

распространенность ПЧД во много раз. Во-вторых, так как более тяжелые ПЧД поглощают БК значительно быстрее, диффузный нейтринный фон позволит наложить существенно более строгие ограничения на распространенность ПЧД массой  $M_0 \gg M_*$ .

Немаловажно также, что после поглощения БК возникает ЧД массой, равной массе поглощенного БК. Напомним, что столь легкие ЧД не могут образовываться в процессе гравитационного коллапса.

Авторы благодарны профессору В.Г. Барышевскому за поддержку в работе.

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. // АЖ. 1966. Т. 43. С. 758.
2. Hawking S. W. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1972. Vol. 152. P. 75.
3. Carr B. J. // Astron. J. 1976. Vol. 206. P. 8.
4. Khlopov M. Ya. // Cosmoparticle Physics. Singapore, 1999.
5. Новиков И.Д., Фролов В.П. // Физика черных дыр. М., 1986.
6. Hawking. S. W. // Nature. 1974. Vol. 240. P. 30; Page D. N. // Phys. Rev. D. 1976. Vol. 13. P. 1.
7. Carr B. J., MacGibbon I. H. // Phys. Repts. 1988. Vol. 307. P. 141.
8. Halzen F., Keszthelyi B. // hep-ph/9502268.
9. Bugaev E. V., Konishchev K. V. // Phys. Rev. D. Vol. 2002. 65. № 12. 123005; astro-ph/0103265.
10. Juralevich S. E., Tikhomirov V. V. // Contributions to V International Conference on Gravitation and Astrophysics of Asian-Pacific Countries. PFUR. Moscow, 2001. P. 6418; astro-ph/0202445.
11. Шапиро С., Тюколски С. // Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М., 1983.
12. Michel F. // Astrophys. Space Sci. 1972. Vol. 15. P. 153.
13. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. // Статистическая физика. М., 1980.
14. Juralevich S. E., Tikhomirov V. V. // Proceedings of International School-Seminar "Actual Problems of Particle Physics". Gomel, 2001.
15. Тихомиров В.В., Юралевич С.Э. // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2001. № 4. С. 73.
16. Тихомиров В.В., Юралевич С.Э. // Фундаментальные и прикладные физические исследования. 1986–2001 гг.: Сб. тр. / Под ред. В.Г. Барышевского. Мн., 2001. С. 81.
17. Герштейн С.С., Фоломешкин В.Н., Хлопов М.Ю. и др. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 5.
18. Bento L. // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59. P. 15013.
19. Marcovič D. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1995. Vol. 277. P. 25.

Поступила в редакцию 17.09.2002.

**Виктор Васильевич Тихомиров** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией ядерной оптики НИИЯП БГУ.

**Светлана Эдвардовна Юралевич** – аспирант кафедры ядерной физики. Научный руководитель – В.В. Тихомиров.

УДК 538.248

*И.А. БАШМАКОВ, В.А. ДОРОСИНЕЦ, М.Г. ЛУКАШЕВИЧ, Т.Ф. ТИХОНОВА*

## СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ НАНОКЛАСТЕРОВ КОБАЛЬТА В УГЛЕРОДНОЙ МАТРИЦЕ

Cobalt nanoclusters with an average size of 10 nm embedded in a carbon matrix were prepared by thermal treatment of carboxylated cellulose doped with cobalt cations. The cobalt nanoclusters exhibit a transition from ferromagnetic to superparamagnetic state with increasing temperature. The blocking temperature  $T_B$  and the magnetic anisotropy constant  $K_{eff}$  of the nanoclusters were estimated from the magnetic hysteresis curves as well as the temperature dependence of magnetization, being about 70 K and  $5,0 \cdot 10^4$  J/m<sup>3</sup>, respectively. The values of these parameters agree well with these of cobalt nanoclusters obtained by commonly used methods.

Кластеры кобальта рассматриваются в качестве базовых элементов в устройствах магнитной памяти нового поколения со сверхвысокой плотностью записи. Магнитные свойства наночастиц в немагнитной матрице существенно отличаются от свойств объемных образцов и зависят от их размера, геометрической формы, кристаллической структуры и степени структурного совершенства. Углерод является идеальным изолирующим материалом для размещения кластеров кобальта, поскольку не образует стабильных карбидов кобальта. Этим обусловлено большое число исследований, направленных на получение и изучение кластеров кобальта в углеродной матрице, появившихся в последние годы [1–8].

