

Заключение

Проведенный в работе вывод уравнения для светоиндуцированной добавки к показателю преломления из балансных уравнений для концентраций *транс*- и *цис*-изомеров показал, что полученная система отличается от ранее использовавшегося феноменологического уравнения двухэкспоненциальным характером релаксационных процессов с различными постоянными времени и лучше согласуется с экспериментом. Полученные уравнения были решены аналитически в случае гармонической модуляции интенсивности. В пренебрежении анизотропией показателя преломления уравнение для светоиндуцированной добавки к показателю преломления, а также система уравнений для амплитуд и фаз связанных волн, взаимодействующих в полимере, не отличаются от полученных ранее на основании феноменологической модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16721).

Литература

1. Мюльман Г., Ван-дер-Ворст Дж. ЖК полимеры с боковыми мезогенными группами. М., 1992.
2. Holme N.C.R., Ramapujam P.S. // Opt. Lett. 1995. **21**. P. 902.
3. Симонов А.Н., Ларичев А.В. // Квант. электроника. 1999. **28**. P. 87.
4. Shibaev V.P., Kostromin S.G. Polymers as electrooptical and photooptical active media. Berlin: Springer-Verlag, 1996.
5. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.
6. Симонов А.Н., Андреева М.С., Шмальгаузен В.И., Шибеев В.П. // Квант. электроника. 2001. **31**, № 7. С. 599.
7. Dumont M., Froc G., Hosotte S. // Nonlin. Opt. 1995. **9**. P. 327.
8. Симонов А.Н., Ураев Д.В., Шибеев В.П., Костромин С.Г. // Квант. электроника. 2002. **32**, № 2. С. 143.
9. Vorobiev A.Kh. XX International Conference on Photochemistry. Russia, 2001. Poster PP289.
10. Андреева М.С., Шмальгаузен В.И. // Изв. РАН. 2002. **66**, № 8. С. 1146.

Поступила в редакцию
18.09.02

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.611.3

ДВУХ- И ТРЕХМЕРНЫЕ ДИАГРАММЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Л. И. Антонов, Е. В. Лукашева, Г. А. Миронова, Д. Г. Скачков

(кафедра общей физики)

E-mail: lev@genphys.phys.msu.ru

Анализируются способы графического представления равновесного пространственного распределения вектора намагниченности, а также вихревой и потенциальной частей этого поля. Разработана методика наглядного графического представления магнитного поля для двумерного периодического распределения намагниченности в тонкой магнитной пленке. В качестве примера рассмотрены магнитные пленки с анизотропией типа «легкая ось».

Хорошо известно, что поле вектора намагниченности состоит из вихревой \mathbf{V}_m и потенциальной \mathbf{H}_m частей [1, 2]. Для отыскания этого поля, как и составляющих его частей, необходимо решение самосогласованной задачи, которую можно выполнить только численно [3, 4]. Полученный таким образом результат представляется в виде таблиц или диаграмм.

Проблема представления равновесного распределения намагниченности ферромагнетиков $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y, z)$, полученного на основе численного эксперимента [3], еще до конца не решена. В предлагаемой работе на примере ферромагнитной пленки с периодической доменной структурой анализируют-

ся различные способы графического представления равновесного пространственного распределения поля вектора намагниченности и составляющих его частей. Показываются преимущества и недостатки этих способов, которые позволяют использовать в научных исследованиях наиболее оптимальные варианты.

