

УДК 541.8, 539.199

Э.А.Эйвазов, В.И.Гусейнов, С.Ш.Курбанов

*Азербайджанский государственный педагогический университет
cih_58@mail.ru*

ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ключевые слова: магнитные полупроводники, эффект Холла, подвижность, коэффициент Холла, изотерм

В ферримагнитной поликристаллической системе $\text{Co}_{07}\text{Cu}_{03}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ ($0,0 \leq X \leq 0,5$) в интервале температур ($110 \text{ K} \leq T \leq T_c$) и внешнего магнитного поля $H \leq 10\text{e}$ был исследован поперечный эффект Холла. Из изотермов $E_x=f(H)$ определены нормальный (R_0) и аномальный (R_s) коэффициенты Холла. Установлены температурные зависимости R_0 и R_s . Показано, что в исследованной области аномальный коэффициент в несколько раз больше нормального.

E.A.Eyvazov, V.I.Hüseynov, Qurbanov S.Ş.

MAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ XOLL EFFEKTİNİN MƏXSUSİYYƏTİ

Açar sözlər: maqnit yarımkeçiricilər, Xoll effekti, yürüklük, Xoll əmsalı, izoterm

Ferrimaqnit polikristal $\text{Co}_{07}\text{Cu}_{03}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ ($0,0 \leq X \leq 0,5$) sistemində ($110 \text{ K} \leq T \leq T_c$) temperatur intervalında və $H \leq 10e$ xarici maqnit sahəsində eninə Xoll effekti tədqiq olunmuşdur. $E_x=f(H)$ izotermələrindən normal (R_0) və anomal (R_s) Xoll əmsalları müəyyən olunmuşdur. Tədqiq olunan oblastda anomal əmsalın normaldan bir neçə dəfə çox olduğu göstərilmişdir.

E.A.Eyvazov, V.I.Guseynov, S.Sh.Gurbanov

FEATURES OF THE EFFECT OF A HALL IN MAGNETIC SEMICONDUCTORS

Keywords: magnetic semiconductors, Hall effect, mobility, Hall coefficient, isotherm

In the ferrimagnetic polycrystalline system $\text{Co}_{07}\text{Cu}_{03}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ ($0,0 \leq X \leq 0,5$) in the temperature range ($110 \text{ K} \leq T \leq T_c$) and an external magnetic field $H \leq 10e$, the transverse Hall effect was investigated. From the isotherms $E_x=f(H)$, the normal (R_0) and anomalous (R_s) Hall coefficients are determined. The temperature dependences of

R_0 and R_s are established. It is shown that in the studied area the anomalous coefficient is several times greater than the normal one.

Введение

Среди многочисленных твердых тел магнитные полупроводники (МП) обладают уникальной особенностью. Все известные виды магнитного порядка встречаются в МП, а величина электропроводности их изменяется в широком интервале (от металла до полупроводника). Многочисленными экспериментами было установлено, что в этих веществах энергетический спектр электронов в значительной мере связан со степенью магнитного порядка, и наоборот. Такая взаимосвязь делает МП уникальными материалами для практических целей.

В частности, многие магнитные полупроводники в области оптической прозрачности кристалла обладают гигантским спонтанным Фарадеевым вращением плоскости поляризации, что позволяет их применение в создании ячейки памяти для современных, быстродействующих ЭВМ.

Практическая значимость МП не ограничивается указанным, они уже широко используются для дистанционного управления, для изготовления транзисторов, лавинных и туннельных диодов, вариконов и т.д. управляемые магнитным полем. Для примера можно указать элемент памяти с квантовым характером записи информации на кристаллах селенохромита кадмия [1]. Уже реализован р-п переход и созданы барьеры Шоттки на магнитных полупроводниках. [6]

С научной точки зрения магнитные полупроводники интересны тем, что в силу малой подвижности электронов и относительно сильной связи электронов проводимости с локализованными магнитными моментами, электроны могут поляризовывать определенную микрообласть, т.е. автолокализоваться. Такой автолокализованный электрон называется флуктуоном.

Помимо этого, обычную зонную теорию твердых тел нельзя применять к магнитным полупроводникам.

