

ВОЗМОЖНОСТЬ ПЕРЕХОДА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В МЕТАЛЛ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Н.Веницкий, В.М.Конторович

В некоторых случаях, как это следует, как из теоретических соображений, так и из эксперимента (см. ссылки в [1 - 4]) существование щели в антиферромагнитном полупроводнике существенно связано с наличием антиферромагнетизма. А именно, удвоение периода, обусловленное двумя магнитными подрешетками, как впервые было отмечено Слэтером [1], может приводить к возникновению щели (см. также [2 - 3]), по порядку величины равной интегралу подмагничивания. Щель может отделять занятые состояния от свободных. Этот эффект имеет место, например, в ОЦК решетке [1 - 3] в простейшем случае, когда имеется один немагнитный электрон на кристаллическую ячейку, отсутствует перекрытие зон и справедливо приближение сильной связи. (Влияние антиферромагнитной корреляции может проявиться также в существенном изменении ширины энергетических зон [4]).

Отмеченная в заглавии возможность перехода полупроводника в металл относится к полупроводникам именно такого типа. В сильном магнитном поле, достигающем величины T_N , магнитные подрешетки выстраиваются по полю. Этот переход, происходящий с уменьшением периода от удвоенного до кристаллохимического благодаря исчезновению неэквивалентных в магнитном отношении подрешеток, и должен сопровождаться переходом в металлическое состояние ¹⁾. Проиллюстрируем это соображение, рассматривая электронный спектр антиферромагнитного металла или полупроводника в магнитном поле с учетом подмагничивания s -электронов "проводимости" "магнитными" электронами. Последние описываем средней плотностью магнитного момента M . Затравочный закон дисперсии электронов проводимости $L_0(k)$, в узельном представлении эквивалентен заданию гамильтониана

$$L(n - n') \sigma_{n\sigma}^+ \sigma_{n'\sigma},$$

где $\sigma_{n\sigma}^+$ — оператор рождения электрона в узле n с проекцией спина σ . При учете подмагничивания необходимо различать подрешетки (узлы f и g). Ограничимся учетом взаимодействия ближайших соседей.

¹⁾ Обменная энергия предполагается малой по сравнению с шириной зоны.

В Фурье-представлении

$$a_{fs} = \left(\frac{2}{N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}1\sigma} e^{i\mathbf{k}\mathbf{f}}, \quad a_{gs} = \left(\frac{2}{N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}2\sigma} e^{i\mathbf{k}\mathbf{g}},$$

гамильтониан s -электронов с учетом подмагничивания ($s - d$ обмен) и внешнего магнитного поля имеет вид (мы не учитываем диамагнетизм)

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{\Lambda}_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}},$$

где

$$\hat{a}_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} a_{1+} \\ a_{2+} \\ a_{1-} \\ a_{2-} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Lambda}_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} Q_{+} L(k) - R & 0 \\ L^{*}(k) W_{+} & 0 - P \\ -R^{*} & 0 & Q_{-} L(k) \\ 0 & -P^{*} & L^{*}(k) W_{-} \end{pmatrix},$$

$$Q_{\pm} = L(0) \pm (I_{11} \gamma_1^z + I_{12} \gamma_2^z - g \mu_0 H) \sigma;$$

$$W_{\pm} = L(0) \pm (I_{11} \gamma_2^z + I_{12} \gamma_1^z - g \mu_0 H) \sigma; \quad L(k) = \sum_{\mathbf{h}} L(\mathbf{h}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{h}};$$

$$R = \sum_{\alpha=x, y} (I_{11} \gamma_1^{\alpha} + I_{12} \gamma_2^{\alpha}) \left\langle \frac{1}{2} |S^{\alpha}| - \frac{1}{2} \right\rangle;$$

$$P = \sum_{\alpha=x, y} (I_{11} \gamma_2^{\alpha} + I_{12} \gamma_1^{\alpha}) \left\langle \frac{1}{2} |S^{\alpha}| - \frac{1}{2} \right\rangle; \quad L(0) \equiv L(n, n);$$

$$a_{\mathbf{k}1\sigma} \rightarrow a_{1\pm}, \quad a_{\mathbf{k}2\sigma} \rightarrow a_{2\pm}.$$

Здесь I_{11} и I_{12} — обменные интегралы для s и d -электронов соответственно на одном узле и на ближайших соседях, $\vec{\gamma}_1$ и $\vec{\gamma}_2$ — орты в направлении средних намагниченностей подрешеток. Окончательная диагонализация проводится с помощью канонического преобразования $\hat{a}_{\mathbf{k}} = \hat{U}_{\mathbf{k}} \hat{b}_{\mathbf{k}}$, приводящего гамильтониан к виду $\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \hat{\epsilon}_{\mathbf{k}} \hat{b}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{b}_{\mathbf{k}}$. Уравнение для унитарной матрицы $\hat{U}_{\mathbf{k}}$ имеет вид $\hat{\Lambda}_{\mathbf{k}} \hat{U}_{\mathbf{k}} = \hat{U}_{\mathbf{k}} \hat{\epsilon}_{\mathbf{k}}$, где $\hat{\epsilon}_{\mathbf{k}}$ — диагональная матрица собственных значений гамильтониана.

