

Природа квантовой критичности в спиральных магнетиках $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

С.В.Демишев, И.И.Лобанова, А.Н.Самарин, А.В.Семено

Аннотация

Спиральные магнетики без центра инверсии в последнее время привлекают внимание исследователей главным образом в связи с экспериментальной реализацией специальных магнитных вихревых структур – скирмионов [1-2]. Однако скирмионная проблематика не исчерпывает богатства физических явлений, характерного для данного класса материалов. В частности, не меньший фундаментальный интерес представляет изучение квантовых фазовых переходов, которые могут возникать в условиях высокого давления [3], или могут быть индуцированы изменением состава образцов [4].

По определению, квантовый фазовый переход – это переход, который происходит при абсолютном нуле температуры, и соответствующая точка на оси управляющего параметра x называется квантовой критической точкой (QCP) [5]. Примером такого перехода может служить переход металл-диэлектрик, при котором изменяется характер локализации волновой функции электрона. В случае магнетика изменение управляющего параметра приводит к обращению в ноль температуры магнитного перехода в фазу с дальним магнитным порядком $T_c(x)$, и условие $T_c(x=x_c)=0$ определяет положение квантовой критической точки x_c (Рис. 1,а)

Так как абсолютный ноль температуры недостижим, то возникает проблема экспериментальной идентификации квантовых критических явлений. Если QCP «открыта» со стороны парамагнитной фазы, как это показано на Рис. 1,а, то согласно существующим теоретическим представлениям [5] вдоль линии $x=x_c$ будут возникать аномалии физических свойств (например, удельного сопротивления ρ или магнитной восприимчивости χ) в парамагнитной фазе [5], которые можно наблюдать при конечных температурах. Однако можно представить себе ситуацию, когда QCP оказывается закрытой со стороны конечных температур куполом какой-либо

другой фазы (Рис. 1,б). Такая QCP называется «скрытой», и вопрос об аномалиях, свидетельствующих о ее существовании в реальных системах оказывается нетривиальным. Другой сложной проблемой в физике квантовых критических явлений оказывается микроскопическая природа управляющего параметра x . В эксперименте квантовый критический режим достигается, как правило, путем варьирования концентрации компонент твердого раствора или с помощью изменения внешнего давления. В теории условие $T_c(x=x_c)=0$ выполняется при изменении тех или иных параметров модели, например обменной энергии, Хаббардовской корреляционной энергии или коэффициентов в функционале Гинзбурга-Ландау. При этом остается открытым вопрос о том, как именно макроскопические экспериментальные параметры – давление или концентрация – влияют различные характеристики модели, описывающей квантовую критичность в исследуемой системе. Анализ текущей литературы показывает, что как проблема аномалий, обусловленных скрытыми квантовыми критическими точками, так и проблема

Типы квантовых критических точек

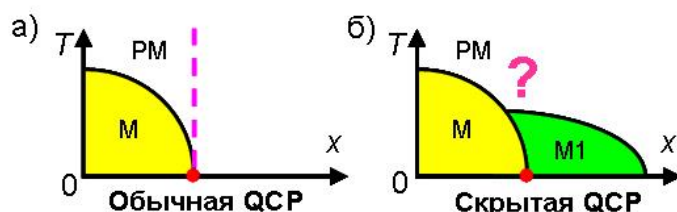


Рисунок 1. Магнитные фазовые диаграммы с обычной квантовой критической точкой (ordinary QCP) (а) и скрытой квантовой критической точкой (hidden QCP) (б). Используются обозначения PM- парамагнитная фаза, M1 и M2- различные магнитоупорядоченные фазы. Стандартная теория предсказывает аномалии физических свойств, связанные с обычной QCP, которые могут наблюдаться вдоль пунктирной линии на панели (а).

микроскопическая природа управляющего параметра x . В эксперименте квантовый критический режим достигается, как правило, путем варьирования концентрации компонент твердого раствора или с помощью изменения внешнего давления. В теории условие $T_c(x=x_c)=0$ выполняется при изменении тех или иных параметров модели, например обменной энергии, Хаббардовской корреляционной энергии или коэффициентов в функционале Гинзбурга-Ландау. При этом остается открытым вопрос о том, как именно макроскопические экспериментальные параметры – давление или концентрация – влияют различные характеристики модели, описывающей квантовую критичность в исследуемой системе. Анализ текущей литературы показывает, что как проблема аномалий, обусловленных скрытыми квантовыми критическими точками, так и проблема

микроскопической природы управляющего параметра в большинстве случаев просто игнорируются.

В настоящей работе нам удалось решить обе «неразрешимые» задачи на примере монокристаллов твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в области составов $x < 0.3$. Данные соединения представляют собой металлы, в которых спиральная магнитная структура возникает в результате сочетания ферромагнитного обменного взаимодействия и разрешенного по симметрии взаимодействия Дзялошинского-Мории (DM) [4,6]. При этом магнетизм у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ обусловлен ионами марганца, а добавление железа приводит к разбавлению магнитной подсистемы.