В то время когда кинетические свойства немагнитных, обычных полупроводников связаны взаимодействием между токоносителями и фононами или дефектами и достаточно хорошо описывается теорией возмущения, в магнитных полупроводниках наряду с указанными взаимодействиями имеет место и сильное взаимодействие носителей с локализованными магнитными моментами, что не учитывается в теории возмущения. Имеющиеся экспериментальные исследования в основном посвящены МП с одним магнетоактивным ионом.

Кинетические и магнитные свойства МП с несколькими магнитными ионами коренным образом отличаются от аналогичных свойств МП с одним магнитным ионом. Так, например, при анионном замещении по ряду O-S-Se температура магнитного фазового перехода МП с одним магнитным ионом увеличивается то указанное замещение в МП с несколькими магнитными ионами приводит к обратному эффекту, что в литературе исследовано эпизодически.

Уместно отметить, что в настоящее время, несмотря на имеющиеся многочисленные исследования, валентные состояния катионов в таком казалось бы простом кристалле как $\text{CuCr}_2\text{S}_4(\text{Se})$, однозначно не определены. Поскольку в кристаллах магнитное упорядочение носит коллективный характер и связь между магнитоактивными ионами осуществляется через анионы, то можно полагать, что анионное замещение, существенно должно повлиять на магнитные и кинетические свойства. Имеющиеся в литературе многочисленные исследования по анионнозамещенным халькошпинелям с двумя магнитоактивными ионами не отвечают на вопрос: почему точка Кюри в этих материалах при замещении O-S-Se уменьшается? Поэтому выявление роли анионов в формировании магнитной структуры в магнитоупорядоченных материалах является актуальной задачей в области физики твердого тела.

Экспериментальные результаты и их анализ

Стандартной методикой в интервале температур $110\text{K} \leq T \leq T_c$ на составах $X=0,0; 0,20; 0,25$ и $0,50$ системы $\text{Co}_{0,7}\text{Cu}_{0,3}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ был исследован поперечный эффект Холла (Режим синтеза и данные по структурному анализу ранее нами проведены в [2]).

Зависимость холловского потенциала от напряженности приложенного магнитного поля при всех выбранных температурах имеет схожий характер. В качестве примера эта зависимость для состава $X=0.2$ приведена на рис.1

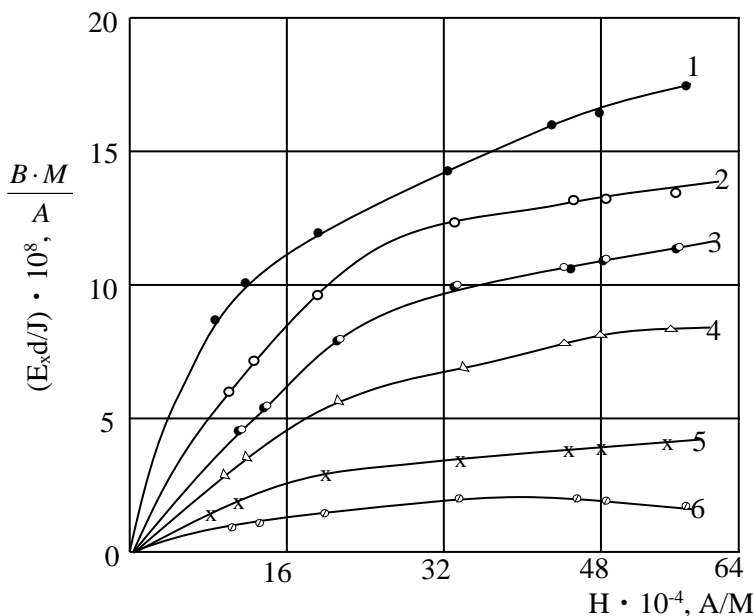


Рис.1. Зависимость холловского потенциала от напряженности магнитного поля для состава $X=0.2$

(1- $T=110$ K; 2- $T=128$ K; 3- $T=160$ K;
 4- $T=195$ K; 5- $T=260$ K; 6- $T=295$ K)

Видно, что при температурах $T < T_c$, в области технического намагничивания ($T \leq 450$ Э), холловский потенциал с ростом напряженности магнитного поля, практически линейно увеличивается как у ферромагнитных материалах, а в области парапроцесса этот рост замедляется и намечается тенденция к насыщению. Это, в частности свидетельствует о том, что в системе $Co_{0.7}Cu_{0.3}Cr_2S_{4-x}Se_x$ как и в ферромагнитных металлах Эффект Холла, в основном, определяется намагничённостью, а не внешним магнитным полем.

