

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ .....	5
<b>Глава 1. ФЕРРИМАГНЕТИКИ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕХОД МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК–БЕСПОРЯДОК (ТОЧКА <math>T_B</math>)</b> .....	9
§ 1. Три типа ферримагнетиков .....	9
§ 2. Эффекты парапроцесса в области точки $T_B$ .....	12
§ 3. Влияние однонаправленной обменной анизотропии в области $T_B$ на температурные зависимости коэрцитивной силы и начальной магнитной восприимчивости. ....	17
§ 4. Переход $T_B$ в магнетите. О природе низкотемпературного превращения в магнетите .....	19
<b>Глава 2. О ПРОЯВЛЕНИИ ПИРОМАГНИТНОГО И ПЬЕЗОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТОВ В ФЕРРИТАХ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ</b> .....	24
§ 1. Термодинамическая взаимосвязь эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой .....	24
§ 2. Экспериментальные наблюдения пиромагнитного эффекта в феррите-гранате гадолия .....	30
§ 3. Косвенные экспериментальные доказательства существования пьезомагнитного эффекта в феррите-гранате гадолия. ....	35
<b>Глава 3. ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ</b> .....	38
§ 1. Изменение знаков магнитосопротивления, магнитокалорического эффекта и обменной магнитстрикции при переходе $\Theta_{com}$ .....	38
§ 2. Возникновение индуцированной угловой магнитной структуры в слабом поле в точке $\Theta_{com}$ — как проявление эффекта парапроцесса .....	41
§ 3. К вопросу о наблюдении больших максимумов коэрцитивной силы в области точки магнитной компенсации . . .	44

---

<b>Глава 4. АНОМАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ КЮРИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ</b> . . . . .	51
§ 1. О сосуществовании однонаправленной обменной анизотропии во всех ферримагнетиках в области точки Кюри . . .	51
§ 2. Доказательства правомерности использования термодинамики Ландау для описания магнитного фазового перехода в точке Кюри ферримагнетиков . . . . .	58
§ 3. К интерпретации аномального возрастания коэрцитивной силы и магнитной вязкости при приближении к точке Кюри. . . . .	59
<b>Глава 5. ОБ ЭФФЕКТАХ ПАРАПРОЦЕССА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ</b> . . . . .	66
§ 1. Экспериментальные данные о восприимчивости парапроцесса, магнитоупругих явлениях в антиферромагнетиках . . . . .	66
§ 2. К термодинамическому описанию магнитоупругих явлений в антиферромагнетике в точке Нееля . . . . .	69
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> . . . . .	72
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> . . . . .	74

## ВВЕДЕНИЕ

Парапроцесс — это возрастание во внешнем магнитном поле  $H$  величины намагниченности на завершающем этапе намагничивания ферромагнетиков (после процессов «смещения» и «вращения»). Парапроцесс обусловлен ориентацией по полю  $H$  элементарных носителей магнетизма — магнитных моментов атомов, катионов и электронов, оставшихся неупорядоченными при температурах выше 0 К вследствие дезорганизующего действия теплового движения. Вейсс [1] этот процесс назвал «истинным намагничиванием», но большее распространение получил термин «парапроцесс», введенный Н.С. Акуловым [2].

Отличие парапроцесса от обычного парамагнитного намагничивания состоит в том, что в ферромагнетиках на магнитные моменты носителей магнетизма действуют, кроме  $H$ , мощные обменные силы, тогда как в обычных парамагнетиках силы взаимодействия между этими носителями магнетизма малы.

Во всех ферромагнетиках парапроцесс (восприимчивость  $\chi_p$ ) достигает наибольшей интенсивности в их точках Кюри, так как здесь на магнитный порядок носителей магнетизма наиболее сильно оказывает дезорганизующее действие теплового движения.

Сопутствующие парапроцессу явления, такие как магнитокалорический эффект, магнитосопротивление и др., а также само возникновение восприимчивости  $\chi_p$  — все это в дальнейшем изложении мы будем именовать «эффектами парапроцесса».