Прежде всего, нами был экспериментально установлен вид T - x магнитной фазовой диаграммы в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и предложена модель для ее описания [A1]. Полученные данные указывают на существование у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ двух квантовых критических точек $x^* \sim 0.11$ и $x_c \sim 0.24$, отвечающих подавлению дальнего и ближнего магнитного порядка соответственно. При этом квантовая критическая точка x^* расположена внутри фазы с ближним магнитным порядком, то есть оказывается скрытой квантовой критической точкой. Предложенная модель для описания наблюдаемой «квантовой бикритичности» предсказывает появление новой линии кроссовера между квантовыми критическими и классическими флуктуациями в парамагнитной фазе, обусловленной наличием скрытой QCP $x = x^*$.

Ожидалось, что в эксперименте эта линия будет проявляться в температурных зависимостях удельного сопротивления, поскольку именно эта величина у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ определяется рассеянием носителей заряда на магнитных флуктуациях [7]. В работе [A1] сообщалось о наблюдении ожидаемого эффекта, однако в опубликованных данных содержалась расчетная ошибка, которая была исправлена в нашей работе [A2]. Корректный анализ удельного сопротивления подтвердил наличие предсказанной ранее линии кроссовера на магнитной фазовой диаграмме. Отметим, что помимо содержащегося в ней оригинального результата, работа [A2] может рассматриваться в качестве расширенной аннотации данного цикла работ.

Другой метод «визуализации» квантовых критических точек на T - x магнитной фазовой диаграмме был предложен в нашей работе [A3], где система $Mn_{1-x}Fe_xSi$ исследовалась методом электронного парамагнитного резонанса. Было показано, что вдоль линий $x = x^*$ и $x = x_c$ на T - x магнитной фазовой диаграмме при конечных температурах в парамагнитной фазе возникает аномальная спиновая релаксация, предсказанная для квантовых критических точек в теории ЭПР для случая сильно коррелированных металлов, разработанной Абрахамсом и Вольфле [8]. Отметим, что до работы [A3] магнитный резонанс у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с $x > 0$ не был исследован.

Полученные результаты [A1-A3] подтверждают представление о двух последовательных квантовых переходах отвечающих подавлению дальнего и ближнего магнитного порядка в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. При этом убывание $T_c(x)$ и исчезновение дальнего магнитного порядка можно связать с уменьшением обменной энергии $J(x)$ [A1,9], а переход при $x = x_c$ – с порогом протекания в магнитной подсистеме ионов марганца, следствием которого является возникновение в диапазоне $x > x_c$ изолированных спиновых кластеров [A1], образующих фазу Гриффитса [10,11]. Данная интерпретация, хотя и соответствует экспериментальным данным, оставляет в стороне два важных вопроса. Во-первых, сравнение концентрационных зависимостей $T_c(x)$ и $J(x)$ показывает, что температура перехода обращается в ноль раньше обменного интеграла [9]. Во-вторых, с точки зрения связности магнитной подсистемы, во всей области $x < 0.3$ наиболее вероятным ближайшим соседом иона марганца остается ион марганца. Таким образом, необходимо установить микроскопическую природу квантовой критичности и выяснить причины расхождения $T_c(x)$ и $J(x)$, а также определить механизм, ответственный за перколяцию.

Ответы на эти вопросы были получены при исследовании эффекта Холла. При этом наибольший интерес представляют данные по нормальному эффекту Холла, позволяющему найти концентрацию носителей заряда в парамагнитной фазе. Однако, в случае $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ситуация осложняется тем, что основной вклад в холловское сопротивление ρ_H вносит аномальный эффект Холла. Данная ситуация привела авторов работы [12] к пессимистическому выводу о невозможности корректного выделения нормальной компоненты на фоне аномальной.

Для решения очередной «неразрешимой задачи» нами была разработана оригинальная методика анализа эффекта Холла в слабом магнитном поле, которая позволила корректно разделить нормальный и аномальный вклады в случае чистого $MnSi$ [A4]. Затем этот метод был применен к анализу холловского сопротивления в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [A5]. Прежде всего, была обнаружена удивительно хорошая корреляция между структурой T - x магнитной фазовой диаграммы [A1-A3] и данными по эффекту Холла. Аномальный вклад в холловское сопротивление меняет знак в окрестности линии кроссовера между квантовыми критическими и классическими флуктуациями, теоретически предсказанной в [A1], что можно естественным образом связать с чувствительностью аномального эффекта Холла к смене режима магнитного рассеяния. При этом концентрационная зависимость нормального коэффициента Холла также характеризуется инверсией знака, которая происходит в окрестности скрытой квантовой критической точки x^* . Анализ нормального эффекта Холла впервые позволил найти концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ как функции содержания железа в твердом растворе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [A5]. Полученные данные позволяют произвести оценку обменного взаимодействия у $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Хотя исторически принято считать, что $MnSi$ является типичным зонным магнетиком [13], совокупность последних экспериментальных данных по магнитному рассеянию [7] и ЭПР [A3], а также теоретические LDA-расчеты [14] однозначно свидетельствуют о локализации спиновой плотности на ионах марганца. В такой ситуации применима модель РККИ обмена [15], и, в результате, можно найти обменные интегралы, описывающие взаимодействие $J_1(x)$ между ближайшими соседями соседям (nn), и взаимодействие $J_2(x)$ между соседями, следующими за ближайшими (nnp) в магнитной структуре $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [A5].