Из экспериментальной зависимости э.д.с Холла от напряженности магнитного поля по методике, описанной в [3.] были определены нормальный (R_0) и аномальный (R_s) коэффициенты Холла. Согласно этой методике, коэффициенты R_0 и R_s могут быть определены как тангенс угла наклонов высоко- и низко-температурных участков кривой $E_x=f(H)$. Отметим, что при этом необходимо убедиться в малости вклада парапроцесса на в эффект Холла. Это связано тем, что согласно [3] приращение э.д.с Холла ΔE_x соответствующее парапроцессу может быть записано в виде

$$\Delta E_x = R_0 \Delta H_1 + R_s \Delta M \quad (1)$$

Где $\Delta M = M - M_s$ и $\Delta H_1 = H - H_s$ (M_s и H_s - соответственно намагниченность и поле технического насыщения). Так как восприимчивость парапроцесса

$$\chi_p = (\Delta M / \Delta H_1), \text{ то } \Delta E_x = (R_0 + R_s \chi_p) \Delta H_1 \quad (2)$$

Из (2) видно, что в области парапроцесса тангенс угла наклона прямой $E_x = f(H)$, численно равный отношению $(\Delta E_x / \Delta H_1)$ зависит от R_0 и величины $(R_s \chi_p)$. Другими словами, наклон высокополевого участка кривой $E_x = f(H)$ в действительности равен не R_0 , как это принято в [1], а $R_0 + R_s \chi_p$. Оценки показывают, что в нашем случае $R_s \chi_p \ll (\Delta E_x / \Delta H_1)$ и поэтому вторым членом в правой части (2) можно пренебречь и наклон высокополевого участка $E_x = f(H)$ приравнять R_0 .

Температурная зависимость R_0 и R_s , определенная описанной методикой, приведена на рис.2.

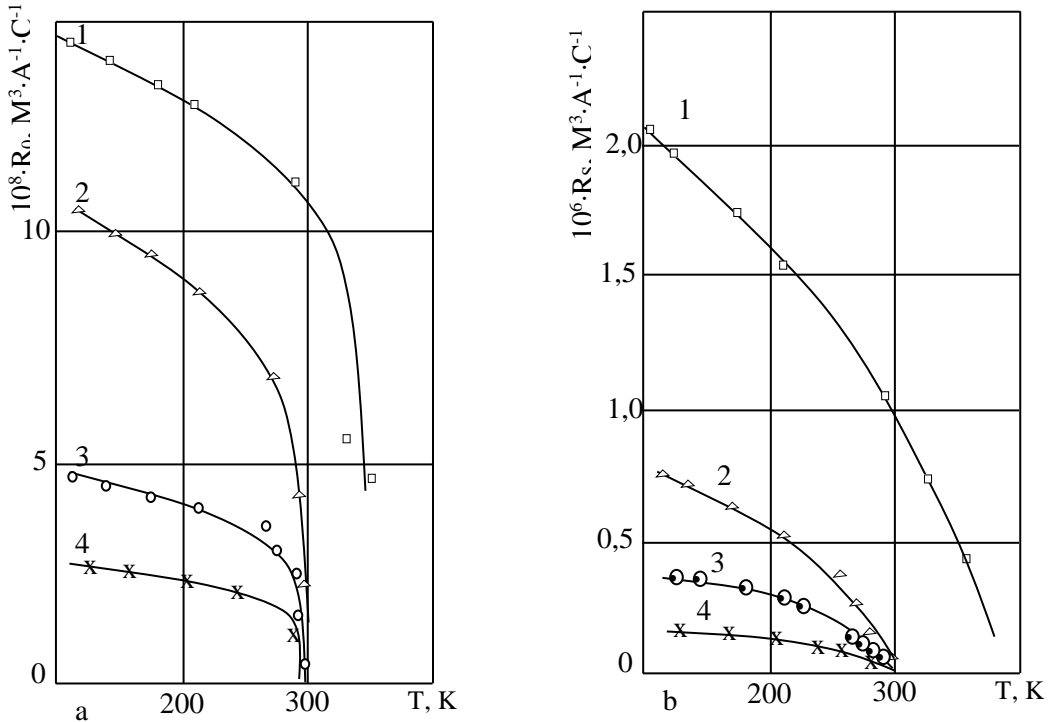


Рис. 2. Зависимости $R_0(T)$ (a) и $R_s(T)$ (b). Состав: $X=0,00; 0,20; 0,25; 0,50$

