

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

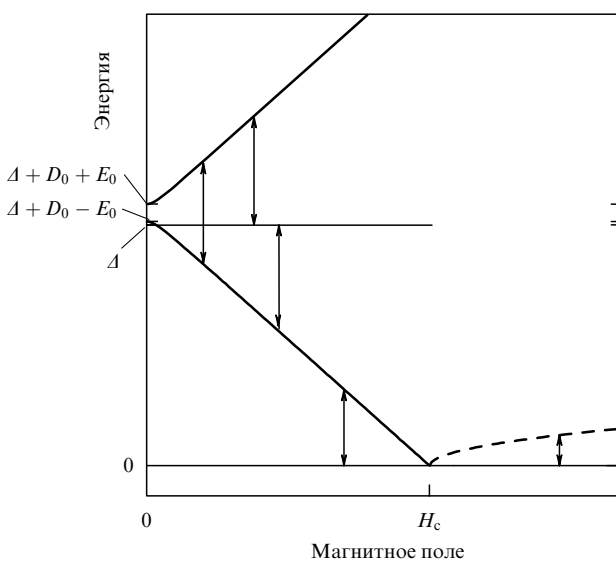


Рис. 5. Энергетическая схема уровней триплетных возбуждений с  $\mathbf{k} = 0$  в димерном магнетике  $\text{TlCuCl}_3$  [13].

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-

пана для сверхпроводящего тока, основанную на эффекте близости С/Ф, предложили О. Санжиун и др. [2]. Это схема С/Ф1/Н/Ф2, в которой намагниченности двух ферромагнитных слоев Ф1 и Ф2 развязаны немагнитным металлическим слоем Н, достаточно тонким, чтобы сверхпроводящая парная волновая функция могла проникать из С-слоя в слой Ф2. Тагировым [3] была также предложена теоретическая конструкция спинового клапана Ф1/С/Ф2, в которой слой сверхпроводника находится в контакте с Ф-слоями с обеих сторон. Согласно расчетам, обе эти структуры имеют более низкое значение  $T_c$  при параллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев по сравнению со значением  $T_c$  при их антипараллельной ориентации. Для того чтобы иметь возможность изменять взаимную ориентацию намагниченностей ферромагнитных слоев, на слой Ф2 обычно наносят пленку антиферромагнетика, который за счет полей анизотропии закрепляет намагниченность слоя Ф2. Таким образом обеспечивается возможность небольшим внешним магнитным полем изменять направление намагниченности слоя Ф1. Существует лишь одно недавнее сообщение в литературе о реализации сверхпроводящего спинового клапана конструкции Тагирова на основе трехслойной системы CuNi/Nb/CuNi [4]. Разница  $\Delta T_c$  между значениями  $T_c$  в случаях параллельного и антипараллельного направлений намагниченностей Ф-слоев CuNi оказалась порядка 6 мК. Желательной предпосылкой для наблюдения более заметного эффекта сверхпроводящего спинового клапана в конструкции Ф1/С/Ф2 является наличие так называемой "возвратной" сверхпроводимости. Нами впервые было обнаружено это явление в пленках Fe/V/Fe [6], когда с увеличением толщины слоев Fe вначале наблюдалось полное исчезновение сверхпроводимости в интервале толщин слоев железа  $d_{Fe}$  от 0,5 до 1 нм, а затем ее последующее восстановление при  $d_{Fe} > 1$  нм. Помимо этого явления для эффективной работы спинового клапана, предложенного Тагировым, необходимо, чтобы толщина С-слоя  $d_s$  была порядка или меньше сверхпроводящей длины когерентности  $\xi_s$ . Это условие естественным образом возникает из следующего. Для того чтобы куперовские пары "чувствовали" взаимное направление намагниченностей Ф-слоев, необходимо, чтобы Ф-слои находились друг от друга на расстоянии, не слишком превышающем размеры куперовских пар, т.е.  $\xi_s$ . Однако наши исследования показали, что в стандартной трехслойной системе Ф/С/Ф эффект разрушения куперовских пар даже очень тонкой ферромагнитной пленкой столь силен, что минимальная толщина С-слоя, при которой сверхпроводимость еще сохраняется, оказывается порядка  $3\xi_s$  [6, 7]. Таким образом, необходимо было найти способ сохранения сверхпроводимости в конструкции Ф/С/Ф при  $d_s \sim \xi_s$ . Одним из способов достижения этой цели может являться введение экранирующего слоя между Ф- и С-слоями.

