии свободной дырки с магнитными моментами ионов в полумагнитном полупроводнике. Получена зависимость термодинамических характеристик свободной энергии, энергии, полного момента, характерного размера полярона от температуры. Задача рассмотрена для двух предельных случаев: очень малого отношения масс легкой и тяжелой дырок $\gamma = m_l/m_h = 0$ и $\gamma = 1$. Зона с $\gamma = 1$ эквивалентна простой зоне без точки вырождения, в которой дырка может иметь лишь две проекции на ось квантования $\pm 3/2$. Естественно, что в этом случае результаты соответствуют полученным в [1] для полярона на свободном электроне. При $\gamma \neq 1$ внутренняя структура полярона оказывается более сложной, чем у полярона в простой зоне: основному состоянию соответствует неоднородная поляризация магнитных ионов вокруг дырки. Однако температурные свойства магнитного полярона при любом отношении масс похожи. Количественные различия между простой и сложной зонами сильнее всего сказываются при сравнении двух предельных случаев $\gamma=1$ и $\gamma=0$.

2. *Температурная зависимость свободной энергии и других характеристик полярона.* Энергетический спектр дырки вблизи точки вырождения описывается гамильтонианом Латтинжера [3], который мы запишем в виде суммы двух операторов, действующих на составляющие волновой функции дырки с легкой и тяжелой массой соответственно:

$$\hat{\Lambda}^{(h)}(\hat{\mathbf{p}}) = {}^1/_2\left[(\hat{\mathbf{p}}\hat{\mathbf{J}}) \cdot \hat{\mathbf{p}}^{-2} - {}^1/_4\right], \quad \hat{\Lambda}^{(l)}(\hat{p}) = 1 - \hat{\Lambda}^{(h)}(\hat{\mathbf{p}}), \tag{1}$$

$$\mathscr{H}_L = \frac{\hat{p}^2}{2m_h}\hat{\Lambda}^{(h)}(\hat{\mathbf{p}}) + \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_l}\hat{\Lambda}^{(l)}(\hat{\mathbf{p}}). \tag{2}$$

Здесь $\hat{J}_x$, $\hat{J}_y$, $\hat{J}_z$ — числовые матрицы 4×4, соответствующие моменту $J=3/2$. Гамильтониан (2) написан в сферическом приближении.

Гамильтониан обменного взаимодействия дырки с магнитными ионами имеет вид

$$\hat{V}_{ex} = \frac{\beta}{3}\sum_n \hat{\rho}(\mathbf{r}_n)(\mathbf{I}_n\hat{\mathbf{J}}), \tag{3}$$

где $\hat{\rho}(\mathbf{r}_n) = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n)$ — оператор плотности дырки на магнитном ионе с номером n; $\mathbf{r}_n$ и $\mathbf{I}_n$ — координата и оператор спина этого иона; β — константа обменного взаимодействия. Магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)$, действующее на ион, совпадает по направлению со спином в месте расположения иона. Согласно (3),

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}_n) = \frac{\beta}{3g\mu_B}\langle\psi^*(\mathbf{r}_n)\,|\,\hat{\mathbf{J}}\,|\,\psi(\mathbf{r}_n)\rangle, \tag{4}$$

где μ_B — магнетон Бора, g — g-фактор магнитного иона, $\psi(\mathbf{r})$ — волновая функция дырки, которая представляет собой вектор с четырьмя проекциями на блоховские функции в точке $\mathbf{k}=0$ — центре зоны Бриллюэна. Если такая частица образует поляронное состояние, то ее сохраняющейся величиной будет не спин $\hat{\mathbf{J}}$, а полный момент $\hat{\mathbf{F}}=\hat{\mathbf{J}}+\hat{\mathbf{L}}$, где $\hat{\mathbf{L}}$ — орбитальный момент дырки. Поэтому не равными нулю оказываются все три компоненты поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)$.

