

НЕОДНОРОДНОЕ ФЕРРО – АНТИФЕРРОМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ

Э. Л. Нагаев

В настоящей работе будет показано, что возможны неоднородные состояния магнитных проводников, когда их объем разбивается на чередующиеся друг с другом ферромагнитные и антиферромагнитные домены. В частности, таким может быть основное состояние сильно легированных антиферромагнитных полупроводников, на примере которых будет проведено рассмотрение.

Рассматриваются полупроводники с концентрациями примеси $\sim 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$, в которых электроны примесных атомов коллективизированы и потому осуществляют косвенный обмен между локализованными d - или f -спинами. Фермиевская энергия μ носителей в них (s -электронов в терминах s - d -модели) меньше или сравнима с AS (A – интеграл s - d -обмена, S – спин магнитного атома). Поэтому косвенный обмен здесь нельзя описать при помощи гамильтониана Гайзенберга. Как следствие конкуренции прямого гайзенберговского и косвенного негайзенберговского обмена между d -спинами, первый из которых стремится установить антиферромагнитное состояние, а второй – ферромагнитное, существует интервал концентраций носителей $n_L < n < n_R$, в котором не устойчивы ни ферромагнитное, ни антиферромагнитное упорядочение [1, 2].

В [1, 2] было показано, что в этом интервале энергия неколлинеарного антиферромагнитного состояния с отличным от нуля магнитным моментом типа, предложенного в [3], ниже, чем энергия коллинеарных состояний. Однако, в свою очередь, однородное неколлинеарное состояние может оказаться неустойчивым относительно распада на домены с концентрациями носителей $n < n_L$ и $n > n_R$, в первых из которых осуществляется коллинеарное антиферромагнитное, а во вторых – ферромагнитное упорядочение. Тенденция к неустойчивости очевидна уже из того, что в типичных случаях полная энергия d - d - и s - d -обмена убывает с ростом n как n^2 [2]. Поэтому, если разбить слой с концентрацией носителей n на два слоя с концентрациями $n + \Delta n$ и $n - \Delta n$ соответственно, то энергия обмена понизится в $1 + (\Delta n/n)^2$ раз.

С другой стороны, возникновению неоднородного распределения носителей препятствует кулоновское взаимодействие. Последнее резко уменьшается с уменьшением размеров доменов. Но при этом возрастает кинетическая энергия носителей. Равновесные размеры доменов при $T = 0$ находятся из условия минимума полной энергии системы. В частности, образование ферромагнитных доменов с повышенной концентрацией носителей в вырожденных антиферромагнитных полупроводниках – это эффект той же природы, что и образование ферромагнитных микрообластей вокруг электронов проводимости в невырожденных антиферромагнитных полупроводниках [4].

Расчет энергии неоднородного состояния проводится вариационным методом. Принимается, что кристалл распадается на чередующиеся

друг с другом слои повышенной концентрации носителей с отличным от нуля моментом на атом M и слои, полностью лишенные носителей тока и не обладающие моментом. Первые из них имеют толщину L , вторые — Lx . Таким образом, концентрация носителей в обогащенном слое n связана со средней концентрацией носителей n_0 соотношением $n = n_0(1+x)$. Далее, не учитывается искажение электронных волновых функций из-за электрических полей, вызванных неоднородным распределением носителей по кристаллу. Считается также, что спины всех носителей в обогащенном слое ориентированы одинаково (для этого необходимо выполнение неравенства $\mu(n) < |A|M$).

Полная энергия единицы объема кристалла (т.е. $L^{-1}(1+x)^{-1}$ пар слоев) складывается из кинетической энергии E_c электронов, энергии обмена магнитных атомов друг с другом и с электронами проводимости E_M и энергии кулоновского взаимодействия $E_{e\ell}$. При вычислении первой из них пространственное квантование электронных энергий в первом порядке по $(Ln^{1/3})^{-1}$ учитывается путем использования выражения для плотности электронных уровней, отличающегося от соответствующего свободным электронам с эффективной массой m множителем $[1 - (\pi\hbar/4L\sqrt{2mE})]$ [5]. Это дает

$$E_c = \frac{3}{5} \mu_0(n_0) n_0 \left\{ (1+x)^{2/3} + \frac{5}{18} \frac{(1+x)^{1/3}}{n_0^{1/3}L} \right\}, \quad (1)$$

где $\mu_0(n)$ — фермиевская энергия свободных электронов с концентрацией n . Энергия обмена E_M в случае широких зон проводимости