Оказалось [A5], что для nnp обмена $J_2(x) < 0$ во всем диапазоне $x < 0.3$, в то время как nn обмен меняет знак при $x \sim 0.17$, причем в окрестности скрытой QCP x^* выполняются условия $J_1 > 0$, $J_2 < 0$ и $|J_1| \sim |J_2|$ соответствующие режиму сильной фрустрации, обусловливающему подавление дальнего магнитного порядка. В результате, $T_c(x)$ обращается в ноль быстрее, чем $J(x)$, что и наблюдается экспериментально [9]. В области составов $x \sim x_c$ оба обмена, nn и nnp, антиферромагнитны и фрустрация существенна, причем снова справедливо соотношение $|J_1| \sim |J_2|$. В такой ситуации эффекты фрустрации будут способствовать распаду системы на спиновые кластеры с образованием фазы Гриффитса в окрестности второй QCP x_c . Кроме того, сопоставление модельных расчетов [A5] с экспериментом [9] впервые позволило оценить соотношение между эффективными массами электронов и дырок $m_e/m_h \sim 0.3$.

Таким образом, мы показали, что квантовой критичностью у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ «управляют» изменение концентрации электронов и дырок, влияющее через РККИ взаимодействие на обменные энергии и фрустрацию, а также эффекты беспорядка замещения. Из результатов настоящей работы следуют как предсказания относительно характеристик и особенностей эволюции структуры поверхности Ферми при изменении состава твердого раствора, так и смена типа обменного взаимодействия между ближайшими соседями с ферромагнитного на антиферромагнитный. Проверка этих предположений может стать перспективной задачей будущих исследований системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ методами нейтронной дифракции и ARPES.

Цитированная литература

1. S. Mühlbauer, *et al.* Science, **323**, 915 (2009)
2. I.I. Lobanova, *et al.* Sci. Rep. **6**, 22101; doi: 10.1038/srep22101 (2016).
3. C. Pfleiderer, *et al.* Phys. Rev. B **55**, 8330 (1997).
4. A. Bauer, *et al.* Phys. Rev. B **82**, 064404 (2010).
5. S. Sachdev, *Quantum phase transitions*, Cambridge University Press, 2 edition, 2011
6. S.V. Grigoriev, *et al.* Phys.Rev. B **81**, 012408 (2010)
7. S.V. Demishev, *et al.* Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012)
8. E. Abrahams and P. Wölfle, Phys. Rev. B, **78**, 104423 (2008)
9. S.V. Grigoriev, *et al.* Phys. Rev. B **79**, 144417 (2009)
10. A.J. Bray, Phys. Rev. Lett., **59**, 586 (1987)
11. R.B. Griffiths, Phys. Rev. Lett., **23**, 17 (1969)
12. C. Franz, *et al.* Phys. Rev. Lett., **112**, 186601 (2014)
13. T. Moriya, *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, Springer-Verlag, 1985
14. M. Corti, *et al.* Phys. Rev. B, **75**, 115111 (2007)
15. S.V. Vonsovskii, *Magnetism*. J. Wiley & Sons, New York Toronto, 1974, Vol.2

Список конкурсных публикаций

- A1. **S.V. Demishev, I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, T.V. Ischenko, N.E. Sluchanko, V.A. Dyadkin, N.M. Potapova, and S.V. Grigoriev, Quantum bicriticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions: exchange and percolation effects.**
JETP Letters, **98**, 829 (2013).
- A2. **С.В. Демишев, В.В. Глушков, С.В. Григорьев, М.И. Гильманов, И.И. Лобанова, А.Н. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко**
Квантовые фазовые переходы в спиральных магнетиках без центра инверсии.
УФН, **186**, №6, с. 628-632 (2016); DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037767
- A3. **S.V. Demishev, A.N. Samarin, V.V. Glushkov, M.I. Gilmanov, I.I. Lobanova, N.A. Samarin, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, N.M. Chubova, V.A. Dyadkin, and S.V. Grigoriev,**
Anomalous spin relaxation and quantum criticality in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions.
JETP Letters, **100**, 28 (2014).
- A4. **V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, and S.V. Demishev,**
Anomalous Hall effect in MnSi: intrinsic to extrinsic crossover.
JETP Letters, **101**, 459 (2015).
- A5. **V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, V.V. Voronov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, and S.V. Demishev,**
Scrutinizing Hall effect in $Mn_{1-x}Fe_xSi$: Fermi surface evolution and hidden quantum criticality.
Physical Review Letters, **115**, 256601 (2015).

_____ С.В. Демишев
_____ И.И. Лобанова
_____ А.Н. Самарин
_____ А.В. Семенов