В данном докладе представлены результаты изучения сверхпроводящего эффекта близости в тонкопленочной слоистой системе Fe/Cr/V/Cr/Fe, в которой слой хрома играют экранирующую роль [8, 9]. Вдобавок к новым результатам, касающимся магнитного фазового перехода в слое Cr, происходящего при изменении его толщины  $d_{Cr}$ , был найден верхний предел  $d_{Cr}$  для использования в спиновом клапане. Была также сделана попытка реализовать спиновый клапан для сверхпрово-

дящего тока, предложенный в [2]. Наша идея реализации этого устройства [5] заключалась в замене виртуального слоя Н между слоями Ф1 и Ф2 реальным немагнитным промежуточным слоем, обеспечивающим антиферромагнитную обменную связь между намагниченностями ферромагнитных слоев [10]. В этом случае можно вращать направления намагниченностей слоев Ф1 и Ф2, изменяя их взаимную ориентацию от антипараллельной до параллельной с помощью внешнего магнитного поля, и наблюдать сдвиг  $\Delta T_c$ . Вместо трехслойной пленки Ф1/Н/Ф2 нами была взята сверхрешетка Fe/V, в которой между Ф-слоями Fe имелась сильная антиферромагнитная связь через слой V [11]. Такой выбор обусловлен практическими соображениями, связанными с технологией [12].

## 2. Эффект близости в системе Fe/Cr/V/Cr/Fe

Всего было исследовано четыре серии образцов Fe/Cr/V/Cr/Fe. В серии 1 изменялась величина  $d_{Cr}$  при постоянном значении  $d_{Fe} = 5$  нм. В остальных трех сериях (серии 2–4) толщина  $d_{Cr}$  являлась фиксированной и изменялась  $d_{Fe}$ . Толщина слоя V во всех образцах составляла 30 нм.

Зависимость  $T_c(d_{Cr})$  для серии 1 показана на рис. 1. Как видно из рисунка, в области значений  $d_{Cr} < 4$  нм температура сверхпроводящего перехода возрастает с увеличением толщины слоев хрома. При дальнейшем увеличении  $d_{Cr}$  температура сверхпроводящего перехода проходит через максимум, а затем уменьшается со значительно большей скоростью, чем увеличивалась до достижения максимума.

Зависимости  $T_c(d_{Fe})$  в образцах трех серий с различными фиксированными значениями толщин слоев хрома ( $d_{Cr} = 1,5, 2,8$  и  $4,7$  нм) представлены на рис. 2б–г. Как видно из рисунка, зависимости оказались в целом похожими на ту, которая наблюдалась нами ранее [6] для трехслойных образцов Fe/V/Fe (рис. 2а). В последних температура сверхпроводящего перехода с увеличением  $d_{Fe}$  вначале резко уменьшается, проходит через минимум и насыщается. В образцах Fe/Cr/V/Cr/Fe амплитуда начального спада  $T_c$  уменьшается с увеличением толщины слоев Cr, разделяющих слои Fe и V. Зависимость  $T_c$