При описании трехмерного распределения вектора намагниченности полученный результат представляют обычно для каждой компоненты намагниченности в виде пространственной картины изолиний сферических углов θ и φ или, как их еще называют, — геодезических линий (рис. 1). Считается, что пространственное соединение картин для отдельных

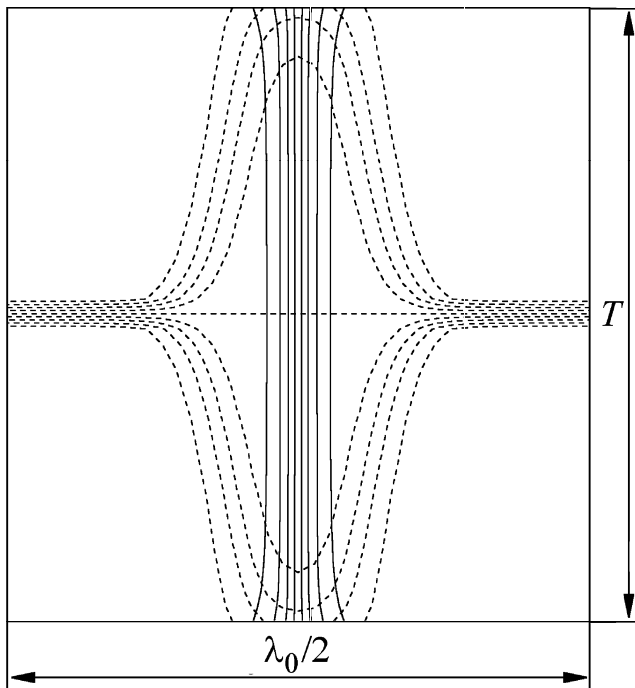


Рис. 1. Изолинии сферических углов вектора намагниченности θ (сплошные кривые) и φ (пунктирные кривые). T — толщина пленки, λ_0 — период структуры

компонент должно осуществляться мысленно каждым исследователем, что является непростой задачей. В частности, до настоящего времени не удается достаточно полно показать распределение намагниченности для вертикальной линии Блоха в магнитной пленке.

Для двумерного распределения вектора намагниченности задача существенно упрощается. Рассмотрим магнитную пленку, безграничную в своей плоскости, с двумерным периодическим распределением намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, z) = \mathbf{M}(x + \lambda, z)$, где λ — период структуры. Полосовые периодические домены разделены скрученными доменными стенками, т.е. в среднем слое пленки ($z = 0$) при прохождении через доменную стенку вдоль оси x намагниченность вращается по блоховскому типу, а вблизи поверхностей пленки — по неелевскому типу. Причем возможны два варианта: либо две соседние доменные стенки являются однополярными, либо разнополярными, т.е. M_y в центре соседних доменных стенок в среднем слое пленки направлены в одну или в разные стороны соответственно. Равновесное распределение намагниченности в магнитной пленке определяется численным методом динамического установления [5]. Изолинии сферических углов θ и φ для такой пленки представлены на рис. 1 (фактор качества пленки $Q = K/2\pi M_s^2 = 2$, ее толщина $T = 10l$, где $l = \sqrt{AK}/4\pi M_s^2$ — характеристическая длина, A — константа обменного взаимодействия, K — постоянная анизотропии, M_s — намагниченность насыщения). Равновесный период структуры λ_0 выбран соответствующим минимуму энергии системы [6].

Другой способ графического описания равновес-

ного трехмерного распределения вектора намагниченности основан на представлении векторного поля в каждой малой ячейке пространства в виде стрелки, величина и направление которой определяет в выбранном масштабе заданный вектор. Такие объемные фигуры сложны для восприятия, поэтому обычно рассматривают проекции этой картины в различных сечениях пленки. Для изображения векторного поля \mathbf{M} ($|\mathbf{M}| = M_s = \text{const}$) в нашем двумерном случае достаточно показать проекцию этого вектора на плоскость (xz) в виде стрелочек, длина которых пропорциональна величине $M_{xz} = (M_x^2 + M_z^2)^{1/2}$ (рис. 2).

