Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 3, стр. 177 — 179 10 февраля 1992 г.

КИРАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОЭКСИТОНОВ

Ю.А.Бычков

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау РАН

142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 12 декабря 1991 г.

Показано, что возникающее в двумерной МДП структуре на основе кремния киральное поле, обусловленное наличием магнитоэкситонов и эквивалентное трехкомпонентному планарному магнетику, обладает нетривиальными неоднородными метастабильными состояниями.

Известно, что киральные поля, то есть поля, принимающие значения в нелинейном пространстве, могут обладать нетривиальными топологическими инвариантами (см. [1]). В частности, в работе [2] были исследованы метастабильные неоднородные состояния двумерного изотропного ферромагнетика (см. также [3]). В связи с этим возникает вопрос о существовании реальной физической системы, позволяющей экспериментально наблюдать такие состояния. В настоящей работе показано, что в двумерной МДП структуре на основе кремния с ориентацией поверхности (110) осуществляются условия, приводящие к возникновению эффективного кирального поля, эквивалентного трехкомпонентному планарному магнетику. Таким образом эта система представляет возможность экспериментального исследования топологически нетривиальных неоднородных метастабильных состояний.

В работах [4–6] были исследованы свойства двумерной электронной системы на основе кремния. Для ориентации поверхности (110) электроны с учетом частичного снятия вырождения имеют за счет обращения по времени две вырожденные долины. Рассмотрим свойства системы взаимодействующих частиц, помещенных в сильное магнитное поле, когда характерная кулоновская энергия $e^2/\epsilon l_H$ (магнитная длина $l_H = \left(\frac{c\hbar}{eH}\right)^{1/2}$, ϵ - диэлектрическая постоянная) очень мала по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау. В этом приближении взаимодействие не меняет номер уровня Ландау электронов (который поэтому в дальнейшем всюду опускается). Таким образом, состояние свободного электрона в магнитном поле для рассматриваемой системы характеризуется в калибровке Ландау для векторного потенциала импульсом $p_y \equiv p$ и номером долины $n = 1, 2$. Электрон-электронное взаимодействие играет решающую роль при формировании основного состояния системы. В рассматриваемом случае большую роль играет характер распределения электронов по долинам. Переход одного электрона из одной заполненной долины в другую - пустую, приводит к образованию экситона (в данной ситуации - магнитоэкситона). Наличие двух долин позволяет в соответствии с результатами работ [4–6] ввести операторы изоспина

$$\hat{S}_i = \frac{1}{2} \sum_{n,m;p} \hat{a}^+_{p,n} (\sigma_i)_{nm} \hat{a}_{p,m}, \tag{1}$$

где $\hat{a}^+_{p,n}(\hat{a}_{p,n})$ - операторы рождения (уничтожения) электронов с импульсом p в долине с номером $n = 1, 2$, σ_i - матрицы Паули. Очень существенным результатом является то, что операторы $\hat{S}_i$ удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям для операторов бесконечно малых поворотов [4].

В низкотемпературной термодинамике существенны только слабо неоднородные повороты операторов $\hat{S}_i$. Для их описания можно ввести операторы [6] $(l_H = 1)$

$$\hat{S}_i(\vec{k}) = \frac{1}{2} \sum_{n,m;p} e^{ik_x(p+k_y/2)} \hat{a}^+_{p,n} (\sigma_i)_{nm} \hat{a}_{p+k_y,m}. \tag{2}$$

При малых значениях импульсов k величины $\hat{S}_i(\vec{k})$ становятся макроскопическими величинами, если имеется спонтанное изоспиновое поле при $k = 0$. Выполненный в [6] анализ показывает, что слабо неоднородные поля приводят к следующему эффективному гамильтониану, соответствующему трехкомпонентному планарному магнетику:

$$H_{int} = \frac{1}{2} \int d^2x \left[\lambda S_z^2(\vec{x}) + J \frac{\partial S_i(\vec{x})}{\partial x^\alpha} \cdot \frac{\partial S_i(\vec{x})}{\partial x^\alpha} \right], \tag{3}$$

$$i = x,\, y,\, z; \quad \alpha = 1, 2.$$

Здесь параметр $J \sim e^2/\epsilon l_H$, а λ - параметр анизотропии. Проведенный в [5] анализ показывает, что выполняется условие $J \gg |\lambda| l_H^2$ (анизотропия очень мала) и у λ возможны оба знака. Наличие параметра анизотропии λ делает возможным переход в упорядоченную фазу при критической температуре