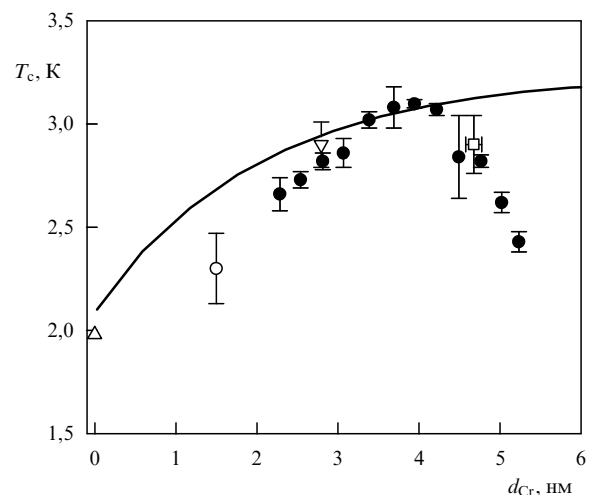
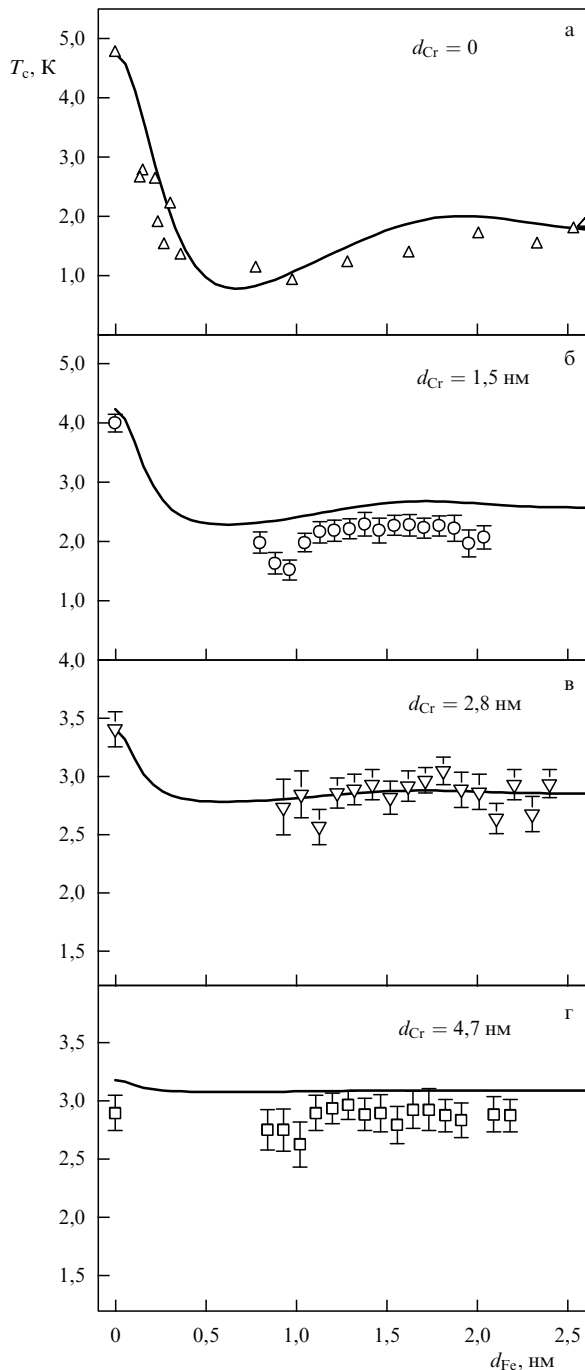


Рис. 1. Зависимость  $T_c$  от толщины слоев хрома в серии 1 (см. пояснение в тексте) с фиксированным значением толщин слоев железа  $d_{Fe} = 5$  нм.



**Рис. 2.** Зависимости  $T_c$  от толщины слоев железа в образцах серий 2–4 (см. пояснение в тексте). Для сравнения на рис. 2а приведена соответствующая зависимость для трехслойной системы Fe/V/Fe, взятая из работы [6].

от  $d_{Fe}$  практически полностью исчезает при  $d_{Fe} = 4,7$  нм, что, очевидно, связано с экранирующей ролью слоев Cr. С увеличением  $d_{Cr}$  число куперовских пар, достигающих слоев Fe, уменьшается, поэтому влияние обменного поля Fe на сверхпроводимость слоя V ослабевает. Эти результаты позволили оценить значение глубины проникновения куперовских пар в слой Cr как 4 нм.

Последний вывод входит в противоречие с результатом, показанным на рис. 1, из которого отчетливо видно резкое уменьшение  $T_c$  с увеличением  $d_{Cr}$  начиная с 4 нм, т.е. с толщин, превышающих глубину проникновения куперовских пар в слой хрома. Это однозначно указы-

вает на то, что при  $d_{Cr} \sim 4$  нм кардинальным образом изменяются свойства самих слоев хрома, поскольку при этих толщинах слоев Cr, как можно судить по рис. 2в, г, воздействие слоев Fe, разрушающее сверхпроводимость ванадия, уже экранируется. Мы полагаем, что резкий спад в зависимости  $T_c(d_{Cr})$  при  $d_{Cr} > 4$  нм обусловлен переходом слоев Cr из немагнитного состояния в несоизмерное состояние волн спиновой плотности (ВСП) при  $d_{Cr} \sim 4$  нм. Заключение о том, что слои хрома при толщине, меньшей 4 нм, не являются магнитными, согласуется с результатами мёссбауэровских экспериментов [13]. Предположение о возникновении сильного подавления сверхпроводимости с переходом слоев Cr из немагнитного состояния в состояние ВСП кажется нам разумным по следующей причине. Состояние ВСП в хrome образуется зонными электронами, которые могут формировать в слое хрома также и индуцированное эффектом близости сверхпроводящее состояние. При теоретическом исследовании проблемы сосуществования ВСП и сверхпроводимости (см., например, [14]) было показано, что в той части поверхности Ферми, где нестинг благоприятствует образованию состояния ВСП, возможность формирования сверхпроводящей щели ограничена, и  $T_c$  оказывается пониженной, если температура перехода в состояние ВСП больше изначального значения  $T_c$ . Таким образом, возникновение антиферромагнитного порядка в Cr и проникновение куперовских пар из слоя V в слой Cr могут рассматриваться как два конкурирующих антагонистических типа коллективных явлений электронного упорядочения.