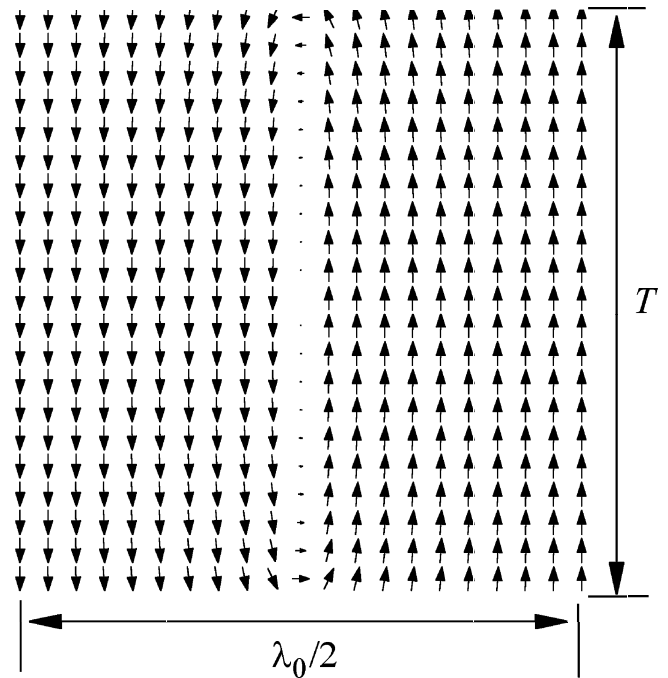


Рис. 2. Проекция распределения намагниченности на половине периода структуры на плоскость (xz). T — толщина пленки

Наконец, третий способ связан с пространственным представлением линий векторного поля, касательная к которым в каждой точке совпадает с направлением данного вектора, а плотность линий характеризует его величину.

Все три способа представления трехмерного векторного поля трудны для восприятия, и поэтому обычно показывают совокупность распределений проекций вектора на выделенные сечения, сводя, таким образом, задачу к двумерному случаю.

Хорошо известно, что поле вектора намагниченности в общем случае можно представить [1, 2] как результат суперпозиции его вихревой \mathbf{V}_m и потенциальной \mathbf{H}_m частей, причем

$$4\pi\mathbf{M} = \mathbf{V}_m + (-\mathbf{H}_m). \quad (1)$$

Вихревое поле \mathbf{V}_m в каждой точке определяется объемными и поверхностными вихрями намагничен-

ности [7]

$$\mathbf{B}_m = \int_{\tau} \frac{[\text{rot } \mathbf{M}, \mathbf{r}]}{r^3} d\tau + \int_S \frac{[\mathbf{r}, [\mathbf{n}, \mathbf{M}]]}{r^3} dS,$$

а потенциальное поле — его истоками [7]

$$\mathbf{H}_m = \int_{\tau} (-\text{div } \mathbf{M}) \frac{\mathbf{r}}{r^3} d\tau + \int_S (\mathbf{n}, \mathbf{M}) \frac{\mathbf{r}}{r^3} dS.$$

Здесь τ — объем ферромагнетика, S — его поверхность, \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности S , \mathbf{r} — вектор, проведенный от точки вихря или истока до точки, в которой определяется поле \mathbf{B}_m или \mathbf{H}_m . Знание этих полей особенно важно при решении самосогласованной задачи — определении равновесного распределения вектора намагниченности. Вычисление \mathbf{B}_m или \mathbf{H}_m для решения такой итерационной задачи является наиболее сложной процедурой [3, 8, 9].

На начальной стадии описания магнитных структур [10], реализующихся в спонтанном магнитном состоянии [7], предполагалось, что распределение вектора намагниченности имеет чисто вихревой характер, т. е. $\mathbf{H}_m = 0$ везде или \mathbf{H}_m предельно мало по сравнению с \mathbf{M} . В последующих работах [11, 12] было указано, что во всех случаях это распределение является смешанным, т. е. состоящим из вихревой и потенциальной частей, входящих в уравнение (1) в различных долях. Эти доли определяются обычно из энергетического соотношения [13]

$$W'_m + W''_m = \text{const},$$

где W'_m и W''_m — энергии полей \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m соответственно. Доля потенциальной части обычно возрастает с ростом величины магнитной анизотропии ферромагнетика, включая и анизотропию формы.