$$T_c = 4\pi J \left(\ln \frac{J}{|\lambda| l_H^2} \right)^{-1}.$$

Если пренебречь очень слабой анизотропией системы, то мы приходим к существованию кирального поля $\vec{n} = \vec{S}/|\vec{S}|$. Нахождение значения $S_0 = |\vec{S}|$ представляет большие трудности, но согласно [5] $S_0 \leq 1/2$. В результате мы приходим к гамильтониану

$$H_{int} = \frac{J S_0^2}{2} \int d^2x \frac{\partial n_i(\vec{x})}{\partial x^\alpha} \cdot \frac{\partial n_i(\vec{x})}{\partial x^\alpha}, \tag{4}$$

для которого справедливы все выводы работы [2] (см. также [3]). Отсылая за подробностями к процитированным работам кратко сформулируем выводы. Экстремум гамильтониана (4) достигается на полях $\vec{n}(\vec{x})$, удовлетворяющих уравнению

$$\Delta \vec{n} = \vec{n} (\vec{n} \Delta \vec{n}) \tag{5}$$

и условию $\vec{n}(\vec{x}) \to \vec{n}_0 (|\vec{x}| \to \infty)$. Это означает, что плоскость $\vec{x}$ эквивалентна сфере S^2, а киральное поле $\vec{n}(\vec{x})$ осуществляет отображение $S^2 \to S^2$. Таким образом, все пространство полей $\vec{n}(\vec{x})$ разбивается на сектора, каждый из которых характеризуется целым числом q-степенью отображения [1,3], причем

$$q = \frac{1}{8\pi} \int \epsilon_{\mu\nu} \vec{n} \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial x^\mu} \times \frac{\partial \vec{n}}{\partial x^\nu} \right) d^2x.$$

Фундаментальным результатом является то, что гамильтониан (4) удовлетворяет условию

$$H_{int} \geq 4\pi J S_0^2 |q|, \tag{7}$$

то есть согласно (7) имеется нижнее значение энергии в каждом гомотопическом классе, характеризуемом целым числом q-степенью отображения.

В заключение следует сделать следующие замечания. Полная изотропия гамильтониана ($\lambda = 0$) приводит к парадоксальному результату - отсутствию взаимодействия магнитоэкситонов в основном состоянии (см. [5] и приведенные там ссылки). В связи с этим исследование эффектов, связанных с параметром анизотропии λ имеет принципиальное значение. В этом отношении особый интерес представляет кремний с поверхностью (110), для которой имеются две вырожденные долины. Впервые эта система была рассмотрена в работе [4] для объяснения диссипативных явлений в квантовом эффекте Холла выше критической скорости электронов и обусловленных излучением голдстоуновских "долинных волн", связанных с длинноволновыми колебаниями изоспинового вектора (1). В работе [4] была также предпринята попытка оценить параметр анизотропии λ. В работе [5] найден вклад в этот параметр за счет различных механизмов. Проблема волн долинной плотности исследовалась также в работе [7]. В настоящей работе исследованы метастабильные состояния для системы магнитоэкситонов в кремнии, связанные с неоднородным распределением электронов между долинами. Следует отметить, что согласно [4] оператор взаимодействия электронов с примесями содержит оператор $\hat{S}_+ = \hat{S}_x + i\hat{S}_y$, то есть рассмотренные состояния могут возникать как моды, локализованные в окрестности примесей. Важно подчеркнуть, что эти состояния обладают зарядом [5]. Прямые наблюдения волн долинной плотности и критической температуры в настоящее время отсутствуют.

---

1. Б.А.Дубровин, С.П.Новиков, А.Т.Фоменко, Современная геометрия. М.: Наука, 1979, ч.II, §32.
2. А.А.Белавин, А.М.Поляков, Письма в ЖЭТФ 22, 503 (1975).
3. Р.Раджараман. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. М.: Мир, 1985.
4. M.Rasolt, B.I.Halperin and B.Vanderbilt, Phys. Rev. Lett. 57, 126 (1986).
5. Ю.А.Бычков, С.В.Иорданский, ЖЭТФ 93, 1049 (1987).
6. Ю.А.Бычков, С.В.Иорданский, ФТТ 29, 2442 (1987).
7. Z.Tesanovic and B.I.Halperin, Phys. Rev. B 36, 4888 (1987).