Рассмотрим в качестве примера антиферромагнетик с отрицательной константой анизотропии. Тогда [5]

$$a) 0 \leq H < H_{1c}, \quad \gamma_{1,2}^{\alpha} = 0 \quad (\alpha = x, y), \quad \gamma_1^z = 1, \quad \gamma_2^z = -1;$$

$$b) H_{1c} < H < H_{2c}, \quad \gamma_1^{\alpha} = -\gamma_2^{\alpha}, \quad \gamma_1^z = \gamma_2^z = H/H_{2c};$$

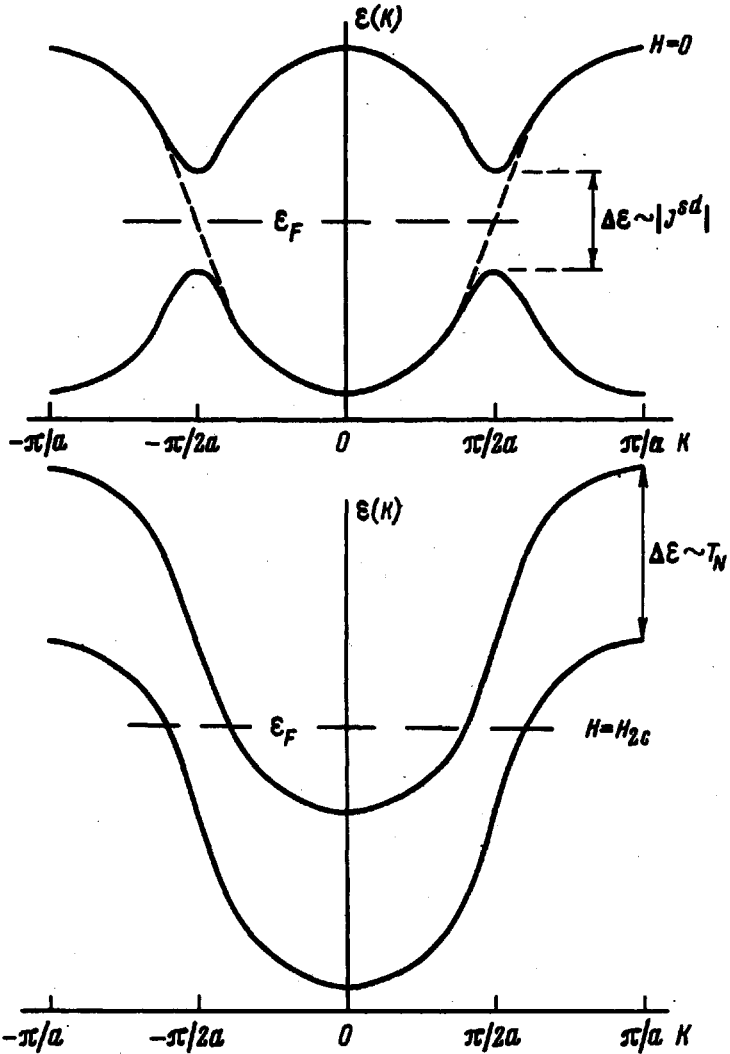
$$в) H \geq H_{2c}, \quad \gamma_{1,2}^{\alpha} = 0, \quad \gamma_1^z = \gamma_2^z = 1; \quad H_{1c}^2 \sim H_{\alpha H} H_{2c}, \quad \mu_0 H_{2c} \sim T_N.$$

Спектр при различных значениях магнитного поля имеет вид:

1) в слабых полях ($0 \leq H < H_{1c}$)

$$\epsilon(k) = L(0) \pm \frac{1}{2} g \mu_0 H \pm \sqrt{\frac{1}{4} (I_{11} - I_{12})^2 + |L(k)|^2},$$

(при $H = 0$ спектр совпадает с полученным Ирхиным [3]),



2) в средних полях ($H_{1c} < H < H_{2c}$)

$$\epsilon(k) = L(0) \pm \left\{ \left[\frac{H}{2} \left(\frac{I_{11} + I_{12}}{H_{2c}} - g \mu_0 \right) \pm |L(k)| \right]^2 + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{H^2}{H_{2c}^2} \right) (I_{11} - I_{12})^2 \right\}^{1/2},$$

3) наконец, в сильных полях ($H \geq H_{2c}$)

$$\epsilon(k) = L(0) \pm \left[\frac{H}{2} \left(\frac{l_{11} + l_{12}}{H_{2c}} - g\mu_0 \right) \pm |L(k)| \right].$$

Не имея возможности обсуждать все особенности спектра, заметим, только, что если в слабых полях щель несущественно зависит от поля лишь за счет эффекта Зеемана, то уже в средних полях зависимость щели от поля становится весьма существенной и определяется обменным взаимодействием s -электронов со схлопывающимися при поле H_{2c} магнитными подрешетками. При этом щель исчезает, полупроводник превращается в металл. Спектр в третьей области характерен уже для ферромагнитного металла, причем, как легко видеть, необходимо перейти к кристаллохимической ячейке. Мы не учитывали обратного влияния электронов проводимости на систему d -электронов, а также диамагнитных эффектов.

Институт радиофизики
и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
22 июля 1968 г.

Литература

- [1] I. C. Slater. Phys. Rev., 82, 538, 1951; I. C. Slater, G. F. Koster. Phys. Rev., 94, 1498, 1954.
- [2] А.А.Смирнов. ЖЭТФ, 17, 732, 1947.
- [3] Ю.П.Ирхин. ФММ, 6, 214, 586, 1958; Е.А.Туров, Ю.П.Ирхин. ФММ, 9, 488, 1960.
- [4] Л.Н.Булаевский, Д.И.Хомский. ЖЭТФ, 52, 1603, 1967.
- [5] L. Neel. Ann. Phys., 4, 232, 1936; М.И.Каганов, В.М.Цукерник. ЖЭТФ, 41, № 1, 1961.