При изображении полей \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m с помощью изолиний сферических углов необходимо дополнять картину изолиниями модуля этих векторов, что существенно усложняет мысленное восприятие этих полей.

Что касается изображений полей \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m в виде стрелочек, то это делать нецелесообразно, в силу того что длина векторов сильно меняется и для поля \mathbf{H}_m , например, картина будет представлять собой стрелки только у поверхности пленки, а внутри пленки — в виде очень маленьких стрелочек.

Графическое представление векторных полей \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m при заданном распределении вектора намагниченности удобно осуществлять в виде линий векторного поля (силовых линий), касательные к которым указывают лишь направление вектора в данной точке, а величина вектора пропорциональна плотности этих линий [14]. Однако последнее условие не всегда выполнимо [15, 16], что не мешает при надлежащей осмотрительности пользоваться понятием «линии поля» для его наглядного графического описания.

Отличительной особенностью полей \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m является то, что поле \mathbf{B}_m в соответствии с выражением (1) чисто вихревое:

$$\text{в объеме пленки } \text{div } \mathbf{B}_m = 0, \quad \text{rot } \mathbf{B}_m = 4\pi \text{rot } \mathbf{M},$$

$$\text{на поверхности пленки } (\mathbf{n}, (\mathbf{B}_m^{\text{ex}} - \mathbf{B}_m^{\text{in}})) = 0,$$

а поле \mathbf{H}_m — чисто потенциальное:

$$\text{в объеме пленки } \text{rot } \mathbf{H}_m = 0, \quad \text{div } \mathbf{H}_m = -4\pi \text{div } \mathbf{M},$$

$$\text{на поверхности пленки } [\mathbf{n}, (\mathbf{H}_m^{\text{ex}} - \mathbf{H}_m^{\text{in}})] = 0,$$

$$(\mathbf{n}, (\mathbf{H}_m^{\text{ex}} - \mathbf{H}_m^{\text{in}})) = 4\pi(\mathbf{n}, \mathbf{M});$$

где «in» и «ex» — значения векторов у поверхности с внутренней и внешней стороны соответственно.

Таким образом, линии поля \mathbf{B}_m охватывают соответственно объемные или (и) поверхностные вихри вектора \mathbf{M} , а линии поля \mathbf{H}_m начинаются и заканчиваются на объемных и поверхностных истоках вектора намагниченности. Для определения числа линий и точек их разрывов (для линий поля \mathbf{H}_m) используются постулированные значения вихрей и истоков вектора \mathbf{M} как в объеме пленки, так и на ее поверхности, около которых реализуется линия поля \mathbf{B}_m и на которых испытывает разрыв линия поля \mathbf{H}_m .

Рис. 3 и 4 демонстрируют линии поля \mathbf{B}_m и \mathbf{H}_m в пленке, распределение намагниченности в которой показано на рис. 1 и 2. Поля \mathbf{B}_m и \mathbf{H}_m вычислялись в соответствии с ранее разработанной методикой [17].

Для построения этих линий использовалась следующая методика.

а) Силовые линии поля \mathbf{B}_m

Рассмотрим поле \mathbf{B}_m с $B_{my} = 0$, которое обозначим \mathbf{B}_m^{xz} : $\mathbf{B}_m^{xz} = (B_{mx}, 0, B_{mz})$. Средняя плоскость пленки ($z = 0$) является плоскостью симметрии для этого поля и все силовые линии, пересекающие эту плоскость, перпендикулярны ей (за исключением особых точек, где поле равно нулю). Для выполнения принципа равного потока необходимо разбить эту плоскость на участки, поток вектора \mathbf{B}_m^{xz} через которые постоянен. Зная зависимость $|\mathbf{B}_m^{xz}(x)|$ на отрезке $[A0]$ (рис. 5), легко разбить этот отрезок сегментами Δx_i так, чтобы выполнялось условие

$$\Phi_i = |\mathbf{B}_m^{xz}(x_i)| \Delta S_i = \text{const}, \quad \forall i, \quad (2)$$

