

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ДВУМЕРНОГО ФРУСТРИРОВАННОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ГЕЙЗЕНБЕРГА: АНАЛОГИЯ С ДРОБНЫМ КВАНТОВЫМ ЭФФЕКТОМ ХОЛЛА

Ю.Е.Лозовик, О.И.Нотыч

Институт спектроскопии АН СССР
142092, Троицк, Московской обл.

Поступила в редакцию 18 июня 1991 г.

Методом точной диагонализации гамильтониана получена намагниченность M в зависимости от поля H двумерного фрустрированного антиферромагнетика Гейзенберга на квадратной решетке размером 4×4 . Совокупность плато на графике зависимости $M = M(H)$ подтверждают аналогию между антиферромагнетиком и дробным квантовым эффектом Холла.

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости возрос интерес к свойствам двумерного антиферромагнетика (АФМ), в особенности фрустрированной его фазы, основным состоянием которой, как полагают, является состояние спиновой жидкости. Для описания этого состояния и его низколежащих возбуждений Калмейер и Лафлин¹ предложили волновые функции, которые ранее успешно применялись для объяснения дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ). Начиная с их работы, аналогия между двумя системами (двумерным фрустрированным АФМ и ДКЭХ) и их основными свойствами (например, такими, как щель в спектре возбуждений и дробная статистика) подробно исследовалась^{2,3}. Но до сих пор оставалось не ясным, справедлива ли эта аналогия для АФМ в целом, а не только для основного состояния. В частности, распространяется ли она на состояния с ненулевой намагниченностью, в которые переходит АФМ во внешнем магнитном поле.

В настоящей работе мы рассмотрим двумерный фрустрированный АФМ Гейзенберга со спином $1/2$ при нулевой температуре во внешнем магнитном поле H , достаточно сильном, чтобы перевернуть значительную часть или даже все спины в направлении поля:

$$\mathcal{H} = J_0 \sum_{\vec{i}, \vec{\epsilon}} \vec{S}_{\vec{i}} \vec{S}_{\vec{i}+\vec{\epsilon}} + J_1 \sum_{\vec{i}, \vec{d}} \vec{S}_{\vec{i}} \vec{S}_{\vec{i}+\vec{d}} - H \sum_{\vec{i}} S_{\vec{i}}^z. \quad (1)$$

Спины располагаются в узлах квадратной решетки, J_0 - обменное взаимодействие ближайших соседних спинов, вектор $\vec{\epsilon}$ соединяет спины на противоположных концах ребер квадратов, J_1 - обменное взаимодействие следующих за ближайшими спинов, вектор \vec{d} соединяет спины на противоположных концах диагоналей квадратов.

В своей работе Калмейер и Лафлин¹ рассматривали двумерный АФМ на треугольной решетке. В этой системе фрустрация присутствует благодаря структуре самой решетки. У АФМ на квадратной решетке в основном состоянии существует дальний неелевский порядок. Для этой системы фрустрацию вводят, включая взаимодействие следующих за ближайшими спинов. Фрустрация разрушает дальний порядок.

Для описания спинового гамильтониана Калмейер и Лафлин с помощью преобразований Холстейна - Примакова перешли к операторам рождения и уничтожения бозонов. В других работах² использовалось представление спинов через операторы рождения и уничтожения электронов. Затем

основное состояние и возбуждения системы бозонов или электронов на решетке исследовались вариационными методами. В качестве вариационных волновых функций использовались функции Лафлина, которые ранее успешно применялись для ДКЭХ. Существенно, что в любом из этих представлений оператор намагниченности системы спинов $M = \sum_{\vec{r}} S_{\vec{r}}^z$ переходит в оператор количества частиц, которые ведут себя как электроны в условиях ДКЭХ. Следовательно, магнитное поле H , приложенное к АФМ, соответствует химическому потенциалу μ в системе электронов в условиях ДКЭХ, и намагниченность $M(H)$, как функция магнитного поля, соответствует количеству частиц $N(\mu)$, которое зависит от химического потенциала.

При изменении химического потенциала свойства системы двумерных электронов в условиях ДКЭХ (см., например, ⁴) периодически изменяются, в зависимости от того, попадает или нет химический потенциал в щель спектра возбуждений или в щель между соседними уровнями Ландау. При этом, когда заполнение уровней Ландау ν становится равным определенным рациональным числам, система находится в состоянии несжимаемой жидкости. Поэтому можно ожидать, что и в АФМ при изменении магнитного поля система будет переходить в состояния с различной намагниченностью, свойства которых будут периодически изменяться, а сами состояния можно будет описывать волновыми функциями, соответствующими состояниям ДКЭХ с определенными рациональными ν . Зависимость $N(\mu)$ для электронов в условиях ДКЭХ имеет плато, когда μ лежит в щели спектра возбуждений. Поэтому можно ожидать, что и зависимость $M(H)$ для АФМ, также имеет совокупность плато.