Статистическая сумма магнитного иона в поле H определяется равенством

$$Z_n = \frac{\operatorname{sh}\left[(I+{}^1/_2)\,g\mu_B\,|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|/T\right]}{(2I+1)\operatorname{sh}\left[{}^1/_2 g\mu_B\,|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|/T\right]}, \tag{5а}$$

его свободная энергия

$$f_n = -T\ln Z_n, \tag{5б}$$

а энергия

$$\varepsilon_n = f_n - T\frac{df_n}{dT} = -\frac{1}{Z_n}\frac{d(Z_n)}{d(1/T)} = Ig\mu_B\,|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|\,B_I\left(\frac{Ig\mu_B\,|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|}{T}\right). \tag{5в}$$

Его средний магнитный момент

$$\mu_n = Ig\mu_B\frac{H_z(\mathbf{r}_n)}{|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|}B_I\left(\frac{Ig\mu_B\,|\mathbf{H}(\mathbf{r}_n)|}{T}\right). \tag{5г}$$

Здесь

$$B_I(x) = \left(1+\frac{1}{2I}\right)\operatorname{cth}\left(\frac{2I+1}{2I}x\right) - \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2I}\right)$$

— функция Бриллюэна. Поэтому полные свободная энергия, энергия и момент полярона запишутся так:

$$\Phi = K + \sum_n f_n, \tag{6а}$$

$$E = K + \sum_n \varepsilon_n, \tag{6б}$$

$$M = \sum_n \mu_n, \tag{6в}$$

где K — кинетическая энергия дырки

$$K = \int d^3r \langle \psi^* (r) \mid \mathscr{H}_L^- \mid \psi (r) \rangle. \tag{7}$$

Энергия (6б) проявляется, например, в акте поглощения света поляроном. Магнитный полярон образуется, если существует такая функция $\psi_{r_0} (\mathbf{r})$, при которой свободная энергия Φ отрицательна (r_0 — параметр волновой функции, соответствующий радиусу образовавшегося полярона).

Будем решать задачу в континуальном приближении, которое справедливо при условии $Nr_0^3 \gg 1$, где $N=N_0 x$ — концентрация магнитных ионов, N_0 — концентрация атомов катионной подрешетки, x — доля узлов этой подрешетки, занятых магнитными ионами. Для кубических кристаллов со структурой цинковой обманки ($Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Hg_{1-x}Mn_xTe$) $N_0=4/a_0^3$, где a_0 — период решетки, и ошибка континуального приближения при x=1—5 % не превышает 10—20 %.

Тогда суммирование в формулах (6) можно заменить интегрированием по объему:

$$\Phi = K - NT \int d^3r \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh} [(1 + {}^1/_2 I) \varphi]}{(2I + 1) \operatorname{sh} [\varphi/2I]} \right\}, \tag{8а}$$

$$E = K - NT \int d^3r B_I (\varphi) \varphi, \tag{8б}$$

$$M = Ig\mu_B N \int d^3r B_I (\varphi) \frac{H_z}{H}, \tag{8в}$$

где

$$\varphi = Ig\mu_B \mid \mathbf{H} (\mathbf{r}) \mid /T. \tag{8г}$$

В большинстве полупроводников масса тяжелой дырки намного больше массы легкой дырки ($\gamma \ll 1$). В пределе $\gamma = 0$ вариационная функция должна иметь нулевую проекцию на состояние с массой легкой дырки, т. е. удовлетворять ограничению

$$\hat{\Lambda}^{(l)} (\hat{\mathbf{p}}) \psi = 0. \tag{9}$$

При таком условии выражение для кинетической энергии не содержит большого положительного члена со знаменателем, пропорциональным массе:

$$K = \int d^3r \left\langle \psi^* (\mathbf{r}) \middle| \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_h} \hat{\Lambda}^{(h)} (\hat{\mathbf{p}}) \middle| \psi (\mathbf{r}) \right\rangle. \tag{10}$$

Для зоны без точки вырождения в качестве простейшей волновой функции естественно было бы взять однопараметрическую функцию вида

$$\psi_0 (r) = (2/\pi r_0^2)^{3/4} \exp (-r^2/r_0^2). \tag{11}$$

Однако в зоне с точкой вырождения такая функция не удовлетворяет условию (9). Функцию, удовлетворяющую этому условию, удобно построить в импульсном пространстве

$$\psi_M (\mathbf{p}) = \frac{1}{2^{5/2}\pi^2} \int d^3r R_0 (r) \hat{\Lambda}^{(h)} (\mathbf{p}) \chi_M e^{i\mathbf{pr}}. \tag{12}$$

