



Рис. 6. Пионеры квантовой электроники (слева направо): А.М. Прохоров, Ч. Таунс и Н.Г. Басов (1965 г.).

В связи с этой реакцией на новые идеи Таунс приводит следующие комментарии Артура Кларка:

"People go through four stages before revolutionary development :

- 1) It's nonsense, don't waste my time.
- 2) It's interesting , but not important.
- 3) I always said it was a good idea.
- 4) I thought of it first"<sup>4</sup>.

Эти высказывания не нуждаются, кажется, в комментариях.

Вместо заключения приведу две исторические фотографии пионеров — первооткрывателей парамагнитного резонанса и квантовой электроники (рис. 5, 6).

## Список литературы

1. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **27** 431 (1954)
2. Gordon J P, Zeiger H J, Townes C H *Phys. Rev.* **95** 282 (1954)
3. Ramsey N F *J. Mod. Optics* **52** 1647 (2005)
4. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **28** 249 (1955)
5. Bloembergen N *Phys. Rev.* **104** 324 (1956)
6. Scovil H E D, Feher G, Seidel H *Phys. Rev.* **105** 762 (1957)
7. Culver W H *Science* **126** 810 (1957)
8. McWorter A L, Meyer J W, Strum P D *Phys. Rev.* **108** 1642 (1957)
9. Зверев Г М и др. *ЖЭТФ* **34** 1660 (1958)
10. Prokhorov A M, Manenkov A A, in *High Power Lasers: Science and Engineering* (NATO ASI Ser., Partnership Sub-Series 3, Vol. 7, Eds R Kossowsky, M Jelinek, R F Walter) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1966) p. 585
11. Маненков А А, Прохоров А М *ЖЭТФ* **28** 762 (1955)
12. Маненков А А, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, 1955)
13. Карлов Н В, Маненков А А *Квантовые усилители* (Итоги науки. Сер. Радиофизика. 1964–1965 гг., Подред. А М Прохорова) (М.: ВИНТИ, 1966)
14. Маненков А А, Штейншлейгер В Б "Квантовые усилители и их использование в радиоприемных системах дальней космической связи и радиоастрономии", в сб. *Ежегодник Большой Советской энциклопедии* Вып. 21 (Гл. ред. С М Ковалев) (М.: Сов. энциклопедия, 1977) с. 566
15. Gordon M A, Sorooshenko R L *Radio Recombination Lines: Their Physics and Astronomical Applications* (Astrophys. and Space Library, Vol. 282) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2002)

<sup>4</sup> "Люди проходят до революционного скачка через четыре стадии: 1) Это чепуха, не тратьте мое время. 2) Это интересно, но не важно. 3) Я всегда говорил, что это хорошая идея. 4) Я придумал это первым".

16. Матвиенко Л И и др. *Письма в Астрон. журн.* **6** 662 (1980)
17. Гуффрида Т С и др. *Письма в Астроном. журн.* **7** 358 (1981)
18. Матвиенко Л С и др. *Письма в Астрон. журн.* **14** 468 (1988)
19. Cheung A C et al. *Nature* **221** 626 (1969)
20. Котельников В А и др., в кн. *Проблемы современной радиотехники и электроники* (Под ред. В А Котельникова) (М.: Наука, 1980)
21. Fin C B, Orbach R, Wolf W P *Proc. Phys. Soc.* **77** 261 (1961)
22. Маненков А А, Миляев В А, Прохоров А М *ФТТ* **4** 388 (1962)
23. Маненков А А, Прохоров А М *ЖЭТФ* **42** 1371 (1962)
24. Аминов Л К *ЖЭТФ* **42** 783 (1962)
25. Маненков А А, Прохоров А М *ЖЭТФ* **42** 75 (1962)
26. Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
27. Sugano S, Tanabe Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **13** 880 (1958)
28. Прохоров А М *ЖЭТФ* **34** 1658 (1958)
29. Барчуков А И, Прохоров А М *Радиотехника и электроника* **4** 2094 (1959)
30. Townes C H *J. Mod. Optics* **52** 1637 (2005)