В области низких температур (вдали от  $T_C$ ) изучение парапроцесса и сопутствующих ему эффектов возможно только в импульсных сверхсильных магнитных полях ( $H > 100$  кЭ). Эти исследования, однако, очень трудны [3], так как при включении последних возникает «адиабатическая» величина восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  (сопутствующий ей магнитокалорический эффект). Наиболее полный анализ возникающих при этом погрешностей дан Б.К. Пономаревым и В.Г. Тиссенем в [4].

Эффекты парапроцесса в ферромагнетиках наиболее детально изучены в области точки Кюри. Исследование

их в этой области важно для понимания механизма фазового перехода магнитного порядка–беспорядок. Описание его возможно на основе модели молекулярного поля Вейсса, но большие преимущества имеет термодинамический метод Ландау [5]. Применение его впервые было осуществлено в теоретических работах С.В. Вонсовского [6] и В.Л. Гинзбурга [7]. В монографии [8] дано детальное экспериментальное обоснование преимуществ этого метода теоретического описания эффектов парапроцесса в ферромагнетиках. Этот метод теоретического описания магнитного перехода в точке Кюри не учитывает влияния магнитных флуктуаций магнитного порядка, однако он дает возможность определить критический индекс  $\delta$ , который необходим для построения теории критического состояния в точке Кюри ферромагнетиков [9].

Среди большого разнообразия ферромагнетиков существует исключение в проявлении парапроцесса (сплавы Fe–Ni, Fe–Pt, Fe–Pd определенного состава), в которых парапроцесс велик не только в области точки Кюри  $T_C$ , но и при низких температурах, даже вблизи 0 К. При этом в них парапроцесс сопровождается большими магнито-стрикционными и магнитоупругими эффектами обменной природы. Данные сплавы (носящие название инварных и элинварных) получили широкое применение в технике.

Исследованию этих «неординарных» ферромагнетиков посвящено огромное число работ. Итогам их исследования посвящены монографии [10, 11, 12]. Природа инварных сплавов изучается более ста лет и интерес к их исследованию до сих пор не увядает (об этом свидетельствуют недавно опубликованные работы В.П. Силина и учеников [13]).

С открытием ферримагнетиков (Неель, 1948), несмотря на прошедшие полвека, исследованию в них эффектов парапроцесса иностранными исследователями не было уделено внимания. Большинство работ было посвящено изучению неколлинеарных магнитных структур, которые возникают в том случае, когда в ферримагнетике имеются внутри-подрешеточные обменные взаимодействия ( $AA$  или  $BB$ ), «конкурирующие» с межподрешеточным  $AB$ -обменным взаимодействием. Начало их изучению положили американские исследователи Яфет и Киттель [14], Т.А. Каплан

[15] и др.

Несколько позднее русские магнитологи-теоретики С.В.Тябликов [16], А.А.Гусев и А.С.Пахомов [17] разработали теорию возникновения индуцированных сверхсильным полем  $H$  неколлинеарных магнитных структур в ферримагнетиках.

В анизотропных ферримагнетиках, при изменении температуры или магнитного поля  $H$ , вектор намагниченности переориентируется из одного направления легкого намагничивания в другое; при этом происходит магнитный фазовый переход типа порядок–порядок: они получили название магнитоориентационных и были наблюдаемы во многих ферримагнетиках. Существенный вклад в теорию подобных переходов внесли А.М.Звездин и А.М.Кадомцева с учениками [18]. В гексаферритах Л.И.Королева [19] обнаружила резкую анизотропию обменного взаимодействия.

Что касается парапроцесса в ферримагнетиках, то изучение его, начиная с 60-х годов, в основном, проводилось на кафедре общей физики Московского университета (К.П.Белов, Р.З.Левитин, С.А.Никитин, В.И.Соколов и их ученики). Так же, как в случае ферромагнетиков, среди большого разнообразия ферримагнетиков имеются такие, в которых эффекты парапроцесса сильно проявляются не только в области их точки Кюри, но и при низких температурах (в интервале  $T_C - 0$  К). Это так называемые ферримагнетики со «слабой» подрешеткой. В данных работах были обнаружены удивительные свойства, например, в них, кроме высокотемпературной точки Кюри  $T_C$ , существует еще низкотемпературная точка  $T_B$ . Таких ферримагнетиков с двумя точками Кюри было найдено более десятка. В них наблюдаются магнитные аналоги пиро- и пьезоэлектрических эффектов — пиромагнитный и пьезомагнитный эффекты и другие явления.