где Φ_i — поток вектора \mathbf{B}_m^{xz} через площадку ΔS_i , x_i — центры сегментов, $\Delta S_i = \Delta x_i \Delta y_i = (\Delta x_i)^2$ — площадь сегмента. Вдоль направления оси y поле \mathbf{B}_m^{xz} не изменяется, и силовые линии вдоль оси y располагаются с постоянным шагом $\Delta y_i = \Delta x_i$. Через полученный набор точек (x_i, y_k) проводятся силовые линии.

Следует обратить внимание на то, что в трехмерном пространстве

1) любая силовая линия этого поля представляет собой плоскую замкнутую кривую, параллельную плоскости (xz) ,

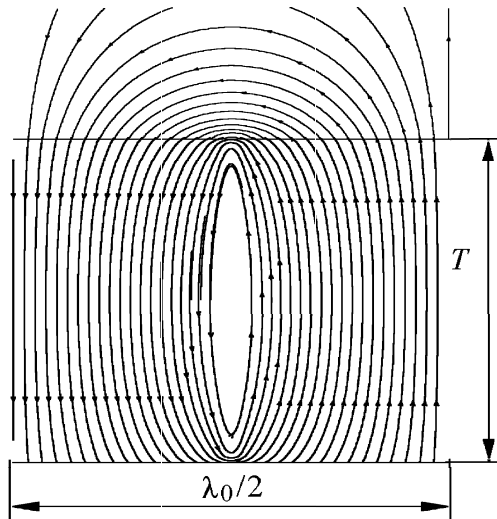


Рис. 3. Линии поля \mathbf{B}_m на половине периода структуры намагниченности; T — толщина пленки

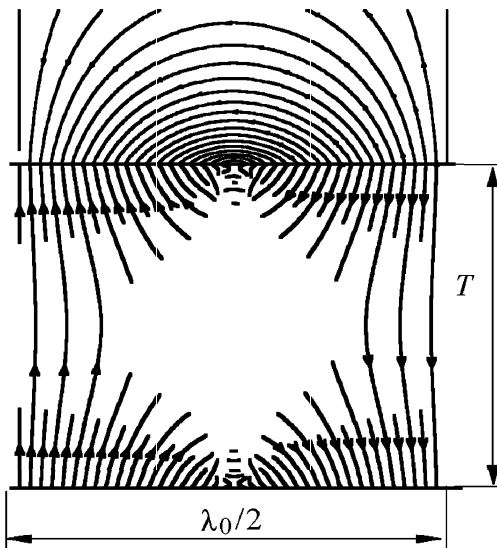


Рис. 4. Линии поля \mathbf{H}_m на половине периода структуры намагниченности; T — толщина пленки

2) силовые линии повторяются вдоль направления оси y с равным шагом $\Delta y_i = \Delta x_i$.

Для проекций построенных силовых линий на плоскости (xz) теорема о плотности потока на плоскости не выполняется (более детально о нарушениях этого закона на плоскости см. работы [14, 15, 16]). Изобразить на плоскости силовые линии можно, используя предельный переход при $\Delta y \rightarrow 0$, т.е. производя тем самым усреднение по y от $-\infty$ до $+\infty$ [18].

Силовые линии поля \mathbf{B}_m на плоскости являются замкнутыми, но при численном интегрировании уравнений силовых линий, в силу приближенности всяких вычислений, силовая линия никогда не придет в исходную точку. Это обстоятельство требует искусственного прерывания поиска точек силовой линии.