PACS numbers: 75.10.Pq, **76.50 + g**

## Моды магнитного резонанса в спин-щелевых магнетиках

А.И. Смирнов

В некоторых диэлектрических кристаллах с антиферромагнитным обменным взаимодействием магнитное упорядочение проекций спиновых моментов отсутствует даже при приближении температуры к абсолютному нулю. Такие кристаллы получили название коллективных парамагнетиков или спиновых жидкостей. Примерами магнитных структур, демонстрирующих устойчивое по отношению к возмущениям спин-жидкостное основное состояние, являются квазиодномерные антиферромагнетики, содержащие цепочки спинов  $S = 1$  (халдейновские магнетики) [1, 2], цепочки спинов  $S = 1/2$  с альтернированным обменом (обменный интеграл принимает поочередно значения  $J \pm \delta$ ), в том числе спин-пайерлсовские магнетики [3], различные димерные спиновые структуры [4], а также так называемые спиновые лестницы [5].

Спин-жидкостные состояния синглетны и могут быть устойчивыми или неустойчивыми относительно перехода в упорядоченное состояние под действием слабых возмущений. Например, кристаллы с регулярными цепочками спинов  $S = 1/2$  упорядочиваются под действием сколь угодно слабого межцепочечного обмена при температуре порядка  $\sqrt{JJ'}/k_B$ , здесь  $J$  и  $J'$  — внутрицепочечный и межцепочечный обменные интегралы. В указанных выше примерах устойчивых спин-жидкостных систем имеется энергетическая щель (так называемая спиновая щель), которая отделяет основное синглетное состояние от возбужденных магнитных состояний. Устойчивость сохраняется до тех пор, пока энергия возмущения в расчете на один магнитный ион меньше, чем некоторая величина порядка спиновой щели. В халдейновском магнетике спиновая щель  $\Delta$  имеет обменное происхождение и равна  $0,41J$  [2], в альтернированной цепочке спинов  $S = 1/2$  спиновая щель определяется альтернированием и равна  $1,637\delta$  [3].

Существование спин-жидкостных основных состояний является чисто квантовым эффектом, эти состояния не имеют классических аналогов, в отличие от состояний антиферромагнетиков и ферромагнетиков, для которых

многие свойства могут быть получены в приближении молекулярного поля. Восприимчивость спин-жидкостного магнетика при охлаждении ниже температуры, соответствующей спиновой щели, обращается в нуль, так как щелевые магнитные возбуждения "вымерзают". Это обстоятельство приводит к тому, что магнитный отклик изолированных магнитных дефектов хорошо заметен на фоне немагнитной спин-щелевой матрицы, а магнитные возбуждения при низких температурах существуют в виде разреженного газа.

В данном сообщении рассматривается магнитный резонанс коллективных, коррелированных обменным взаимодействием состояний, образующихся в спин-щелевых магнетиках при введении дефектов или при термическом активировании возбуждений.

Ранее, в работах [6, 7] мы сообщали о формировании специфических кластеров вблизи примесных немагнитных ионов, введенных в спин-щелевую матрицу и замещающих магнитные ионы. В этом коллективном состоянии ненулевые средние проекции спинов восстанавливаются вблизи примесного иона и образуют наноскопические области локального антиферромагнитного порядка, обладающие собственным магнитным моментом и спином, который, как следует из теории и экспериментов, оказывается равным  $S = 1/2$ , в том числе для халдейновских цепочек, состоящих из ионов со спином  $S = 1$ . Опишем теперь исследование динамических коллективных состояний и их взаимодействий с наноскопическими кластерами.

Возбуждения в коррелированных обменным взаимодействием спиновых цепочках должны обладать эффективным спином  $S_{\text{eff}} = 1$ , поскольку соответствуют изменению проекции спина на единицу. Таким образом, переходы между спиновыми подуровнями этих триплетных возбуждений должны испытывать влияние кристал-

