СОСТОЯНИЕ КОНДЕНСОННОГО ТИПА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л.С.Кукушкин

В работе Дейгена и Пекара [1] было высказано предположение, что в гомеополярном кристалле электрон проводимости способен деформировать решетку и локализоваться в области созданной им деформации таким образом, чтобы энергия этого самосогласованного состояния была меньше, чем энергия свободного электрона в недеформированной решетке. Такое состояние авторы назвали конденсоном, но в этой же статье показали, что конденсоны большого радиуса не реализуются. Следует однако ожидать, что конденсонные состояния могут быть вызваны внешним магнитным полем, так как в сильном магнитном поле сколь-угодно мелкая потенциальная яма приводит к появлению локальных электронных состояний *. Ниже приведена попытка соответствующего расчета.

Рассмотрим электрон проводимости в кубическом гомеополярном кристалле в присутствии сильного магнитного поля. Так как все характерные размеры задачи гораздо больше постоянной решетки, то решетку можно заменить упругим континуумом с тензором деформации u_{ij} и модулями упругости λ_{iklm}.

Для описания взаимодействия электрона с решеткой воспользуемся методом деформационного потенциала. Основное состояние системы будем искать вариационным методом (см. [1]). В результате минимизации по u_{ij}, задача сводится к нахождению ψ_0 – нормированной экстремали функционала

$$I(\psi) = \frac{1}{2m}\int \psi^*(\mathrm{p} + \frac{e}{c}\mathrm{A})^2\psi\, d\tau - \frac{3\epsilon_1^2}{2(\lambda_{1111}+2\lambda_{1122})}\int |\psi|^4 d\tau, \qquad (1)$$

где ϵ_1 – константа деформационного потенциала. Выясним, в каком классе функций следует искать ψ_0. Для этого заметим, что принятый подход эквивалентен адиабатическому приближению, а ψ_0 – электронная волновая функция основного состояния, вычисленная при u_{ij}, соответствующих искомому самосогласованному состоянию, т.е.

$$\left[\frac{1}{2m}(\mathrm{p} + \frac{e}{c}\mathrm{A})^2 + V_0(\mathrm{r})\right]\psi_0 = E_0\psi_0; \qquad (2)$$

$V_0(\mathrm{r})$ представляет собой неглубокую потенциальную яму, обладающую аксиальной симметрией с осью вдоль H. Перейдя к цилиндрической системе координат, нетрудно показать, что при достаточно сильном магнитном поле, когда в разложении ψ_0 по состояниям свободного электрона в магнитном поле достаточно ограничиться первой зоной Ландау (см. [2]), основное состояние (2) имеет следующий вид:

$$\psi_0(\mathrm{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\rho_0}\exp\left\{-\frac{\rho^2}{4\rho_0^2}\right\}\chi(z), \qquad (3)$$

где $\rho_0 = \sqrt{c\hbar/eH}$ – характерная магнитная длина, т.е. соответствует равному нулю квантовому числу m. Подстановка (3) в (1) приводит к вариационной задаче, уравнение Эйлера - Лагранжа которой имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\chi}{dz^2}-\frac{3}{2}\frac{\epsilon_1^2}{\lambda_{1111}+2\lambda_{1122}}\frac{1}{2\pi\rho_0^2}\chi^3=E^*\chi \qquad (4)$$

с $E^*=E-\mu H$ (μ – магнетон Бора). Основное состояние (4), удовлетворяющее условию нормировки,

$$\chi_0(z)=\pm\left(\sqrt{2r_z}\,\mathrm{ch}\,\frac{z-z_0}{r_z}\right)^{-1}, \qquad (5)$$

где z_0 – произвольная постоянная, а энергия локального состояния и его радиус

$$E_0^*=-\frac{\hbar^2}{2mr_z^2}, \qquad (6)$$

$$r_z=\frac{\hbar^2}{2m}\frac{16\pi\rho_0^2(\lambda_{1111}+2\lambda_{1122})}{3\epsilon_1^2}, \qquad (7)$$

т.е. $r_z \sim H^{-1}$, а $E_0^* \sim H^2$. Чистый выигрыш в энергии вследствие образования самосогласованного состояния (собственная энергия конденсона) равен $1/3\,|E_0^*|$. Для численной оценки выберем $m=m_0$, $\epsilon_1=10$ *эв*, $\lambda_{1111}+2\lambda_{1122}=10^{11}$ *эрг/см*^{3}, $H=5\cdot 10^5$ *э*. При этом $r_z=0{,}6\cdot 10^{-6}$ *см*, $E_0^*=-1{,}4\cdot 10^{-3}$ *эв*.

Если эффективная масса "голого" электрона анизотропна, то оптимальные условия для появления рассмотренных состояний возникают при направлении магнитного поля вдоль наибольшей оси эллипсоида эффективных масс. Существенно заметить, что учет следующих зон Ландау в разложении ψ_0 хотя и усложняет задачу, но не приводит к разрушению конденсонных состояний.

Вследствие трансляционной симметрии задачи конденсон не является статическим образованием, а обладает конечной эффективной массой и дисперсией, однако расчет этих характеристик, так же как и учет квантования колебаний решетки, выходит за рамки настоящего сообщения. Пользуюсь случаем выразить благодарность Э.И.Рашбе за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
25 января 1968 г.

Литература

[1] М.Ф.Дейген, С.И.Пекар. ЖЭТФ, 21, 803, 1951.
[2] Э.И.Рашба. Оптика и спектроскопия, 2, 88, 1957.

* Внешне похожая ситуация имеет место в одномерных молекулярных структурах, где, как показал Рашба [2], в результате экситон-фонон-

ного взаимодействия возникают возбуждения экситонного типа, вызывающие локальную деформацию цепочки и имеющие конечный радиус.