Проявление больших эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой связано с тем, что в них существует «однонаправленная обменная анизотропия». К таким ферримагнетикам относятся ферриты с точкой компенсации и аномальным температурным ходом намагниченности при низких температурах. Однако дальнейшие исследования установили, что «слабая» подрешетка существует во всех ферримагнетиках (без исключения) в

области их точки Кюри  $T_C$ .

Впервые этот вид анизотропии был наблюден Майклджем и Бином [20] в магнитной системе ферромагнетик–антиферромагнетик (например,  $\text{Co-CoO}$ ). В дальнейших работах ряда авторов он был исследован в других подобных системах. Действия этой однонаправленной анизотропии приводит к смещению петли магнитного гистерезиса относительно начала координат [20], изменению характера магнитной анизотропии [21]. К.Б. Власов и А.И. Мицек [22] разработали термодинамическую теорию однонаправленной обменной анизотропии и указали, что этот вид анизотропии может проявляться в ферримагнетиках, однако без конкретизации, к каким магнитным эффектам она должна приводить. Оказывается, что действие этой анизотропии в ферримагнетиках вызывает совершенно другие явления, чем в системах ферро-антиферромагнетик, а именно: вызывает большие эффекты парапроцесса. Они особенно сильно проявляются в ферримагнетиках, обладающих «слабой» подрешеткой. Выявлению этих эффектов и посвящена данная монография.

В некоторых местах данной монографии для объяснения возникающих эффектов парапроцесса в ферритах со «слабой» подрешеткой, вместо термина «однонаправленная обменная анизотропия» применяется равнозначный термин «одностороннее действие обменного поля «сильной» подрешетки феррита на «слабую».

В главе 5 рассматриваются эффекты парапроцесса в области точки Нееля. Отмечается, что максимум восприимчивости в ней в точке Нееля возникает, но совершенно отсутствуют [23] максимумы «обменной» магнитострикции, магнитокалорического эффекта и «минимумы» магнитосопротивления (обусловленного рассеянием электронов проводимости на магнитном беспорядке).

Выражаю благодарность сотрудникам и аспирантам, принимавших активное участие в экспериментальных исследованиях эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой. Особую признательность выражаю профессору Сергею Александровичу Никитину, активно участвовавшему в теоретическом осмыслении экспериментальных результатов.

**ФЕРРИМАГНЕТИКИ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ.  
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПЕРЕХОД МАГНИТНЫЙ  
ПОРЯДОК–БЕСПОРЯДОК (ТОЧКА  $T_B$ )**

**§ 1. Три типа ферримагнетиков**

В зависимости от соотношения величин межподрешеточного и внутриподрешеточного обменных взаимодействий в ферримагнетиках возникают различные особенности их магнитных свойств. Из анализа этих особенностей ферриты можно подразделить на три типа.

К первому типу необходимо отнести те, в которых межподрешеточное обменное взаимодействие намного превышает внутриподрешеточные обменные взаимодействия. Эти ферриты обладают так называемой «неелевской» магнитной структурой (именно такие ферримагнетики были рассмотрены в теории Нееля [1]). Они характеризуются строго антипараллельной ориентацией их подрешеточных намагниченностей. К ним применим термин «нескомпенсированный антиферромагнетик», так как между подрешетками существует сильное антиферромагнитное обменное взаимодействие. В качестве примера таких ферримагнетиков могут служить ферриты-шпинели  $NiFe_2O_4$ ,  $CoFe_2O_4$ , феррит-гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Эти ферриты имеют нормальные («вейссовские») температурные зависимости спонтанной намагниченности  $\sigma_s(T)$ . Кривые намагничивания  $\sigma(H)$  и гистерезисные свойства похожи на те, которые имеют простые ферромагнетики.