лического поля и расщепляться им по такой же схеме, по какой расщепляются спиновые подуровни изолированного магнитного иона со спином  $S = 1$ . Условием наблюдения такого расщепления является изолированность этих возбуждений друг от друга, которая обеспечивается здесь, в условиях концентрированного магнетика, "вымерзанием" магнитных возбуждений вследствие существования спиновой щели. Рисунок 1 показывает увеличение магнитно-резонансного поглощения керамических образцов халдейновского магнетика  $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$  в области магнитных полей, удаленной от резонансного поля описанных выше дефектов (соответствующего  $g$ -фактору 2,0), а также поглощение в нулевом поле на частоте около 100 ГГц, которое свидетельствует о сдвиге частоты парамагнитного резонанса за счет взаимодействия эффективного спина триплетного возбуждения с кристаллическим полем. Эти результаты работы [8], обнаруживающие ненулевую частоту магнитного резонанса термоактивированных возбуждений в нулевом поле, свидетельствуют об эффективном спине  $S = 1$  триплетных возбуждений в халдейновском магнетике. Благодаря спин-щелевому коллективному состоянию в этой концентрированной магнитной системе реализуется ситуация, в которой газ магнитных триплетных возбуждений является разреженным и при этом триплетные возбуждения взаимодействуют с кристаллическим полем как изолированные спины. Это, в свою очередь, приводит к наблюдению спектра магнитного резонанса, аналогичного спектру отдельных спинов в кристаллическом окружении. Отметим, что магнитные объекты с эффективным спином  $S = 1/2$  не имеют расщепления спиновых подуровней в кристаллическом поле. Возникновение указанного поглощения при нагревании указывает на то, что оно обусловлено магнитными возбуждениями, обладаю-

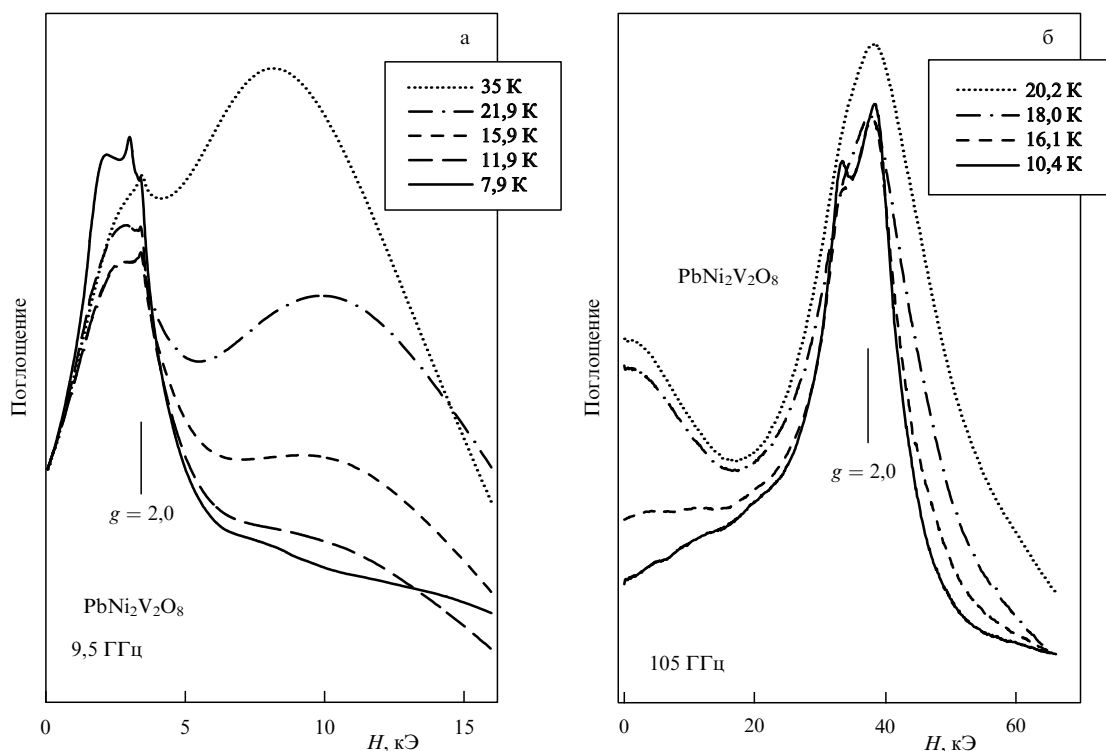


Рис. 1. Поглощение на частотах 9 ГГц (а) и 105 ГГц (б) в зависимости от магнитного поля в керамических образцах  $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$  [8].