Здесь χ_M — собственный вектор матрицы F_z: $F_z\chi_M = M\chi_M$. Функция $R_0(r)$ зависит от абсолютной величины r. Проекция момента на ось квантования принимает значения $\pm 1/2$, $\pm 3/2$. В координатном пространстве волновая функция содержит сферические s- и d-функции

$$\psi_M(r) = 2\sum_{lm\sigma} (-1)^{l-3/2+M} \begin{pmatrix} l & 3/2 & 3/2 \\ m & \sigma & -M \end{pmatrix} R_l(r)\, Y_{lm}(\theta, \varphi)\, \chi_\sigma, \tag{13}$$

где Y_{lm} — сферические гармоники, $R_l(r)$ — радиальная часть волновой функции. Орбитальное квантовое число l принимает только два значения — 0 и 2. Индекс σ пробегает значения $\pm 1/2, \pm 3/2$. В качестве коэффициентов в формуле (13) стоят $3j$-символы Вигнера. Функция $R_2(r)$ в (13) связана с $R_0(r)$ соотношением, следующим из (9),

$$\frac{dR_0}{dr} + \left(\frac{d}{dr} + \frac{3}{r}\right) R_2 = 0. \tag{14}$$

Из уравнения (14) и условия нормировки следует

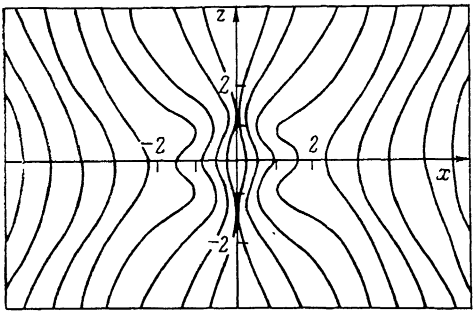

Рис. 1. Картина силовых линий эффективного магнитного поля, создаваемого спином дырки со сложным спектром ($\gamma = m_l/m_h = 0$) в пространстве вокруг дырки.

Представлено сечение поля плоскостью $y=0$. По осям отложены координаты в единицах r_0.

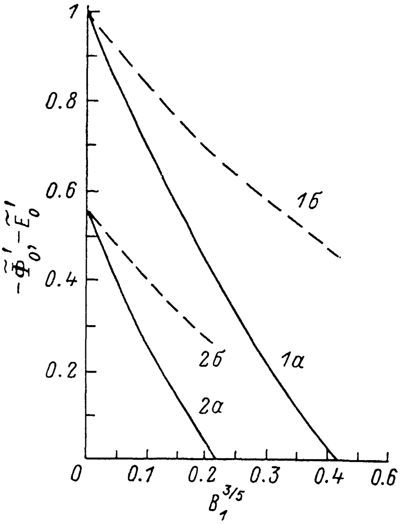

Рис. 2. Зависимость равновесных свободной энергии и энергии ($\tilde{\Phi}_0' = \tilde{\Phi}_0/I$ и $\tilde{E}_0' = \tilde{E}_0/I$), выраженных в единицах ($I\beta N/2$), от параметра $B_1^{3/5} = (B')^{3/5}\tilde{T}^{2/5}$ [формулы (31)].

Кривые *1* (*а*, *б*) соответствуют зоне с $\gamma=1$, а кривые *2* (*а*, *б*) — зоне с $\gamma=0$. Сплошные линии (*а*) относятся к свободной энергии, а штриховые (*б*) — к энергии. Видно, что поляронное состояние существует (т. е. $\Phi < 0$) до более высоких температур в зоне с $\gamma=1$. Характер зависимостей Φ и E от параметров материала и температуры оказывается сходным. Основное различие двух типов зон заключается в различной глубине поляронной ямы при $T=0$ К. Если в зоне с $\gamma=1$ глубина равна ($I\beta N/2$), то при сильно различающихся массах $\gamma=0$ поляронная энергия составляет лишь 56 % от этой величины.

$$\int_0^\infty dr r^2 R_0^2(r) = \int_0^\infty dr r^2 R_2^2(r) = {}^1/_2. \tag{15}$$