Ко второму типу относятся ферримагнетики, в которых одно из внутриподрешеточных обменных взаимодействий сравнимо по величине с межподрешеточным. В данном случае, в результате конкуренции этих взаимодействий, в ферримагнетике возникает неколлинеарная (угловая) магнитная структура. Начало теоретическому рассмотрению подобных ферримагнетиков было положено Яфетом

и Киттелем. Кривые намагничивания  $\sigma(H)$  данных веществ имеют особенности — «ненасыщаемость» намагниченности и скачки последней при приложении сильных внешних полей  $H$  (вследствие «разрушения» полем  $H$  неколлинеарной магнитной структуры).

К третьему типу ферримагнетиков автор настоящей статьи относит ферримагнетики, которые имеют «слабую» магнитную подрешетку. Типичным примером таких ферримагнетиков является феррит-гранат гадолиния  $Gd_3Fe_5O_{12}$ . Слабой подрешеткой в ней является  $c$ -подрешетка, в которой находятся катионы  $Gd^{+3}$ , а нормальной подрешеткой (ее можно назвать «сильной») является «суммарная» или «объединенная» подрешетка  $ad$ , в которой находятся катионы  $Fe^{+3}$ .

Первая из них имеет аномальный (асимптотический) температурный ход спонтанной намагниченности  $\sigma_s$  (на рис. 1 кривая 3), похожий на тот, которые имеют парамагнетики, а вторая — нормальный («вейссовский») температурный ход  $\sigma_s$  (кривая 1). Как показали исследования [4–6], магнитное упорядочение в «слабой» подрешетке создается действием на катионы  $Gd^{+3}$  эффективного отрицательного

обменного поля  $(H_{ex})_{ef}$ , создаваемого суммарной подрешеткой  $ad$  (т. е. катионами  $Fe^{+3}$ ), так как

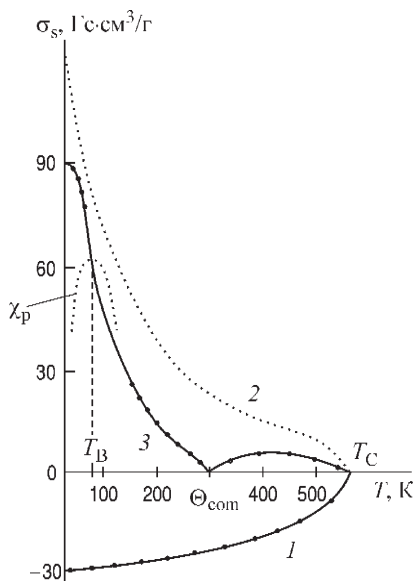


Рис. 1. К объяснению подрешеточной структуры феррита-граната гадолиния ( $Gd_3Fe_5O_{12}$ ): 1 — кривая  $\sigma_s(T)$  «объединенной» подрешетки катионов  $Fe^{3+}$ , за которую принимается кривая  $\sigma_s(T)$  феррита-граната иттрия ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ); 2 — кривая  $\sigma_s(T)$  «слабой» (гадолиниевой) подрешетки; 3 — экспериментальная кривая  $\sigma_s(T)$  феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  (кривая типа  $N$  по Неелю);  $\Theta_{com}$  — точки магнитной компенсации,  $T_B$  — низкотемпературная точка Кюри,  $\chi_p$  — максимум восприимчивости парапроцесса



«собственное» обменное взаимодействие между катионами  $Gd^{+3}$   $c$ -подрешетки очень мало. В ферримагнетиках такого типа «легко» возникают точки магнитной компенсации  $\Theta_{\text{com}}$  [14].

Кроме того, в низких температурах ( $T < \Theta_{\text{com}}$ ) возникают максимумы восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  (рис. 1) и аномалии других свойств. В работах [2, 3] было выдвинуто предположение о том, что за появление этих аномалий ответственно превращение магнитный порядок–беспорядок в «слабой» подрешетке (точка  $T_B$ ). Она, по существу, является второй, низкотемпературной точкой Кюри в данных веществах.