щими энергетической щелью; по данным нейтронографического исследования [9] эта щель составляет примерно 25 К. При температурах, превышающих указанное значение, коррелированное халдейновское состояние разрушается и сигнал магнитного резонанса превращается в обычный сигнал концентрированного парамагнетика, в котором вследствие обменного сужения спектр магнитного резонанса состоит из одной линии с  $g = 2,0$ . Теоретический расчет [10] расщепления спиновой щели кристаллическим полем в халдейновском магнетике дает величину  $2D$ , где  $D$  — константа одноионной анизотропии. Величина этого расщепления зависит также от волнового вектора триплетных возбуждений: она должна уменьшаться при удалении волнового вектора от границы зоны Бриллюэна, в которой частота триплетных возбуждений минимальна [2]. Подгонка наблюдаемых при температуре 16 К спектров поглощения приводит к величине расщепления 86 ГГц. При меньшей температуре сигнал магнитного резонанса термоактивированных возбуждений не удается надежно зафиксировать, поэтому указанное значение расщепления не обязательно должно относиться ко дну спектра возбуждений, возможно, что мы наблюдаем здесь переходы между спиновыми подуровнями целой группы возбуждений в некой области  $\mathbf{k}$ -пространства.

В образцах  $\text{Pb}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$ , в которых за счет допирования возникают обрывы спиновых цепочек, мы можем проследить за взаимодействием распространяющихся триплетных возбуждений со спиновыми кластерами, образующимися вблизи обрывов цепочек [7]. Для этого мы изучили сигналы магнитного резонанса кластеров и триплетов в образцах с различными концентрациями примесей. Температурная зависимость резонансного поля для образцов с различными концентрациями примесей из работы [11] приведена на рис. 2. В образцах с низкой концентрацией дефектов наблюдаются хорошо разделенные резонансная линия дефектов и термоактивированная линия возбуждений. В образцах с содержанием примесей более 1 % наблюдается одна коллективная мода спинового резонанса дефектов и триплетных возбуждений. Указанная "гибридная" мода магнитного

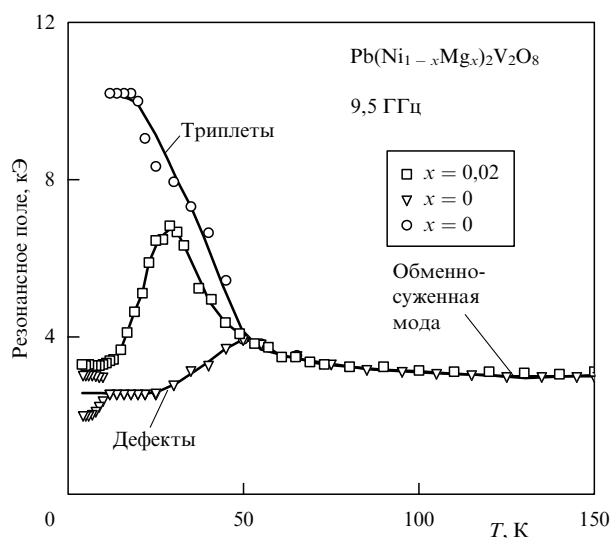


Рис. 2. Зависимость поля магнитного резонанса от температуры для образцов  $\text{Pb}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mg}_x)_2\text{V}_2\text{O}_8$  [8].

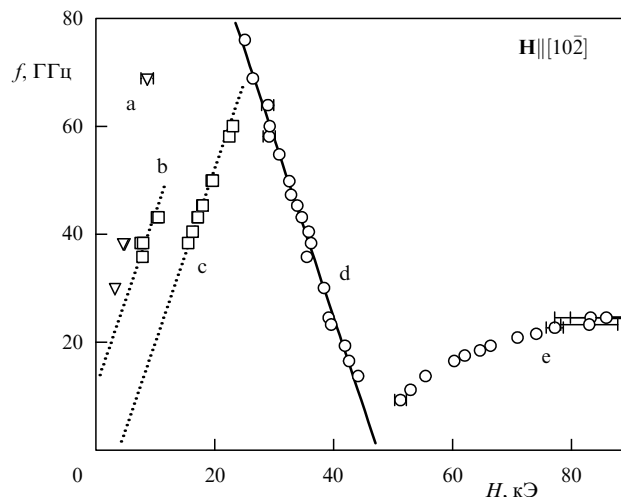


Рис. 3. Спектр магнитного резонанса димерного магнетика  $\text{TiCuCl}_3$  при температуре  $T = 1,5$  К [13].