### 3. Сверхпроводящие свойства слоев ванадия, нанесенных на антиферромагнитно связанную сверхрешетку $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$

Всего для исследований было приготовлено шесть образцов  $\text{MgO}(100)/[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(d_V)$ . В этой конструкции роль ферромагнитных слоев Ф1 и Ф2 играли два монослоя железа ( $\text{Fe}_2$ ), разделенные 11-ю монослоями V ( $\text{V}_{11}$ ). На сверхрешетку  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$ , в которой эти чередующиеся слои повторялись 20 раз, напылялся достаточно толстый слой сверхпроводящего ванадия (с толщиной  $d_V$  от 16 до 30 нм). Известно [11], что слой  $\text{V}_{11}$  обеспечивает антиферромагнитную обменную связь между слоями  $\text{Fe}_2$ .

Измерения намагниченности показали, что параллельная ориентация намагниченностей различных слоев  $\text{Fe}_2$  сверхрешетки  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  наступает в магнитном поле порядка 6 кЭ. Сверхпроводящие переходы, измеренные по изменению электросопротивления, имели ширину порядка 0,1 К. Заметного увеличения ширины переходов в больших магнитных полях не наблюдалось, как это и ожидается для тонких пленок в безвихревом состоянии. Верхнее критическое поле  $H_{c2}$  определялось по середине перехода.

Хорошо известно (см., например, [15]), что для обычной трехслойной системы Fe/V/Fe, в которой не ожидается проявления эффекта спинового клапана вследствие большой толщины слоя V, верхнее критическое поле при перпендикулярном и параллельном плоскости пленки направлении магнитного поля прекрасно следует классическому теоретическому предсказанию для двумерной (2D) тонкой пленки [16]. При перпендикулярной ориентации верхнее критическое поле линейно зависит от температуры, а при параллельной наблю-

дается зависимость вида

$$H_{c2}^{\text{par}} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi(0)} \frac{\sqrt{12}}{d_s} \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}.$$

Здесь  $\Phi_0 = 2 \times 10^{-7}$  Гс см<sup>2</sup> — квант магнитного потока,  $\xi(0)$  — сверхпроводящая длина когерентности Гинзбурга–Ландау при  $T = 0$  К,  $d_s$  — толщина сверхпроводящего слоя. На рисунке 3 приведены температурные зависимости квадрата параллельного верхнего критического поля  $H_{c2}^{\text{par}}(T)$  для образцов  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(d_V)$ . Как видно из рисунка, при значениях поля, больших 6 кЭ, прямая линия идеально описывает температурную зависимость. В полях, меньших 6 кЭ, наблюдается увеличивающееся отклонение от прямой. Экстраполяция прямой дает температуру сверхпроводящего перехода, которая оказывается более чем на 0,1 К ниже температуры перехода, измеренной в нулевом магнитном поле. Сравнение с кривой намагничивания сверхрешеток  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$  показывает, что значение поля 6 кЭ, при котором намагниченности Ф-слоев оказываются параллельными, коррелирует с началом линейной зависимости  $(H_{c2}^{\text{par}}(T))^2$ . Из этого факта был сделан вывод о том, что отклонение поведения верхнего критического поля от 2D-поведения вызвано постепенным изменением взаимного направления намагниченностей подрешеток сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$  от параллельной ориентации в поле, превышающем 6 кЭ, до антипараллельной в нулевом

поле. Для образца с  $d_V = 16$  нм температура сверхпроводящего перехода  $T_c = 1,78$  К, в то время как экстраполяция из области ферромагнитного насыщения дает  $T_c = 1,67$  К. Анализ показывает, что различие в  $T_c$ , равное 0,11 К, обусловлено сверхпроводящим эффектом спинового клапана.

#### 4. Заключение

Изучение эффекта близости в тонкопленочной слоистой системе  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{V}/\text{Cr}/\text{Fe}$  ясно продемонстрировало сильное экранирующее действие слоев Cr, введенных между сверхпроводящим слоем V и разрушающими куперовские пары слоями Fe. При толщине слоев хрома  $d_{\text{Cr}} > 4$  нм слои железа уже практически не оказывают влияние на  $T_c$  ванадия. Это позволяет оценить верхний предел глубины проникновения куперовских пар в слои Cr как 4 нм. Если бы слои хрома вели себя как нормальный несверхпроводящий металл, такой как, например, Cu, глубина проникновения при низких температурах достигала бы микронных величин. В слоях хрома малая глубина проникновения сверхпроводящей парной волновой функции обуславливается эффективным спиновым рассеянием электронов на дефектах с локальным нескомпенсированным магнитным моментом. Этот эффект сильного экранирования слоями хрома обменного поля, создаваемого Ф-слоем, мы будем использовать в дальнейших попытках создания спинового клапана конструкции Тагирова.