В таблице приведены известные к настоящему времени ферримагнетики, имеющие точки  $T_B$ . К ним принадлежат ферриты-гранаты тяжелых редкоземельных металлов, некоторые интерметаллиды, редкоземельный металл–железо, разбавленные катионами Li, Cr, V, Al, ферриты-шпинели,

Таблица

Ферримагнетики с двумя точками Кюри:  
низкотемпературной (точка  $T_B$ ) и обычной высокотемпературной ( $T_C$ )

	Ферримагнетик	$T_B$ К	$\Theta_{\text{com}}$ , К	$T_C$ К	Литература
1	$Gd_3Fe_5O_{12}$	70–100	295	556	[5–7]
2	$Tb_3Fe_5O_{12}$	58	250	553	[7]
3	$Dy_3Fe_5O_{12}$	42	220	552	[7]
4	$Ho_3Fe_5O_{12}$	32	130	548	[7]
5	$Er_3Fe_5O_{12}$	20	85	547	[7]
6	$Li_{0,5}Fe_{1,25}Cr_{1,25}O_4$	102	320	500	[24]
7	$HoFe_3$	170	395	570	[8]
8	$Mn_2Ge_2$	113	400	670	[17]
9	$Tm_2Fe_{23}$	200	–	450	[20]
10	$Li_{0,5}Fe_{1,75}Al_{0,5}O_4$	490	–	640	[19]
11	Магнетит ( $Fe_3O_4$ )	120	–	850	[16, 21, 29]

интерметаллид  $Mn_2Ge_2$  и магнетит ( $Fe_3O_4$ ).

Из таблицы видно, что точка  $T_B$  существует в некоторых ферримагнетиках, в которых отсутствует точка  $\Theta_{\text{com}}$ , но обла-

дают аномальным температурным ходом  $\sigma_s(T)$  (кривая типа *P* по Неелю — рис. 2). В частности, в работах [16, 21] показано, что низкотемпературное превращение  $T_V = 120$  К ( $T_V$  — точка Вервея) в магнетите ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), которое долгое время считалось структурным, является ферримагнетиком со «слабой» подрешеткой (кривая *P* по Неелю) и в нем существуют две точки Кюри: низкотемпературная  $T_V = T_B = 120$  К и высокотемпературная  $T_C = 850$  К.

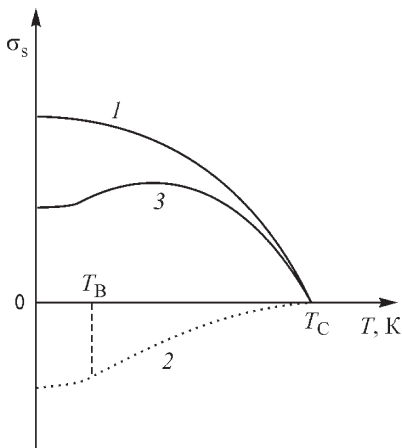


Рис. 2. Кривые  $\sigma_s(T)$  типа *P* по Неелю: 1 — «сильная» подрешетка; 2 — «слабая» подрешетка; 3 — экспериментальная кривая,  $T_B$  — низкотемпературная точка Кюри,  $T_C$  — высокотемпературная точка Кюри

Таким образом, таблица показывает, что существует довольно большое число ферримагнетиков с двумя точками Кюри. Очевидно, что по мере исследования ферримагнетиков число их будет увеличиваться.

## § 2. Эффекты парапроцесса в области точки $T_B$

Эксперименты показали, что переход в точке  $T_B$  является переходом магнитный порядок–беспорядок в «слабой» подрешетке. Об этом свидетельствуют следующие факты. В области данного перехода оправдывается кубическое уравнение магнитного состояния Гинзбурга [22], вытекающее из термодинамики Ландау. Как видно из рис. 3, метод диаграмм Белова–Аррота [23, 24] хорошо описывает переход в феррите–хромите лития [24]. Далее, как следует из рисунков 4 и 5 для феррита-граната гадолиния [25] и феррита-хромита лития [24], в точках  $T_B$  возникают не только максимумы восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$ , но и