резонанса имеет промежуточную по отношению к резонансу кластеров и резонансу триплетных возбуждений частоту. Центр тяжести этой резонансной линии смещается при повышении температуры в сторону триплетной моды. Это смещение происходит как следствие обменного сужения [12] при увеличении чисел заполнения триплетных возбуждений.

Эффект взаимодействия триплетных возбуждений спин-щелевых систем с кристаллическим полем и зависимость параметров этого резонанса от температуры удобнее наблюдать на монокристаллических образцах. Рисунок 3 [13] показывает спектр магнитного резонанса кристаллов димерного соединения  $\text{TiCuCl}_3$ . Линия d этого спектра соответствует переходу из основного синглетного состояния на нижний спиновый подуровень триплетного возбуждения, она наиболее хорошо разрешена при низких температурах. Линии a, b, c, появляющиеся при небольшом нагревании, соответствуют переходам между спиновыми подуровнями триплетных возбуждений, расщепленными магнитным и кристаллическим полями. Отметим, что в этом случае магнитные ионы матрицы  $\text{Cu}^{2+}$  несут спины  $S = 1/2$ , а эффективный спин коллективного возбужденного состояния, равный  $S = 1$ , демонстрирует соответствующее расщепление в кристаллическом поле. Различие структур различных резонансных мод в халдейновском и димерном магнетиках состоит в том, что в халдейновском магнетике спиновая щель соответствует волновому вектору на границе зоны Бриллюэна, поэтому наблюдение прямого перехода синглет – триплет в эксперименте по магнитному резонансу в обычном случае невозможно. В димерном магнетике  $\text{TiCuCl}_3$  спиновая щель соответствует нулевому волновому вектору и наблюдение прямых переходов синглет – триплет оказывается возможным с помощью метода спинового резонанса.

Расщепление спиновых подуровней триплетов оказывается зависящим от температуры. Рисунок 4 [13] показывает изменение резонансных магнитных полей компонент триплета при изменении температуры. При нагревании от 1,2 до 4 К расщепление существенно изменяется и выходит на промежуточное постоянное значение, а при дальнейшем повышении температуры линии сбли-

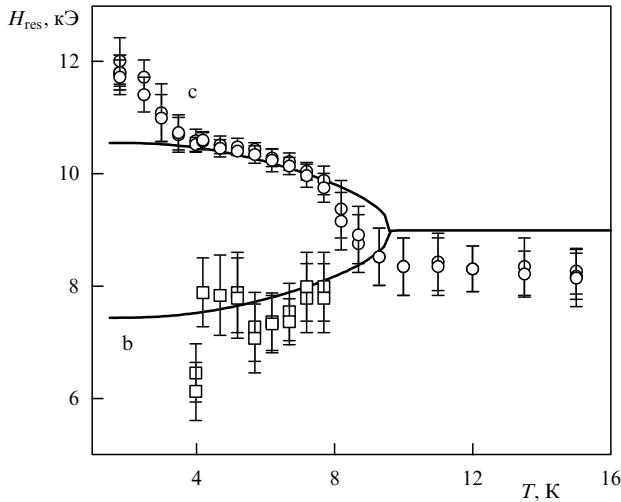


Рис. 4. Резонансные поля компонент b и c на частоте 25,94 ГГц в димерном магнетике  $\text{TlCuCl}_3$  при разных температурах. Ориентация магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel b$  [13].

жаются и превращаются в одну обменно-суженную линию концентрированного парамагнетика при температуре, превышающей энергию спиновой щели, которая для этого соединения равна 7,7 К. Температурная зависимость расщепления в области низких температур, по-видимому, связана с увеличением области  $\mathbf{k}$ -пространства, в которой возбуждаются триплеты, и зависимостью эффективного параметра анизотропии триплетного возбуждения от волнового вектора. Схема энергетических уровней триплетного возбуждения с нулевым волновым вектором в димерном магнетике  $\text{TlCuCl}_3$  показана на рис. 5 [13]. Здесь  $\Delta$  — спиновая щель в обменном приближении,  $D_0$  и  $E_0$  — параметры анизотропии эффективного спинового гамильтониана для спинового триплета в кристаллическом поле. Укажем, что в этом случае возбуждения со спином  $S = 1$  возникают как коллективные состояния в кристалле, в узлах