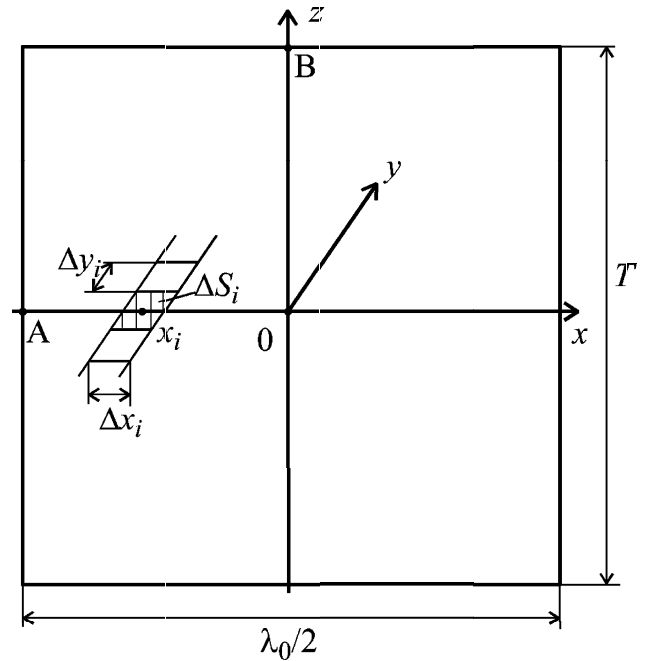


Рис. 5. Координатные оси для половины периода структуры намагниченности. Центр координат помещен в центр доменной стенки

Для рассматриваемой периодической структуры поле \mathbf{B}_m однородно вдоль направления оси y , поэтому можно применить изложенную выше методику с заменой $|\mathbf{B}_m^{xz}|$ на $|\mathbf{B}_m| = \sqrt{B_{mx}^2 + B_{my}^2 + B_{mz}^2}$, причем $B_{my} = 4\pi M_y$. В отличие от рассмотренного выше случая для \mathbf{B}_m^{xz} , поле \mathbf{B}_m в средней плоскости пленки не перпендикулярно ей. Кроме того, в трехмерном пространстве силовые линии поля \mathbf{B}_m не являются замкнутыми плоскими кривыми, а представляют собой бесконечные спирали с шагом вдоль направления оси y , причем шаг спирали будет тем больше, чем больше компонента M_y . В точках, где M_y близка к нулю, силовая линия будет представлять собой спираль с очень маленьким шагом вдоль оси y , и густота этих линий определяется компонентой M_y , а не модулем вектора \mathbf{B}_m . Таким образом, изобразить силовые линии этого поля с соблюдением закона о плотности потока в трехмерном пространстве невозможно (примеры таких полей даны в работах [14, 15, 16]).

Некоторые силовые линии выходят за пределы пленки, испытывая излом как компоненты \mathbf{B}_{my} , так и \mathbf{B}_{mx} . Та часть силовой линии, которая выходит за пределы пленки, является плоской и параллельной плоскости (xz) (так как $M_y = 0$ вне пленки).

б) Силовые линии поля \mathbf{H}_m

Компонента H_{my} для рассматриваемой структуры равна нулю [4], поэтому силовые линии поля \mathbf{H}_m являются плоскими и параллельными плоскости (xz) .

Вне пленки поля \mathbf{H}_m и \mathbf{B}_m совпадают: $\mathbf{H}_m = \mathbf{B}_m$. Построенные выше силовые линии поля \mathbf{B}_m^{xz} вне пленки пересекают поверхность пленки в точках (x_i^S, y_k^S) . Таким образом, взяв точки (x_i^S, y_k^S)