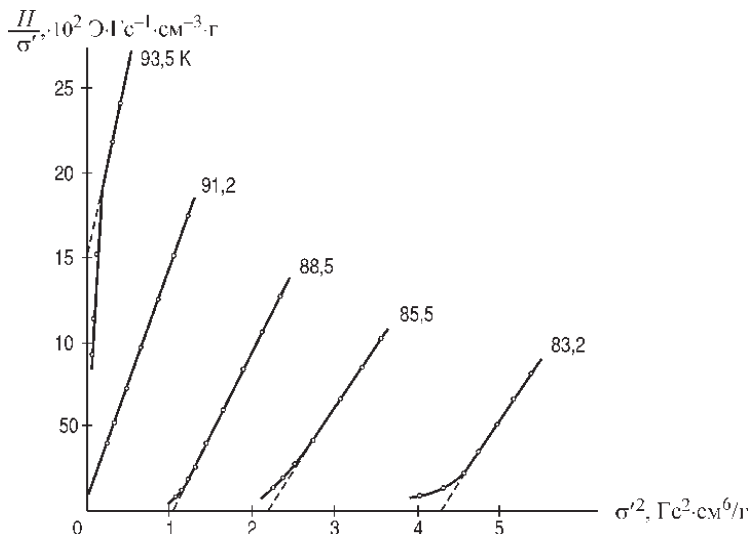


Рис. 3. Графики Белова–Аррота для феррита-хромита лития ( $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) в области точки  $T_B$  при разных температурах

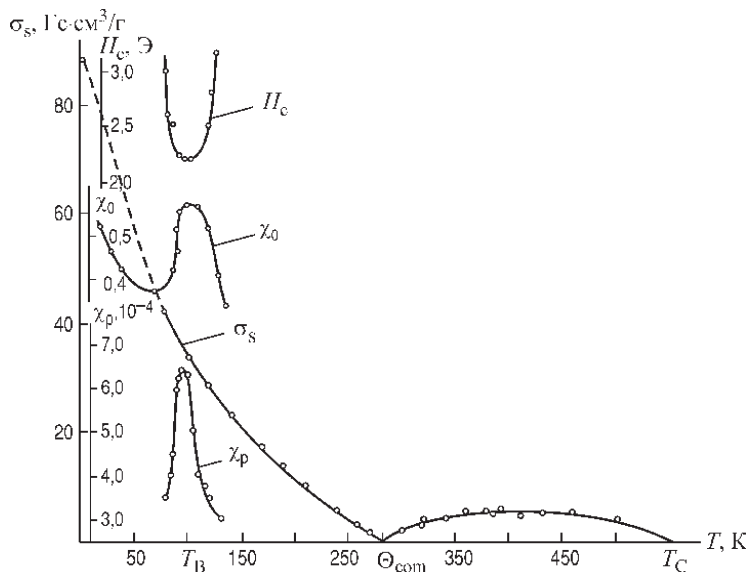


Рис. 4. Температурные зависимости восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  (в поле 2000 Э), восприимчивости в слабом поле  $\chi_0$  (в поле 1,7 Э) и коэрцитивной силы  $H_c$  в области точки  $T_B$  для феррита-граната гадолиния

температурные аномалии коэрцитивной силы и магнитной восприимчивости  $\chi_0$ , измеренной в слабых полях.

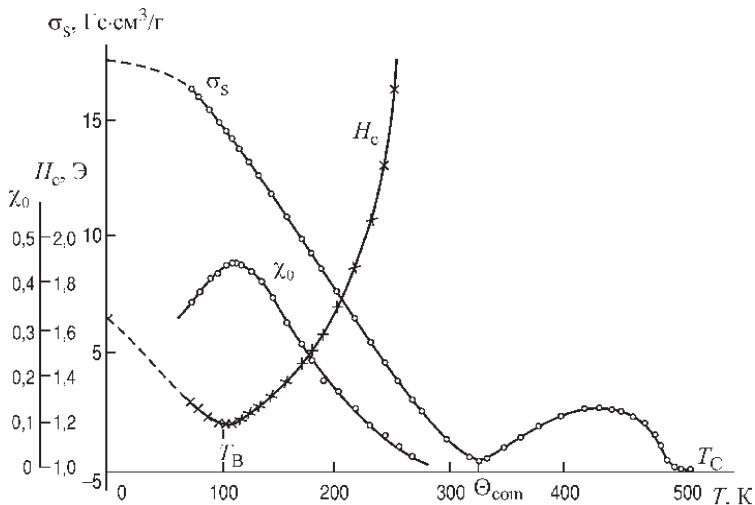


Рис. 5. Температурные зависимости коэрцитивной силы  $H$  и восприимчивости в слабом поле  $\chi_0$  в точке  $T_B$  феррита  $\text{Li}_2\text{O} \cdot 3\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{Cr}_3\text{O}_3$