Мы также исследовали эффект сверхпроводящего спинового клапана на слое V, нанесенном на антиферромагнитно связанную сверхрешетку  $[\text{Fe}/\text{V}]$ . Наши эксперименты показали, что температура сверхпроводящего перехода ванадиевой пленки чувствительно реагирует на взаимную спиновую ориентацию слоев  $\text{Fe}_2$  антиферромагнитно связанной сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$ . Конечно, Ф-слои в нашей системе не могут легко переключаться из антипараллельного в параллельное состояние, поскольку этот переход происходит постепенно с изменением внешнего магнитного поля от 0 до 6 кЭ. Однако мы надеемся, что можно сконструировать переключающее устройство, заменив антиферромагнитно связанную сверхрешетку  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$  обычной трехслойной конструкцией.

Работа была поддержана РФФИ (грант 05-02-17198) и Немецким исследовательским обществом DFG (SFB 491).

#### Список литературы

1. Buzdin A I *Rev. Mod. Phys.* **77** 935 (2005)
2. Sangjun Oh, Youm D, Beasley M R *Appl. Phys. Lett.* **71** 2376 (1997)
3. Tagirov L R *Phys. Rev. Lett.* **83** 2058 (1999)
4. Gu J Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 267001 (2002)
5. Westerholt K et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 097003 (2005)
6. Garifullin I A et al. *Phys. Rev. B* **66** 020505 (2002)
7. Lazar L et al. *Phys. Rev. B* **61** 3711 (2000)
8. Garifullin I A et al. *Phys. Rev. B* **70** 054505 (2004)
9. Гарифуллин И А и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 50 (2004)
10. Bruno P, Chappert C *Phys. Rev. Lett.* **71** 46 261 (1992)
11. Hjörvarsson B et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 901 (1997)
12. Isberg P et al. *Vacuum* **48** 483 (1997)
13. Almokhtar M J. *Phys.: Condens. Matter* **12** 9247 (2000)
14. Machida K J. *Phys. Soc. Jpn.* **50** 2195 (1981)
15. Wong H K et al. *J. Low Temp. Phys.* **63** 307 (1986)
16. de Gennes P G, Tinkham M *Physics* **1** 107 (1964)

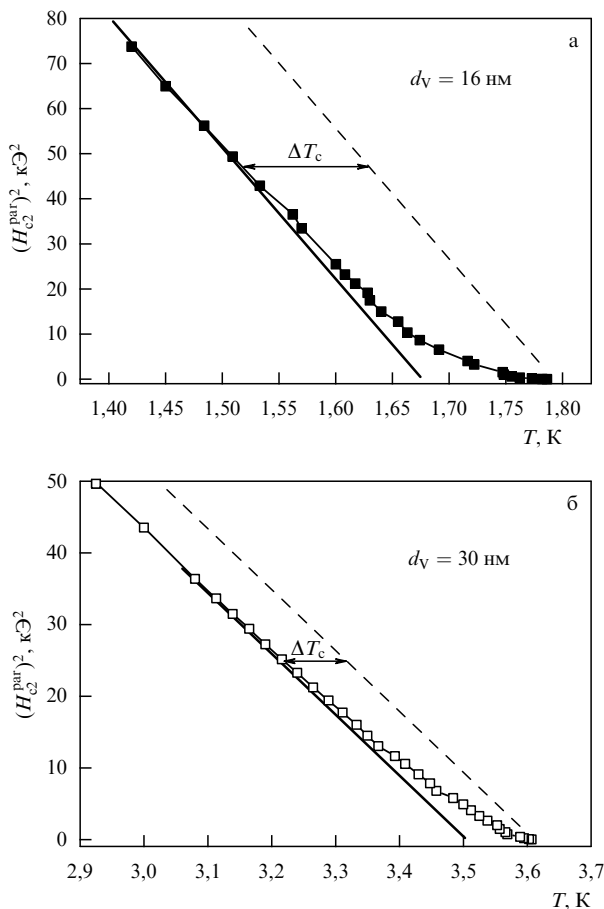


Рис. 3. Квадрат параллельного верхнего критического поля в зависимости от температуры для образцов  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}$  (16 нм) (а) и  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}$  (30 нм) (б). Сплошная прямая — линейная экстраполяция температурной зависимости из области высоких полей.