Мы вычислили намагниченность АФМ в сильных полях для решетки размером 4×4 с периодическими граничными условиями, точно диагонализовав гамильтониан (1). Поскольку оператор намагниченности $M = \sum_{\vec{r}} S_{\vec{r}}^z$ коммутирует с гамильтонианом, достаточно лишь найти энергии основных состояний в отсутствие поля ($H = 0$) в подпространствах состояний с определенными значениями M . Мы рассматривали состояния, обладающие различной симметрией относительно трансляций, поворотов на 90° , и отражений решетки. В каждом подпространстве состояний затем итерациями находили основное состояние, его энергию и другие характеристики. Параметр $r = J_1/(J_0 + J_1)$, характеризующий степень фрустрации, изменялся в пределах $0 \leq r \leq 1$. При $r = 0$ в основном состоянии существует дальний неелевский порядок. При $r = 1$ систему можно разбить на две не взаимодействующие подрешетки, в каждой из которых существует дальний порядок. В точке $r \cong 0,35$ ($J_1 \cong 0,55J_0$), где фрустрация максимальна, происходит фазовый переход ^{5,6}.

На рисунке изображены кривые $M(H)$ в двух характерных случаях: рис.1а - фрустрация отсутствует ($r = 0$) и рис.1б - фрустрация близка к максимальной ($r = 0,35$). Ступеньки на каждом из графиков соответствуют переворачиванию одного спина (увеличение намагниченности на единицу). При увеличении размеров системы ступени будут сглаживаться. В случае $r = 0$ ступени регулярные. В случае $r = 0,35$ размеры одних ступенек увеличиваются, а других - уменьшаются, что в пределе больших размеров системы соответствовало бы появлению плато на гладкой кривой.

Таким образом, видно, что некоторые состояния с определенной намагниченностью ($M = 2, 4$) обладают большой устойчивостью и при достаточно сильном изменении внешнего поля система остается в этих состояниях. Это свойство аналогично свойству несжимаемости состояний ДКЭХ при определенных рациональных значениях ν . Размеры плато зависят от параметра r и достигают максимума при максимальной фрустрации. Плато возникают, когда значения намагниченности равны $1/4$; $1/2$; и $3/4$ максимального значения,

что, по-видимому, справедливо и для больших размеров системы. Однако, если модифицировать систему и в гамильтониане (1) добавить взаимодействие более далеких друг от друга спинов, то плато могут появиться и при других значениях M .

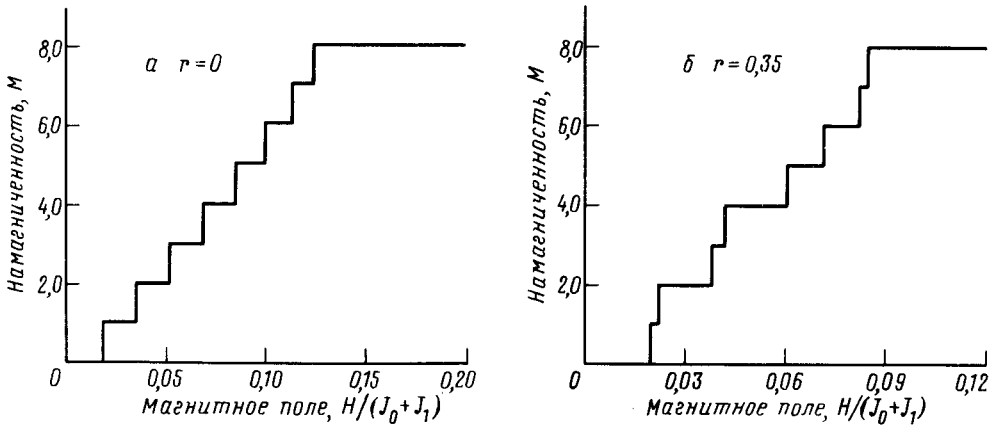


Рис. 1. Графики зависимости намагниченности АФМ от поля: *a* - в отсутствие фрустрации (без обменного взаимодействия следующих за ближайшими спинами); *b* - при фрустрации, близкой к максимальной, когда появляются удлиненные полочки (плато)

Поэтому можно заключить, что намагниченность фрустрированного АФМ в сильных полях имеет совокупность плато. Размеры плато и их положение зависят от вида решетки и степени фрустрации. При этом фрустрация играет существенную роль. Аналогия между фрустрированным АФМ и ДКЭХ имеет глубокий смысл и не ограничивается областью энергий около основного и слабозбужденных состояний АФМ. Результаты позволяют предположить, что для описания состояний АФМ с большими M также можно применять подход Калмейера и Лафлина.

Авторы благодарны Кашубе А.Б. за полезные обсуждения и Семенову А.С. за помощь.

1. Kalmeyer V., Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2095.
2. Laughlin R.B., Zou Z. Phys. Rev. B, 1990, 41, 664.
3. Zou Z., Doucot B., Shastry B.S. Phys. Rev. B, 1989, 39, 11434.
4. Квантовый эффект Холла, под ред. Пренджа Р. и Гирвина С. М.: Мир, 1989.
5. Dagotto E., Moreo A. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2148.
6. Figueirido F. et al. Phys. Rev. B, 1990, 41, 4619.