Однако данный переход имеет отличие от перехода «магнитный беспорядок в  $T_C$ ». Дело в том, что переход  $T_B$  происходит в «присутствии» обменного поля (отрицательного знака)

$$(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -j_{12}I_1^{-1}), \quad (1)$$

где  $j_{1,2}$  — параметр обменного взаимодействия между «сильной» подрешеткой (индекс 1) и «слабой» (индекс 2),  $I_1$  — намагниченность «сильной» подрешетки. Тогда как обратное обменное поле, создаваемое «слабой» подрешеткой, очень мало (оно дает только малый вклад в упорядочение катионов  $\text{Gd}^{3+}$ , о чем свидетельствует низкое значение  $T_B$ ). Такую ситуацию можно назвать как «одностороннее действие обменного поля  $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}1}$  на «слабую» подрешетку, т. е. создается «однаправленная обменная анизотропия» в данных ферримагнетиках. Существование этого одно-

<sup>1)</sup> В данной монографии во всех формулах намагниченность обозначается через  $I$ , а на экспериментальных кривых — через  $\sigma$  (удельная намагниченность). Связь между ними  $I = \rho\sigma$ , где  $\rho$  — плотность. На некоторых кривых, вместо  $\sigma$  фигурирует  $M$  — магнитный момент в

стороннего действия ( $H_{ex'}_{ef1}$ ) приводит к парапроцессу в «слабой» подрешетке более сильному, чем при приложении внешнего магнитного поля  $H$ . Это следует из кривой восприимчивости парапроцесса в функции температуры, которую в свое время получил Потене [5] (рис. 6). Видно, что максимум  $\chi_m(T)$  при низких температурах (в точке  $T_B$ ) много больше, чем в области  $T_C$ . Это происходит от того, что в области  $T_B$  парапроцесс возникает не столько за счет внешнего поля  $H$ , сколько под влиянием ( $H_{ex'}_{ef1}$ ). Величина этого поля зависит от намагниченности сильной подрешетки  $I$ . В области  $T_C$ , где  $I$  и ( $H_{ex'}_{ef1}$ ) стремятся к нулю, максимум  $\chi_p(T)$  возникает только за счет парапроцесса, вызываемого внешним полем  $H$ .

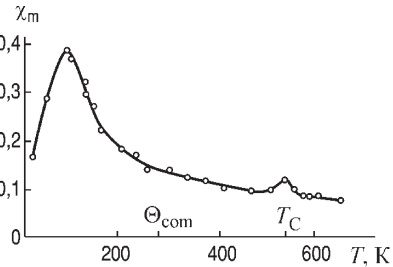


Рис. 6. Зависимость молярной восприимчивости парапроцесса от температуры в феррите  $Gd_3Fe_5O_{12}$  при низких температурах по измерениям Потене [5]

По оценкам авторов [26] поле ( $H_{ex'}_{ef1}$ ) при низких температурах в случае  $Gd_3Fe_5O_{12}$  порядка 280 кЭ. Поэтому становится понятным возникновение большого парапроцесса в области  $T_B$ . На рис. 7 приведены изотермы  $\sigma_s(H)$  для данного феррита. Видно, что парапроцесс при  $T=83$  К в поле 12 кЭ заметен, но по величине он много меньше, чем парапроцесс, вызванный в этой области температур полем ( $H_{ex'}_{ef1}$ ).