Традиционными методами формирования кластеров кобальта в углеродной матрице являются одновременное магнетронное или ионно-лучевое напыление углерода и кобальта на подложку в условиях высокого вакуума [2–6], а также осаждение в дуговом разряде [7, 8]. Нами был использован собственный метод формирования кластеров кобальта в углеродной матрице путем термической трансформации металл-целлюлозного предшественника, предложенный в [9], который заключается в замене протонов  $\text{COOH}$ -групп в волокнах карбоксилированной целлюлозы на катионы кобальта путем ионной сорбции с последующей термообработкой волокон. В процессе отжига при температуре 700–900 °С происходит карбонизация целлюлозы, а катионы кобальта формируют кластеры, причем с ростом температуры средний размер кластеров увеличивается от 10 до 100 нм. Этот метод обладает определенными преимуществами по сравнению с традиционными, поскольку равномерное на атомарном уровне распределение катионов металла в предшественнике способствует равномерному распределению кластеров кобальта в углеродной матрице. Кроме того, отжиг образцов проводится в условиях слабого вакуума, а подбор режима термообработки позволяет плавно изменять размер кластеров кобальта, структуру и проводимость углеродной матрицы.

Ранее нами [9] установлено ферромагнитное поведение кластеров кобальта со средним размером 100 нм при комнатной температуре. В то же время образцы  $\text{C}(\text{Co})$  с размером кластеров 10 нм при этих же условиях не обладали магнитным гистерезисом, что свидетельствовало об их нахождении при комнатной температуре в суперпарамагнитном состоянии, так как сами кластеры наблюдались на электронно-микроскопических изображениях [10].

В данной работе приводятся результаты исследования суперпарамагнитных свойств нанокластеров кобальта со средним размером около 10 нм в углеродной матрице в области низких температур. Образцы  $\text{C}(\text{Co})$  были получены путем термообработки металл-целлюлозных предшественников при температуре 700 °С. Петли гистерезиса намагничивания регистрировались в температурном интервале  $T=5\text{--}70$  К с помощью сверхпроводящего квантового интерференционного магнитометра.

На рис. 1 приведены кривые намагничивания образцов для ряда температур. Видно, что при  $T=70$  К, так же как и при  $T=300$  К [9, 10], на кривых намагничивания отсутствует гистерезис, который отчетливо проявляется при более низких температурах. Этот факт свидетельствует, что кластеры кобальта, полученные по нашей методике, обладают суперпарамагнитными свойствами в области высоких температур и ферромагнитными – в области температур ниже 70 К.

На рис. 2 представлена температурная зависимость коэрцитивной силы  $H_C$  образцов, установленная на основании петель гистерезиса намагниченности. Согласно расчету [11] для невзаимодействующих магнитных кластеров температурная зависимость коэрцитивной силы дается соотношением

$$\mu_0 H_C = \frac{2K_{eff}}{M_S} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_B} \right)^{0,77} \right], \quad (1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $K_{eff}$  – константа магнитной анизотропии,  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $T$  – температура,  $T_B$  – температура блокировки.

Наилучшая аппроксимация экспериментальной кривой достигается формулой (1) для значений  $T_B = 70,9$  К и  $2K_{eff}/M_S = 0,76$ . Полученное таким образом значение температуры блокировки хорошо коррелирует с температурой 70 К, при которой отсутствует гистерезис на кривой намагничивания.

Характерной особенностью суперпарамагнитного поведения нанокластеров, охлажденных в отсутствие внешнего магнитного поля, является уменьшение их намагниченности с повышением температуры при проведении измерения в слабом поле. Намагниченность данных нанокластеров в ферромагнитном состоянии при тех же условиях растет с повышением температуры. Таким образом, при переходе нанокластеров из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние на кривой температурной зависимости намагниченности должен наблюдаться максимум. Температура блокировки, определенная по этому