$\left(\frac{z\hbar^2}{m\sigma^2} \gg \frac{|A|S}{2} \equiv \alpha\right)$ дается выражением [2]

$$E_M = -\frac{\beta}{2\alpha^3} - \left[\eta(1+x)\theta(x_R - x) + \eta \frac{(1+x_R)^2 + \alpha n_0(x - x_R)}{1+x} \theta(x - x_R) \right] \quad (2)$$

$$\eta = \frac{\alpha^2 n_0^2 \sigma^3}{4\beta} \quad \beta \equiv z|l|S^2,$$

где z — координационное число, σ — постоянная решетки, l — интеграл прямого обмена между ближайшими соседями. Величина x_R связана соотношением $n_R = n_0(1+x_R)$ со значением концентрации $n_R = 2\beta/\alpha^3$, начиная с которой становится устойчивым ферромагнитное упорядочение [2]. Ступенчатая функция $\theta(x)$ равна единице при $x \geq 0$ и нулю при $x < 0$.

Кулоновская энергия $E_{e\ell}$ в главном приближении по $(Ln^{1/3})^{-1}$ равна

$$E_{e\ell} = \frac{\pi e^2 n_0^2}{6\epsilon} L^2 x^2, \quad (3)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла.

Минимизация энергии $E = E_c + E_M + E_{e\ell}$ (1) — (3) по параметрам

L и x приводит к следующим результатам. Неоднородное состояние может быть энергетически выгодным только при концентрациях n_0 , превышающих n_m ,

$$n_m \sim \left[\frac{e^2}{\epsilon a} \mu_0^2 (a^{-3}) \right]^{3/4} \beta^{9/4} a^{-9/2} a^{-3}. \quad (4)$$

При $a = 1 \text{ эв}$, $\beta = 10^{-2} \text{ эв}$, $m = 10^{-27}$, $\epsilon = 10$ из (4) получается, что $n_m \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В слоях, обогащенных носителями, устанавливается насыщенное ферромагнитное состояние. Их толщина связана с концентрацией носителей в них соотношением

$$L = a \left[\frac{\mu_0 (a^{-3}) \cdot \epsilon a}{2\pi} \frac{\epsilon a}{e^2} \right]^{1/3} (x a n^{1/3})^{-2/3} (1+x)^{1/9}. \quad (5)$$

Согласно (5), в типичных условиях $L \sim n_0^{-1/3}$.

Сравнение выражения (4) для n_m с выражением для n_L , полученным в [2], показывает, что n_m может быть как больше, так и меньше n_L . В первом случае существует интервал концентраций, в котором стабильна неколлинеарная антиферромагнитная структура. Во втором случае такая структура невозможна вообще, и расслоение кристалла начинается еще в области стабильности антиферромагнетизма по отношению к однородной деформации магнитной структуры. Из-за хаотичности распределения примеси в областях с повышенной ее концентрацией возможно существование локального ферромагнитного упорядочения и при $n_0 < n_m$.

Эксперимент по сильно легированным антиферромагнитным полупроводникам [6, 7] приводит к результатам, которые можно интерпретировать как в терминах неколлинеарного антиферромагнитного, так и в терминах неоднородного ферромагнитно-антиферромагнитного состояния. Необходимо дальнейшее исследование этого вопроса.

Наконец, отметим, что в сильно легированных ферромагнитных полупроводниках при конечных температурах возможно расслоение на области с повышенным и пониженным значениями момента. Причиной этого является установленное в [8] обстоятельство, что замена однородного распределения электронов неоднородным понижает свободную энергию системы d -спинов. Как и в случае антиферромагнетика, созданию неоднородного распределения электронов проводимости препятствуют кулоновские силы.

Поступила в редакцию
27 сентября 1972 г.

Литература

- [1] Э.Л. Нагаев. ЖЭТФ, 57, 1274, 1969.
- [2] Э.Л. Нагаев. ФТТ, 14, 773, 1972.
- [3] А.С. Боровик-Романов, М.П. Орлова. ЖЭТФ, 31, 579, 1956.

- [4] Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, 6, 484, 1967; ЖЭТФ, 54, 579, 1968.
[5] C.Bloch, R.Balian. Ann. Phys., 60, 401, 1970.
[6] E.Wollan, W.Koehler. Phys. Rev., 100, 545, 1955.
[7] N.Oliveira Jr, S.Foner, Y.Shapira, T.Reed. Phys. Rev., 5B, 2634, 1972.
[8] E.L.Nagaev, A.P.Grigin. Phys. Let., 38A, 469, 1972.
-