как стартовые и используя условия излома силовых линий \mathbf{H}_m на поверхности пленки [1, 2], можно построить силовые линии в объеме пленки. Можно предложить разные способы показа разрывов линий поля \mathbf{H}_m внутри пленки так, чтобы выполнялась теорема о плотности потока. Поскольку наличие разрывов вносит некую условность (качественность) в изображении этих линий, то предлагается следующий способ построения. В области у поверхности пленки, где величина поля близка к максимальному значению $4\pi M_S$, используя точки (x_i^S, y_k^S) , рисуем силовые линии до области, где модуль поля \mathbf{H}_m равен πM_S (см. рис. 4). Далее продолжаем каждую вторую силовую линию вдоль оси x и каждую вторую линию вдоль оси y до области, где поле равно $\frac{\pi}{4} M_S$. Таким образом, на границе этой области поток вектора \mathbf{H}_m уменьшается в четыре раза. В области, где поле \mathbf{H}_m меняется от $\frac{\pi}{4} M_S$ до нуля, силовые линии не рисуются. При этом остается вне поля зрения область внутри доменной стенки. Этот участок можно соответствующим образом разбить на площади равного потока вдоль линии [0В] (см. рис. 5), используя формулу (2) с заменой \mathbf{V}_m на \mathbf{H}_m , и провести силовые линии с указанными выше условиями разрывов.

Литература

1. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В. // Физ. образ. в вузах. 1997. **4**. С. 50.
2. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В., Чистякова Н.И. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 11/1998.
3. Антонов Л.И., Осипов С.Г., Хапаев М.М. // ФММ. 1983. **55**, № 5. С. 917.

4. Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М. // Тезисы докл. и сообщ. Всесоюзной школы-семинара «Доменные и магнитооптические запоминающие устройства». Кобулет, 1987. С. 169.
5. Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М. // ФММ. 1989. **67**, № 1. С. 52.
6. Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Скачков Д.Г. // ФММ. 2000. **90**, № 3. С. 5.
7. Антонов Л.И., Больных И.К., Дурасова Ю.А. и др. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 1/2000.
8. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В. и др. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 2/1999.
9. Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Приходько М.Н. // ФММ. 1999. **88**, № 4. С. 21.
10. Landau L., Lifshitz E. // Phys. Z. Sowjet. 1935. **8**, No. 2. P. 153.
11. Kittel Ch. // Phys. Rev. 1946. **70**. P. 965.
12. Kittel Ch. // Rev. Mod. Phys. 1949. **21**. P. 541.
13. Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В., Селиверстов А.В. // Препринт физич. ф-та МГУ. № 6/1999.
14. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., 1976.
15. Kalotas T.M., Lee A.R., Liesegang J. // Am. J. Phys. 1996. **64**, No. 4. P. 373.
16. Wolf A., Van Hook S.J., Weeks E.R. // Am. J. Phys. 1996. **64**, No. 6. P. 714.
17. Антонов Л.И., Мухина Е.А., Лукашева Е.В. // ФММ. 1994. **78**, № 4. С. 5.
18. Griffiths D.J. Introduction to Electrodynamics. Prentice Hall, 1999.

Поступила в редакцию
06.03.02
После переработки
23.09.02

УДК 538.945

ПОДАВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СПЛАВАХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. И. Буздин, А. В. Ведяев, Д. Ю. Гусакова, О. А. Котельникова

(кафедра магнетизма)

E-mail: dasha@magn.ru

Теоретически исследуется влияние $s-d$ гибридизации электронов на критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние в переходных металлах. Расчет выполнен в модели БКШ с использованием аппарата температурных функций Грина. Показано, что при наличии $s-d$ гибридизации электронов проводимости критическая температура сильно понижается.

Одним из интересных вопросов в теории сверхпроводимости является вопрос о свойствах сверхпроводников с примесью атомов других элементов. Наличие примесей может заметно изменять свойства сверхпроводящих металлов, так как при этом меняются электросопротивление в нормальном состоянии, теплоемкость, средняя длина пробега электрона, дебаевская температура, плотность состояний

на поверхности Ферми. В сверхпроводящем состоянии взаимодействие между электронами посредством фононов приводит к установлению определенной пространственной корреляции между электронами — образованию куперовских пар. В частности, зависимость тех или иных гриновских функций в координатном представлении от своих пространственных аргументов на расстоянии порядка ξ_0 (ξ_0 —