Используя равенство (15), кинетическую энергию связанной дырки можно записать в виде

$$K = \frac{\hbar^2}{m_h} \int_0^\infty dr r^2 \left(\frac{dR_0}{dr}\right)^2. \tag{16}$$

Выберем функцию $R_0(r)$ в наиболее простом виде типа (11)

$$R_0(r) = \sqrt{2\pi}\, \psi_0(r) \tag{17}$$

и, используя (14), определим функцию $R_2(r)$:

$$R_2(r) = \left(\frac{2}{\pi r_0^2}\right)^{3/4} \frac{2\sqrt{2\pi}}{r^3 r_0^2} \int_0^r dr_1 r_1^4 \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_0^2}\right). \tag{18}$$

Можно показать, что наинизшей энергии полярона соответствует волновая функция дырки с $M = \pm 3/2$, т. е. поле (4), вычисленное на волновой функции $\psi_{3/2}$. Силовые линии этого поля, сосчитанные с использованием функций (17), (18) в плоскости $y=0$, изображены на рис. 1. Поле аксиально симметрично относительно оси квантования (ось OZ). При нулевой температуре спины всех магнитных ионов выстроены вдоль силовых линий. При $T \neq 0$ К каждый момент выстраивается с вероятностью, пропорциональной функции Бриллюэна. Таким образом, поляризация в объеме полярона оказывается неоднородной. Соответствующая картина поля вблизи частицы с простым спектром представляет собой ряд параллельных оси квантования линий, и все моменты ориентируются вдоль этой оси.

Используя волновые функции (17), (18), вычислим кинетическую энергию дырки (16) и определим поле $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$, $H_z(\mathbf{r})$:

$$K = \frac{3}{2}\frac{\hbar^2}{m_h r_0^2}, \tag{19}$$

$$|\mathrm{H}(\mathbf{r})| = \frac{Ta}{g\mu_B}\exp\left[-2\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]\tau_1, \tag{20}$$

так что аргумент функции Бриллюэна φ (8г) равен

$$\varphi = Ia\exp\left[-2\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]\tau_1. \tag{21}$$

Отношение, необходимое при вычислении полного момента, равно

$$H_z/H = \tau_2. \tag{22}$$

Здесь τ_1 и τ_2 — коэффициенты, отражающие сложную структуру волновой функции связанной дырки в вырожденной зоне:

$$\tau_1 = \xi/2, \quad \tau_2 = \xi_z/\xi, \tag{23}$$

где

$$\xi = \{(1+2\eta+\eta^2) + t^2(-6\eta - 2\eta^2 - 4\eta^3 + \eta^4) + t^4(7\eta^2 + 2\eta^3 + \eta^4) - t^6(2\eta^3 + \eta^4)\}^{1/2}, \tag{24а}$$

$$\xi_z = 1 + \eta(1 - 3t^2) + \eta^2 t^4 \tag{24б}$$

— величины, зависящие от отношения радиальных частей волновой функции

$$\eta = \frac{R_2(r)}{R_0(r)} = \frac{2}{r^3 r_0^2}\int\limits_0^r dr_1 r_1^4 \exp\left[r_0^{-2}(r^2 - r_1^2)\right] \tag{25}$$

и от $t = \cos\theta$, где θ — угол радиуса-вектора точки с осью Z. Безразмерный параметр a, введенный в (20),

$$a = (2/\pi)^{3/2}(\beta/2Tr_0^3). \tag{26}$$

В зоне с $\gamma = 1$ волновая функция содержит лишь s-волну, так что

$$R_2(r) \equiv 0, \quad R_0(r) = \sqrt{4\pi}\,\psi_0(r). \tag{27}$$

Вычисленная на такой функции кинетическая энергия дырки имеет тот же вид, что и для $\gamma = 0$, а в выражении для поля $|\mathbf{H}(\mathbf{r})|$ $\tau_1 = 1$. Поле везде параллельно оси Z, поэтому $\tau_2 = H_z/H \equiv 1$. Итак,

$$\tau_1 = \begin{cases} 1; & \gamma = 1, \\ \xi/2; & \gamma = 0, \end{cases} \quad \tau_2 = \begin{cases} 1; & \gamma = 1, \\ \xi_z/\xi; & \gamma = 0. \end{cases} \tag{28}$$

Таким образом, при $\gamma = 1$ двукратные интегралы в выражениях (8) сводятся к однократным по r.