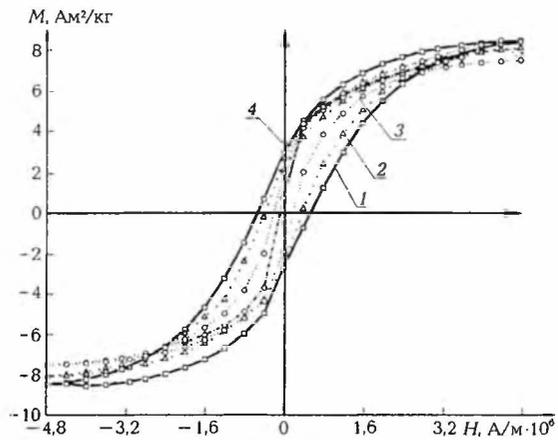


Рис. 1. Кривые намагничивания для нанокластеров кобальта в углеродной матрице. Температура измерения: 1 – 5 К, 2 – 20 К, 3 – 40 К, 4 – 70 К

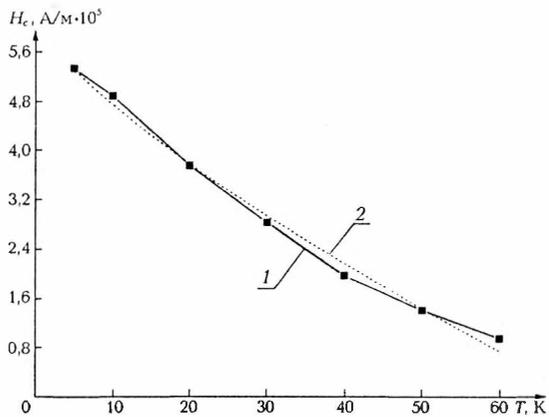


Рис. 2. Температурная зависимость коэрцитивной силы нанокластеров кобальта (1) и ее аппроксимация уравнением 1 (2)

методу для полученных нами кластеров, составляет около 73 К (рис. 3), что незначительно превышает ее величину, определенную из аппроксимации кривой намагничивания по формуле (1). Отметим, что диаметр кластеров кобальта из работы [1], температура блокировки которых имеет приблизительно такое же значение, составляет порядка 7 нм. Разброс значений температуры блокировки, определенных разными методами, может быть, в частности, обусловлен разбросом диаметров отдельных кластеров и, возможно, в некоторой степени магнитным взаимодействием между кластерами

кобальта. Этими же причинами может быть обусловлено и отклонение экспериментальной зависимости коэрцитивной силы от теоретической зависимости (1).

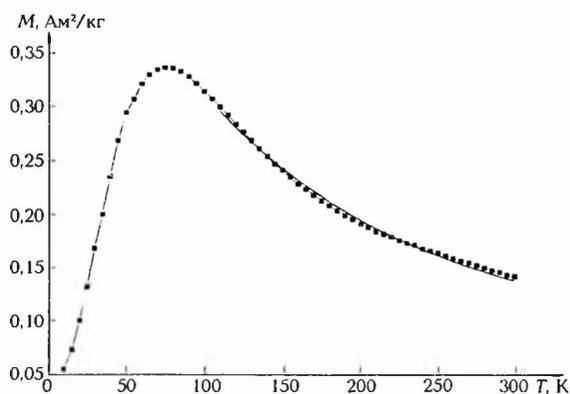


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности нанокластеров кобальта для напряженности магнитного поля  $H=8 \cdot 10^3$  А/м и аппроксимация ее суперпарамагнитного участка уравнением Ланжевена

Возможность перехода кластеров из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние с повышением температуры определяется соотношением энергии теплового движения и энергии магнитной анизотропии магнитной частицы. Так, для температуры блокировки выполняется соотношение [1]

$$K_{eff} V = 25 k_B T_B, \quad (2)$$

где  $V$  – объем магнитной частицы,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Из формулы (2) можно определить постоянную магнитной анизотропии

нанокластеров кобальта. Для кластеров кобальта размером около 10 нм, исследованных в данной работе, вычисление по формуле (2) приводит к значению константы магнитной анизотропии  $K_{eff} = 5,0 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>, что существенно меньше значения для объемных образцов г. п. у. кобальта, составляющего в области криогенных температур  $6,8 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>, но больше ее величины для объемных образцов г. ц. к. кобальта, составляющей  $2,3 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>. Известно, что константа магнитной анизотропии должна увеличиваться с уменьшением размера кластеров, поскольку для кластеров наибольший эффект оказывает поверхностная анизотропия. Исходя из этого, можно сделать вывод, что полученные нами нанокластеры кобальта в углеродной матрице имеют кристаллическую структуру г. ц. к., которая стабильна для объемных образцов кобальта только при температуре выше 400 °С. Существование этой кристаллической структуры кобальта, проявляющейся в исследованных нами кластерах при низких температурах, наблюдалось также в работе [1]. Отметим, что рассчитанная нами и полученная в [1] величины  $K_{eff}$  достаточно хорошо согласуются.