Во всей исследованной температурной области аномальный коэффициент Холла в несколько раз больше чем нормальный и с увеличением температуры отношение (R_s/R_0) , в низкотемпературной

области уменьшается. Как следует из рис. 2 характер зависимости $R_0=f(T)$ и $R_s=f(T)$, для всех составов практически одинаковы и в области температур $T < T_c$ с ростом температуры R_0 и R_s уменьшается. При сравнительно низких температурах ($T^* \leq 200K$) величины (dR_s/dT) и (dR_0/dT) значительно меньше, чем в интервале температур $T^* < T < T_c$. Методом наименьших квадратов был установлен аналитический вид зависимостей $R_0=f(T)$ и $R_s=f(T)$. Оказалось, что каждую из кривых $R_0=f(T)$ и $R_s=f(T)$ можно с погрешностью $\sim 3\%$ описать двумя уравнениями: в первой области ($100K < T < T_i^*$) обе зависимости достаточно хорошо задаются уравнением вида $R_0, R_s = A - BT^{3/2}$, во второй области ($T^* < T \leq T_c$) уравнением $nR_0, R_s = (a - bT)^n$. Для температурной зависимости R_0 во второй области $n=1/4$, а для $R_s(T)$ в этой области $n=1/2$. Значения соответствующих коэффициентов A_i, B_i, a_i и b_i приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1.

Значения коэффициентов A_i и B_i в уравнении $R_0, R_s = A_i - B_i T^{3/2}$ в низко-температурном интервале, для разных состав системы $Co_{0,7}Cu_{0,3}Cr_2S_{4-x}Se_x$

| X | Из $R_0 = A - BT^{3/2}$ | | Из $R_s = A - BT^{3/2}$ | | Интервал Температуры К |
|------|-------------------------|----------------|-------------------------|----------------|------------------------|
| | $A \cdot 10^2$ | $B \cdot 10^6$ | A | $B \cdot 10^5$ | |
| 0 | 14,57 | 4,60 | 2,380 | 21,04 | 100÷250 |
| 0,2 | 11,94 | 10,97 | 0,456 | 6,00 | 100÷240 |
| 0,25 | 4,70 | 1,62 | 0,350 | 4,324 | 100÷220 |
| 0,5 | 2,51 | 2,14 | 0,116 | 1,380 | 100÷230 |

Таблица 2.

Значения коэффициентов a и b в зависимостях $R_0 = (a_1 - b_1 T)^{1/4}$ и $R_s = (a_2 - b_2 T)^{1/2}$ в интервале $T_i^* \leq T \leq T_c$ для разных состав из системы $Co_{0,7}Cu_{0,3}Cr_2S_{4-x}Se_x$

| X | Из $R_0 = (a_1 - b_1 T)^{1/4}$ | | Из $R_s = (a_2 - b_2 T)^{1/2}$ | | Интервал Температуры К |
|------|--------------------------------|----------------|--------------------------------|----------------|------------------------|
| | $a \cdot 10^8$ | $b \cdot 10^8$ | a | $b \cdot 10^5$ | |
| 0 | 10115 | 288,90 | 6,7960 | 1925,210 | 200÷353 |
| 0,2 | 19397,20 | 67,59 | 1,0620 | 356,410 | 240÷298 |
| 0,25 | 1306,79 | 4,634 | 0,1590 | 54,857 | 220÷290 |
| 0,5 | 77,50 | 0,279 | 0,0312 | 11,210 | 230÷276 |

Экспериментальные значения R_0 и R_s в низкотемпературной области в координатах $R_0, R_s=f(T^{3/2})$ приведены на рис.3. Видно, что вплоть до