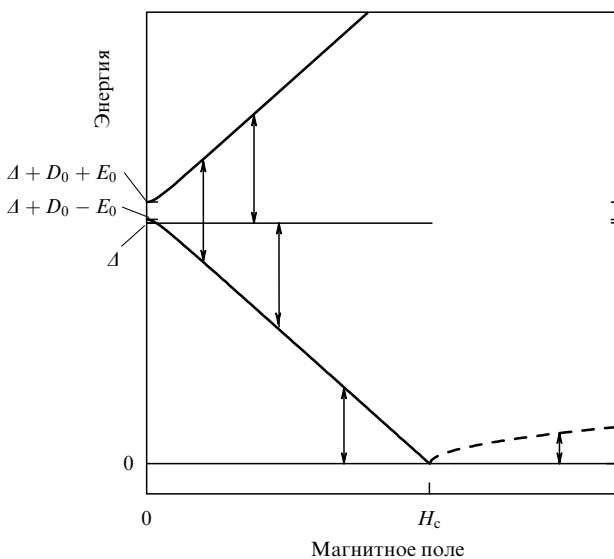


Рис. 5. Энергетическая схема уровней триплетных возбуждений с  $\mathbf{k} = 0$  в димерном магнетике  $\text{TlCuCl}_3$  [13].

решетки которого расположены спины  $S = 1/2$ . В магнитном поле  $H_c$ , в котором спиновая щель для нижней компоненты триплета закрывается, спин-жидкостное состояние теряет устойчивость и происходит индуцированное магнитным полем антиферромагнитное упорядочение [14]. Нелинейная зависимость частоты от магнитного поля свидетельствует об установлении магнитного порядка и представляет собой ветвь антиферромагнитного резонанса [13].

Таким образом, описанные эксперименты по магнитному резонансу обнаруживают различные коллективные состояния магнитных ионов, образующиеся в синглетной матрице спин-щелевых кристаллов: состояния с эффективным спином  $S_{\text{eff}} = 1/2$  на концах цепочек спинов  $S = 1$ , возбужденные спиновые состояния с эффективным спином  $S_{\text{eff}} = 1$  в спин-щелевых матрицах кристаллов, несущих спины  $S = 1$  (халдейновские системы) или спины  $S = 1/2$  (димерные спиновые системы), а также гибридные моды магнитного резонанса, в которых спины наноскопических кластеров и триплетных возбуждений спин-жидкостного магнетика совершают коллективные движения.

## Список литературы

1. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **50** 1153 (1983)
2. Meshkov S V *Phys. Rev. B* **48** 6167 (1993)
3. Pytte E *Phys. Rev. B* **10** 4637 (1974)
4. Kageyama H et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3168 (1999)
5. Dagotto E, Rice T M *Science* **271** 618 (1996)
6. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **65** 174422 (2002)
7. Смирнов А И, Глазков В Н *ВФН* **172** 1313 (2002)
8. Smirnov A I, Glazkov V N *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 216 (2006)
9. Uchiyama Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 632 (1999)
10. Golinelli O, Jolicoeur Th, Lacaze R *Phys. Rev. B* **46** 10854 (1992)
11. Smirnov A I et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276** 880 (2004)
12. Anderson P W *J. Phys. Soc. Jpn.* **9** 316 (1954)
13. Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **69** 184410 (2004)
14. Nikuni T et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5868 (2000)

PACS numbers: 74.45.+c, 74.78.Fk

## Эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик и его возможное использование в спинтронике

И.А. Гарифуллин

### 1. Введение

Исследования так называемого эффекта близости в системах сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф), или, иными словами, взаимодействия сверхпроводимости и ферромагнетизма в тонкопленочных гетероструктурах С/Ф интенсивно ведутся в течение последних 10 лет (см., например, [1]). В последнее время интерес к эффекту близости С/Ф значительно возрос в связи с его возможным использованием в спинтронике (см., например, [2–5]). В тонкопленочных многослойных системах при определенной комбинации Ф- и С-слоев температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , может контролироваться взаимной ориентацией намагниченностей Ф-слоев. Впервые теоретическую конструкцию спинового кла-