

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУМЕРНОМ ПЛАНАРНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ: КОМБИНИРОВАННАЯ СПИН-ОРБИТАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ И ПОЛУЦЕЛЫЙ ОРБИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА

*Р.Р.Рамазашвили (мл.)*

*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН  
117940, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 октября 1992 г.

После переработки 24 ноября 1992 г.

Исследуются электронные состояния в двумерном планарном ферромагнетике с пространственно-неоднородным распределением параметра порядка. При помещении системы в магнитное поле вблизи топологических дефектов (вихрей) возникают электронные состояния с полуцелым орбитальным моментом. Обсуждается форма и температурная зависимость интенсивности ЭПР на вихревых состояниях.

Предметом изучения в настоящей статье являются электронные состояния в ферромагнетике с легкоплоскостным упорядочением. Мы рассмотрим состояния, возникающие вблизи топологических возбуждений – вихрей<sup>1</sup> поля направлений магнитного момента. Поскольку энергия вихревой нити пропорциональна ее длине, то при низких температурах обсуждаемый эффект должен наблюдаться лишь в тонких (несколько монослоев) ферромагнитных пленках, откуда следует возможность ограничиться исследованием двумерной системы.

Гамильтониан электрона в неоднородном поле ферромагнитно упорядоченных спинов имеет вид

$$H = \frac{p^2}{2m} - \alpha(\vec{\sigma}\mathbf{n}(\mathbf{r})), \quad (1)$$

где двухкомпонентный единичный вектор  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  описывает локальное направление магнитного момента.

Вихревая конфигурация с топологическим зарядом  $Q$  описывается полем

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}) = (\cos Q\varphi, \sin Q\varphi, 0), \quad (2)$$

где  $\varphi$  – полярный угол в плоскости движения электрона.

Гамильтониан электрона в поле вихря симметричен относительно комбинации орбитального вращения на угол  $\delta\varphi$  и спинового вращения вокруг оси  $\hat{z}$  на угол  $-Q\delta\varphi$ . Соответствующий оператор симметрии представляет собой модифицированный орбитальный момент

$$L_z = -i\partial_\varphi - \frac{Q}{2}\sigma_z,$$

принимающий в случае нечетного  $Q$  полуцелые собственные значения.

Включение магнитного поля вызывает склонение ферромагнитных моментов вдоль поля. Однако в случае сильной легкоплоскостной анизотропии угол склонения будет малым и вихрь не разрушится. В случае квадратичной анизотропии энергия ферромагнитного момента в магнитном поле, направленном вдоль оси анизотропии  $\hat{z}$ , описывается выражением

$$E = \frac{1}{2}\beta n_z^2 - \gamma H n_z.$$

Равновесное значение  $n_z = \gamma H / \beta$  мало в не слишком сильном магнитном поле.

Рассмотрим состояние на вихре с топологическим зарядом  $Q$ . Склонение ферромагнитных моментов не нарушает симметрию электронного гамильтониана относительно комбинированного спин-орбитального вращения. В аксиальной калибровке состояния в магнитном поле характеризуются радиальным квантовым числом и проекцией орбитального момента на нормаль к плоскости  $^2$ . Согласно (2), матричные элементы вихревой текстуры диагональны по радиальному квантовому числу и отличны от нуля лишь при переходах с изменением орбитального момента на величину  $Q$ . Поэтому гамильтониан (1) превращается в матрицу второго порядка по проекции комбинированного орбитального момента на ось  $\hat{z}$  и может быть легко диагонализирован:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_l + \epsilon_{l-Q}}{2} \pm \sqrt{\alpha^2(1 - n_z^2) + \{\alpha n_z + \mu_B H + \frac{\epsilon_{l-Q} - \epsilon_l}{2}\}^2}. \quad (3)$$

Здесь

$$\epsilon_l = \hbar\omega_c \left( n + \frac{|l| - l}{2} + \frac{1}{2} \right),$$

есть энергия состояния с радиальным квантовым числом  $n$  и орбитальным моментом  $l$ ;  $\mu_B$  есть магнетон Бора;  $H$  – магнитное поле и  $\omega_c$  – циклотронная частота. Согласно (3), зеемановское расщепление состояния на вихре равно

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\alpha^2(1 - n_z^2) + \{\alpha n_z + \mu_B H + Q\omega_c/2\}^2}, \quad (4)$$

в то время как для состояния, лежащего вдали от вихря

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\alpha^2(1 - n_z^2) + \{\alpha n_z + \mu_B H\}^2}, \quad (5)$$

Согласно (4) и (5), эффект вихревых состояний может быть замечен лишь в случае  $\alpha$ , малых по сравнению с магнитным полем. Однако пик ЭПР от состояний на вихрях должен быть сильно уширен, поскольку при низких температурах существуют лишь "молекулы", объединяющие вихри с противоположным топологическим зарядом <sup>1</sup>. Связанное состояние с полувещным орбитальным моментом может существовать на одном из вихрей молекулы в том случае, если размер последней больше магнитной длины

$$l_H = \sqrt{\hbar c / eH},$$

определяющей характерный радиус волновой функции электрона.

Объединение вихрей в молекулы приведет к расщеплению спектра (3) за счет обменного взаимодействия. В молекуле размера  $R$  расщепление будет иметь порядок величины

$$\delta E \sim \hbar\omega_c \exp \left\{ - \left( \frac{R}{l_H} \right)^2 \right\}, \quad (6)$$

поэтому пик ЭПР от вихревых состояний будет уширен на величину порядка  $\omega_c$  за счет вихревых молекул размеров порядка магнитной длины. С

понижением температуры число вихревых пар падает экспоненциально, и поэтому интенсивность обвязанных вихревым парам пика должна падать также экспоненциально.

Я благодарен С.А.Бразовскому, Г.Е.Воловику и С.В.Иорданскому за обсуждение работы и сделанные замечания. Я также признателен Фонду ИТФ им.Л.Д.Ландау за финансовую поддержку.

- 
1. В.Л.Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970); J.Kosterlitz and D.Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973); J.Kosterlitz, J. Phys. C **7**, 1046 (1974).
  2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика. М.: Наука, 1973, с.535.