температур $\sim 220\text{K}$ экспериментальные значения хорошо укладываются на прямую $R_0, R_s = A_i - B_i T^{3/2}$

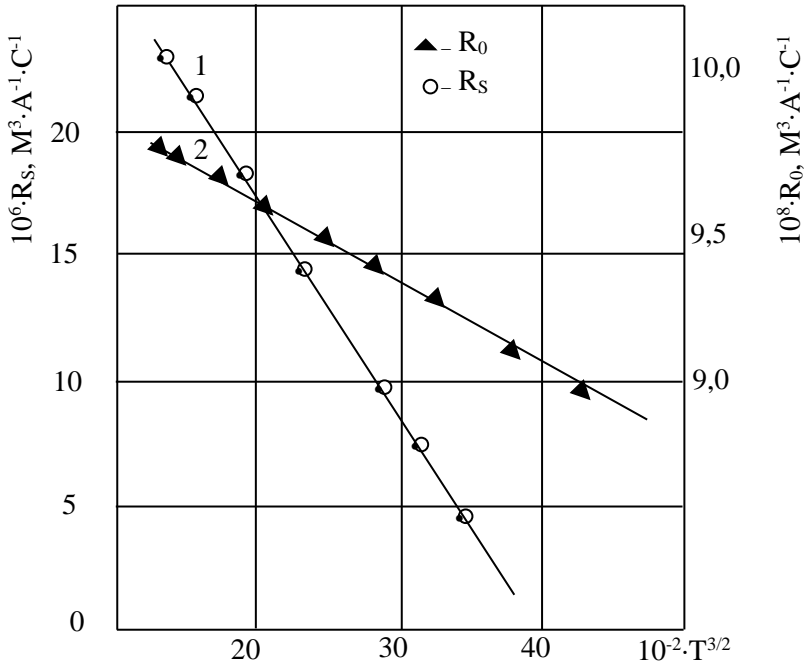


Рис.3. Зависимости $R_0, R_s = f(T^{3/2})$ для состава $X=0,20$

На этих рисунках прямые линии соответствуют, вычисленным на ЭВМ по выше описанной методике, значениям R_0 и R_s .

Аналитические выражения, установленные нами для температурной зависимости коэффициентов R_0 и R_s в высокотемпературной области, также удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Изложенные экспериментальные закономерности, в целом не согласуются с выводами соответствующих теорий. Гальваномагнитные эффекты в магнитных полупроводниках, особенно в хромовых халькошпинелях с несколькими магнитоактивными ионами, в литературе изучены слабо.

Коротко рассмотрим основные положения теории эффекта Холла в магнитных полупроводниках.

Теория эффекта Холла в магнитных полупроводниках развита рядом авторов и их результаты, отчасти противоречивы [4; 5].

Природа нормального эффекта Холла в МП в обычных (немагнитных) полупроводниках аналогичны и к настоящему времени хорошо разработана. Согласно общепринятой теории нормальный эффект обусловлен влиянием внешнего магнитного поля на состояние

токоносителей. В магнитных полупроводниках эффект Холла должен существовать и при отсутствии внешнего поля. Среднее поле, действующее на носитель в среде, равно магнитной индукции $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$. Ту часть холловского потенциала, которая пропорциональна индукции \vec{B} , в магнитных материалах называют нормальным эффектом Холла. Поскольку реальное поле, действующее на электрон (дырки), отлично от среднего магнитного поля \vec{B} , появляется дополнительный вклад в холловский потенциал. Этот дополнительный потенциал называется аномальным эффектом Холла.

В настоящее время существуют две интерпретации температурной зависимости аномального коэффициента Холла в ферромагнетиках, согласно одной из которых R_s связан с электросопротивлением $R_s(T) \sim \rho^n$ (ρ – электросопротивление, $n = 1, 2$) [3], а другой – с квадратом на магничности $R_s(T) \sim M_s^2(T)$ (M_s – спонтанная намагничность) [5], [2]. С учетом отличия в статистике носителей тока в металлах и полупроводниках, авторы [4] разработали теорию спонтанного Холл эффекта в ферромагнитных полупроводниках. При этом были рассмотрены случаи рассеивания на примесях и на фононах, в предположении справедливости обычной теории переноса (достаточно большая длина свободного пробега носителей тока). Согласно [4] аномальный коэффициент Холла определяется выражением

$$R_s = -A \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{-1} \cdot \rho \sim \rho \quad (3)$$