Температурная зависимость намагниченности  $M$  в случае температур, превышающих температуру блокировки, для ферромагнитных частиц может быть описана уравнением Ланжевена:

$$M = M_s (\coth \alpha - 1/\alpha), \quad (3)$$

где

$$\alpha = \mu_p H / k_B T. \quad (4)$$

Здесь  $\mu_p$  – средний магнитный момент частицы, а  $H$  – напряженность внешнего магнитного поля. На рис. 3 представлена аппроксимация формулой (3) участка экспериментальной кривой температурной зависимости намагниченности образца С(Сo), соответствующего суперпарамагнитному поведению кластеров кобальта, в предположении, что  $\mu_p$  не зависит от температуры. Видно, что экспериментальная кривая характеризуется более быстрым спадом в области низких температур, что свидетельствует о более быстром, чем по (4), уменьшении параметра  $\alpha$  с температурой. Можно предполо-

жить, что магнитный момент нанокластера не является постоянным, а уменьшается с ростом температуры вследствие возрастания степени спинового беспорядка в магнитной частице с ростом температуры. Однако расхождение экспериментальной и теоретической кривых для исследованных в данной работе нанокластеров кобальта существенно меньше, чем для кластеров размером 3,8–8,8 нм, исследованных в работе [1].

Таким образом, кластеры кобальта в углеродной матрице, полученные методом термообработки металл-целлюлозного предшественника при температуре 700 °С, обладают суперпарамагнитными свойствами в температурной области выше 70 К. Температурная зависимость намагниченности кластеров кобальта хорошо описывается уравнением Ланжевена. Рассчитанные нами значения температуры блокировки и константы магнитной анизотропии нанокластеров кобальта согласуются с аналогичными величинами для нанокластеров кобальта, полученными с использованием других методик.

Авторы выражают благодарность профессору Г. Миклицу (Кёльнский университет, ФРГ) за предоставление возможности проведения низкотемпературных магнитных измерений.

1. Lin X.M., Sorensen C.M., Klabunde K.J. et al. // J. Mater. Res. 1999. Vol. 14. P. 1542.
2. Hayashi T., Hirano S., Tomita M. et al. // Nature. 1996. Vol. 381. P. 772.
3. Delaunay J.-J., Hayashi T., Tomita M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. P. 3427.
4. Delaunay J.-J., Hayashi T., Tomita M. et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. P. 2200.
5. Yu M., Liu Y., Sellmyer D.J. et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. P. 4319.
6. Yu M., Liu Y., Moser A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 3992.
7. Wang H., Wong S.P., Cheung W.Y. et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. P. 2063.
8. Ibid. P. 4919.
9. Башмаков И.А., Доросинец В.А., Лукашевич М.Г. и др. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 2002. С. 48.
10. Bashmakov I., Dorosinets V., Lukashevich M. et al. // J. Mater. Res. 2001. Vol. 16. P. 2832.
11. Pfeiffer H. // Phys. Stat. Sol. (A). 1990. Vol. 118. P. 295.

Поступила в редакцию 21.10.2002.

*Игорь Аркадьевич Башмаков* – кандидат химических наук, ведущий научный сотрудник НИИФХП БГУ.

*Владимир Адамович Доросинец* – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

*Михаил Григорьевич Лукашевич* – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и наноэлектроники.

*Татьяна Федоровна Тихонова* – научный сотрудник НИИФХП БГУ.

УДК 539.2116.2

В.А. ПИЛИПЕНКО, В.Н. ПОНОМАРЬ, Т.В. ПЕТЛИЦКАЯ

## ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ЗАРЯДОВЫЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОГО КОНДЕНСАТОРНОГО ДИЭЛЕКТРИКА $\text{SiO}_2 - \text{Ta}_2\text{O}_5$

The analysis of charge state change in triple system  $\text{Ta}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2 - \text{Si}$  depending on mechanical stresses is given in the article. Model of integrated charge formation at the occurrence of mechanical stresses.