Перепишем выражения для свободной энергии, энергии и полного момента полярона (8) для обоих случаев ($\gamma = 1$ и $\gamma = 0$) через безразмерные величины:

$$\tilde{\Phi} = \frac{\Phi}{\beta N/2} = -I\tau + \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\left[B_1 a^{2/3} + \frac{f(a)}{a}\right], \tag{29а}$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{\beta N/2} = -I\tau + \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\left[B_1 a^{2/3} + f'(a)\right], \tag{29б}$$

$$\tilde{M} = \frac{M}{g\mu_B} = \frac{2f_1(a)}{\sqrt{\pi}\,\tilde{T}a}, \tag{29в}$$

где

$$\tilde{T} = T/(\beta N/2), \tag{29г}$$

$$B_1 = B' \tilde{T}^{2/3}, \tag{29д}$$

$$B' = 9\pi^{3/2}\hbar^2/8m_h\beta N^{1/3}, \tag{29е}$$

$$\tau = 8\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int\limits_0^\infty drr^2 e^{-2(r/r_0)^2} \int\limits_0^1 dt\tau_1(r, t). \tag{29ж}$$

При $\gamma = 1$ $\tau = 1$. Использованные в (29) функции $f(a)$, $f'(a)$, $f_1(a)$ равны

$$f(a) = \frac{3}{2} \int\limits_0^1 \frac{dy}{y} \left(\ln\frac{1}{y}\right)^{1/2} \int\limits_0^1 dt \ln\left\{\frac{1 - \exp[-(2I+1)ya\tau_1]}{(2I+1)[1 - \exp(-ya\tau_1)]}\right\}, \quad y = e^{-2(r/r_0)^2}, \tag{30а}$$

$$f'(a) = \frac{3}{2} \int\limits_0^1 dy \left(\ln\frac{1}{y}\right)^{1/2} \int\limits_0^1 dt \left\{\frac{2I+1}{\exp[(2I+1)ya\tau_1] - 1} - \frac{1}{\exp(ya\tau_1) - 1}\right\} \tau_1, \tag{30б}$$

$$f_1(a) = \int\limits_0^1 \frac{dy}{y} \left(\ln\frac{1}{y}\right)^{1/2} \int\limits_0^1 dt \left\{I - \frac{1}{\exp(ya\tau_1) - 1} + \frac{2I+1}{\exp[(2I+1)ya\tau_1] - 1}\right\} \tau_2. \tag{30в}$$

Для зоны с $\gamma = 1$ они совпадают с аналогичными функциями, введенными в [1] для описания полярона, связанного на электроне в невырожденной зоне.

Из условия минимума свободной энергии по a найдем равновесные термодинамические характеристики полярона $\tilde{\Phi}_0$, $\tilde{E}_0$, $\tilde{M}_0$:

$$B_1^{3/5} = h_1/a, \tag{31а}$$

$$\tilde{\Phi}_0 = -I\tau + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} h_2 B_1^{3/5}, \tag{31б}$$

$$\tilde{E}_0 = -I\tau + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} h_3 B_1^{3/5}, \tag{31в}$$

$$\tilde{M}_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{f_1}{a} \frac{1}{\tilde{T}}. \tag{31г}$$

Здесь

$$h_1(a) = (3/2)^{3/5} [f(a) - f'(a)a]^{3/5}, \tag{32а}$$

$$h_2(a) = h_1^{2/3} + f(a)/h_1, \tag{32б}$$

$$h_3(a) = h_1^{2/3} + f'(a)a/h_1. \tag{32в}$$

Для заданного параметра a и конкретных параметров материала B' из (31а) можно определить температуру $\tilde{T}$ и оптимальный размер полярона в единицах $N^{-1/3}$:

$$\tilde{T} = (B')^{3/2} (h_1/a)^{5/2}, \tag{33}$$

$$r_0 N^{1/3} = (B'/\tilde{T})^{1/6} h_1^{-1/3} (2/\pi)^{1/2}. \tag{34}$$

На рис. 2 приведены зависимости $\tilde{\Phi}_0$ и $\tilde{E}_0$ от $B_1^{3/5} = (B')^{3/5}\tilde{T}^{2/5}$. Кривые *1а*, *1б* соответствуют простой зоне с $\gamma=1$, а кривые *2а*, *2б* — вырожденной зоне с $\gamma=0$. Штриховые линии относятся к энергии, а сплошные линии — к свободной энергии. Поляронное состояние частицы существует до тех пор, пока его свободная энергия отрицательна. Как и следовало ожидать, более низкую свободную энергию и энергию имеет полярон в зоне с $\gamma=1$, поскольку в этом случае на волновую функцию не налагаются никакие дополнительные ограничения. Так, при $T=0$ K

$$\tau = \frac{\tilde{\Phi}_0(\gamma=0)}{\tilde{\Phi}_0(\gamma=1)} = \frac{\tilde{E}_0(\gamma=0)}{\tilde{E}_0(\gamma=1)} \simeq 0.56. \tag{35}$$

Это соотношение приблизительно сохраняется при любых температурах, поскольку зависимости $\tilde{\Phi}_0$ и $\tilde{E}_0$ от $B_1^{3/5}$ почти линейные [формулы (31)] с коэф-

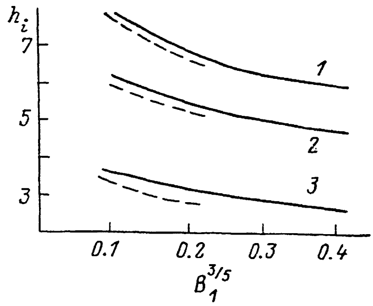

Рис. 3. Зависимость параметров h_1, h_2, h_3 [формулы (32)] от $B_1^{3/5}$ (*1*, *2*, *3*) соответственно.

Сплошные линии — $\gamma=1$, штриховые — $\gamma=0$. Видно, что зависимость h_i от $B_1^{3/5}$ незначительная и различие между случаями $\gamma=0$ и $\gamma=1$ мало́.

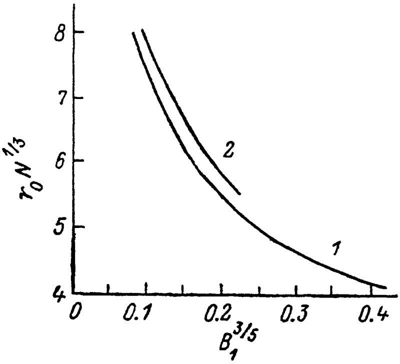

Рис. 4. Оптимальный радиус полярона r_0 в единицах периода решетки как функция $B_1^{3/5}$ $(r_0/a_0\tilde{T}^{-1/5})$.

γ: *1* — 1, *2* — 0. Кривые обрываются при значении $B_1^{3/5}$, при котором исчезает соответствующее магнитополяронное состояние.

фициентами h_2 и h_3, фактически не зависящими от отношения масс (рис. 3). В сложной зоне разрушение поляронного состояния происходит при более низкой температуре, чем в простой зоне. Отношение температур перехода равно

$$\tilde{T}_p'(\gamma=0)/\tilde{T}_p(\gamma=1) \simeq (0.56)^{2/5} \simeq 0.2. \qquad (36)$$

На рис. 4 изображен оптимальный радиус полярона (r_0/a_0) как функция $B_1^{3/5}$. Учитывая, что h_1 (a) почти не зависит от B_1, получаем, что $(r_0N^{-1/3}) \sim \tilde{T}^{-1/5}$. Из рисунка видно, что радиус полярона в сложной зоне незначительно (на 2—3%) превышает радиус полярона в простой зоне. Полный момент в обоих случаях также фактически одинаков. Небольшое уменьшение момента полярона в сложной зоне по сравнению с простой легко понять, зная, что в этом случае не все магнитные ионы поляризуются дыркой в одном направлении.