где μ – подвижность носителей

Величина A практически не зависит от температуры (по сравнению с температурной зависимостью ρ). Поэтому температурная зависимость, в основном, будет определяться температурной зависимостью удельного сопротивления ρ . В нашем случае в температурной области $T < T_c$, где исследован эффект Холла и определен аномальный коэффициент R_s , с увеличением температуры R_s уменьшается, а ρ растет, что не соответствует выводам теории Абельского – Ирхина. [4]

По-видимому, это несоответствие наших результатов с теорией, прежде всего, связано с вырожденностью наших материалов при $T < T_c$.

Согласно нашим электрическим измерениям система $\text{Co}_{0,7}\text{Cu}_{0,3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ - xSe_x в ферримагнитной области является вырожденным полупроводником.

В принципе вырождение может наступить из-за большой степени легирования, или благодаря расщеплению энергетических зон (или уровней), а также совместным действием обоих указанных факторов. В случае сильного легирования в аномальный эффект Холла значительный вклад могут вносить пространственные флуктуации электростатического потенциала дефектов, вызванные хаотичностью их распределения. Однако, из-за незнания детального хода потенциала кристаллической решетки и структуры энергетических зон в настоящее время эта задача теоретически не решена.

Поскольку система $\text{Co}_{0,7}\text{Cu}_{0,3}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ при $T < T_c$ является вырожденным полупроводником и обладает металлическим ходом проводимости, для анализа результатов по эффекту Холла в принципе можно пользоваться и соответствующей теорией для ферромагнитного металла. Наличие спонтанного поля Холла в ферро- и ферримагнитных металлах объясняется современной теорией, тем что в них, наряду с рассеянием носителей тока на примесях, дефектах и тепловых колебаниях решетки, имеет место рассеяние на неоднородностях магнитной спиновой системы. Такое рассеяние приводит к возникновению поля Холла, пропорционального спонтанной намагниченности. Экспериментально установлено, что в металлических ферромагнетиках спонтанный коэффициент Холла R_s линейно зависит от квадрата спонтанной намагниченности. Температурный ход R_s в нашем случае наводит на мысль о линейной зависимости спонтанного коэффициента R_s от намагниченности. Анализ литературы показывает, что температурная зависимость намагниченности ферромагнитных веществ в низкотемпературной области и вблизи T_c имеет такой же вид, что и аналогичные зависимости, установленные нами для R_s .

Заключение

В ферримагнитной области в системе $\text{Co}_{0,7}\text{Cu}_{0,3}\text{Cr}_2\text{S}_{4-x}\text{Se}_x$ аномальный эффект Холла значительно больше, чем нормальный. С ростом температуры аномальный (R_s) и нормальный (R_0) коэффициенты уменьшаются по схожим закономерностям: в низкотемпературной области по закону $R_0, R_s = A - BT^{3/2}$, а в районе точки Кюри $R_0, R_s = (a - bT)^n$. Сопоставление с выводами соответствующих теорий свидетельствует об определяющей роли намагниченности и флуктуации магнитного порядка в возникновении аномального эффекта Холла.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Никифоров К.Г.* Многокомпонентные магнитные полупроводники. Калуга, 2000, 276 с.
2. *Эйвазов Э.А., Сафаров А.Ф., Пашабекова У.С.* Парамагнитная восприимчивость $\text{Co}_{1-y}\text{Cu}_y\text{Cr}_2\text{S}_4$ // Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1978, т.14, №10, с.1922-24
3. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971, 1032 с.
4. *Абельский С.Ш., Ирхин Ю.П.* К теории спонтанного холл-эффекта в ферромагнитных полупроводниках. ЖЭТФД 963, т. 44, вып.1, с. 230-234
5. *Нагаев Э.А., Соколова Э.Б.* Коллективный магнитоэкситонный переход под действием света в полосе прозрачности кристалла. ФТТ, 1977, в. 3, с.732-737
6. *Боков В.А.* Физика магнетиков. Санкт-Петербург, 2002, 270 с.