Из рис. 5 видно, что в области существования магнитного полярона его полный магнитный момент достаточно велик $M/g\mu_B \sim \sim \beta NI^2/T \simeq 10^3$. Поэтому во внешнем магнитном поле такое образование можно рассматривать как частицу с классическим моментом M. Средний магнитный момент единицы объема равен

$$\mathscr{M} = pM\,[\mathrm{cth}\,(MH/T) - T/MH]. \qquad (37)$$

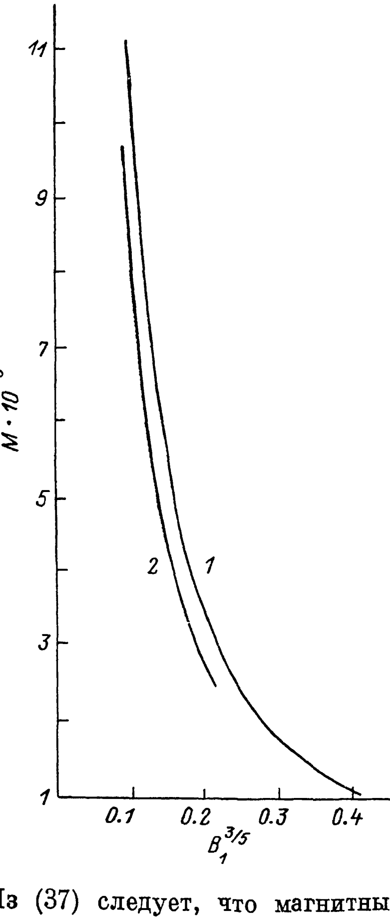

Рис. 5. Полный момент магнитного полярона M в единицах $(g\mu_B)$ как функция $B_1^{3/5}$.

γ: *1* — 1, *2* — 0.

Здесь p — концентрация свободных дырок. Из (37) следует, что магнитные моменты поляронов выстраиваются вдоль внешнего поля при его величине $H \geqslant T/M \sim T^2/N\beta I^2 g\mu_B$, малой по сравнению с магнитным полем $H \sim T/g\mu_B I_1$ при котором происходит разрушение полярона.

Как видно из формулы (33), температура разрушения поляронного состояния оказывается пропорциональной доле магнитных ионов в степени 3/2:

$$T_p = x^{3/2} \frac{\beta N_0}{2} \left[\frac{(B_1)_p}{9\pi^{3/2}\hbar^2/8m_h N_0^{1/3}} \right]^{3/2}, \tag{38}$$

где $(B_1)_p$ — критическое значение B_1. Оценим величину T_p для полумагнитного полупроводника $Zn_{1-x}Mn_xSe$, в котором довольно большая величина обменного интеграла $\beta N_0=1.22$ эВ. Эффективная масса в ZnSe $m_h=0.75\, m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, постоянная решетки $a_0=5.67$ Å ($N_0=4/a_0^3$). Из (38) следует, что при $x=0.05$ величина T_p лежит между 1 ($\gamma=1$) и 0.2 K ($\gamma=0$). Таким образом, автолокализованное состояние свободного магнитного полярона может быть обнаружено только при очень низких температурах в отличие от связанного магнитного полярона, когда внешний потенциал приводит к локализации волновой функции дырки [4]. Температура, при которой разрушается свободный магнитный полярон, образованный дыркой, приблизительно на 1—2 порядка превышает соответствующую величину для полярона, который образует электрон [5].

Мы рассмотрели два предельных случая $\gamma=0$ и $\gamma=1$. Естественно ожидать, что для всех промежуточных значений параметра отношения масс $0 < \gamma < 1$ описанные выше закономерности сохранятся. Радиус полярона и его полный момент для любого γ окажутся близки, а его свободная энергия и энергия будут уменьшаться с ростом γ. Температура перехода в поляронное состояние будет монотонно возрастать при увеличении γ от 0 до 1.

Литература

[1] Кривоглаз М. А., Трущенко А. А. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 11, с. 3119—3123.
[2] Кривоглаз М. А. — УФН, 1973, т. 111, в. 4, с. 617—654.
[3] Luttinger J. H. — Phys. Rev. B, 1956, v. 102, p. 1030.
[4] Гельмонт Б. Л., Меркулов И. А., Берковская Ю. Ф., Вахабова Э. М. — В кн.: Матер. VII Всес. симп. Львов, 1986, ч. 2, с. 9—10.
[5] Рябченко С. М., Семенов Ю. Г. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 4, с. 1419.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 6.08.1987
Принята к печати 5.11.1987