В работе Никитина и автора [26] методом молекулярного поля были рассчитаны максимумы восприимчивости  $\chi_p$  и сопутствующие им максимумы магнитокалорического эффекта и других эффектов в точке  $T_B$  феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$ . Для этого использовались функции Бриллюэна для «сильной» (индекс 1) и «слабой» (индекс 2) подрешеток:

$$\frac{I_1}{I_{01}} = B_{s1}(y_1), \quad \frac{I_2}{I} = B_{s2}(y_2). \quad (2)$$

Здесь  $B_{s_1}(y_1)$  и  $B_{s_2}(y_2)$  — функции Бриюллена;

$$y_1 = \frac{I_{01}}{\eta_1 \nu kT} H + \frac{2\mu_B S_1}{kT} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}1},$$

$$y_2 = \frac{I_{01}}{\eta_2 \nu kT} H + \frac{2\mu_B S_2}{kT} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}2}, \quad (3)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — спины подрешеток,  $n$  — число молекул,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  — число катионов в молекуле. Решение этих уравнений приводит к формулам:

$$\chi_p = \frac{I_{02}}{\eta_2 \nu kT} \frac{\partial B_{S_2}}{\partial y_2}; \quad (4)$$

$$(\Delta T)_{T_B} = \frac{\nu \mu_B g_S S_2}{C_V M_C} (H_{\text{ex}})_{\text{ef}2} \chi_p H, \quad (5)$$

где  $(\Delta T)_{T_B}$  — магнитокалорический эффект в точке  $T_B$ ,  $M_C$  —

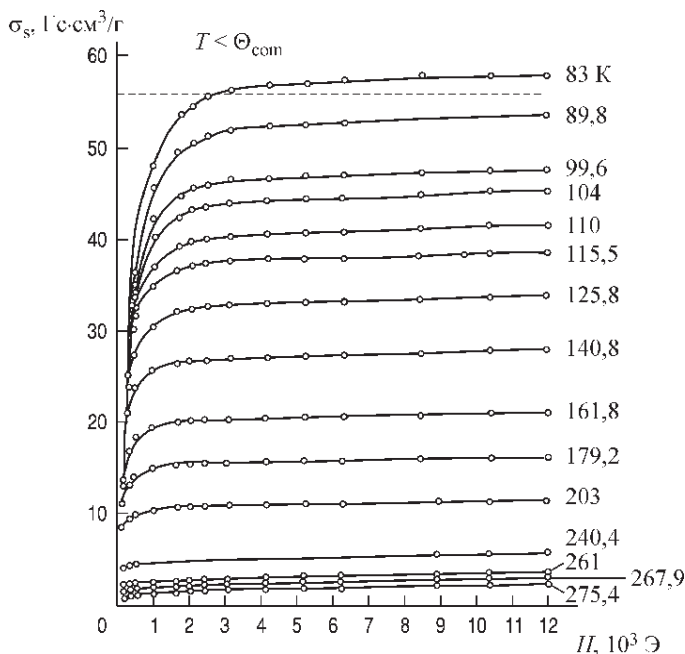


Рис. 7. Изотермы намагниченности  $\sigma_s(H)$  для феррита-граната гадолиния ( $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) в интервале температур 83 К –  $\Theta_{\text{com}}$

полный магнитный момент редкоземельной подрешетки. Видно, что  $(\Delta T)_{T_B}$  линейно зависит от намагниченности  $I = \chi_p H$  (и  $H$  при  $\chi_p = \text{const}$ ).

Из подобных же расчетов вытекает, что и магнитострикция  $\lambda_p$  парапроцесса в точке  $T_B$  также линейно зависит от  $I$  и  $H$ . Это самый важный результат этих расчетов (см. об этом далее).

В заключение этого параграфа отметим, что переход магнитный порядок–беспорядок в  $T_B$  является, в отличие от перехода в  $T_C$ , «безфлуктуационным», так как магнитные флуктуации в  $T_B$  «подавляются» полем  $(H_{cx})_{\text{ef1}}$ . Кроме того, данное поле приводит к сильному «размытию» перехода. (См. об этом далее.)

### § 3. Влияние однонаправленной обменной анизотропии в области $T_B$ на температурные зависимости коэрцитивной силы и начальной магнитной восприимчивости

Эти зависимости для феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [25] и феррита-хромита лития [24] представлены на рисунках 4 и 5. Видно, что в области  $T_B$  кривая  $H_c(T)$  имеет минимум, а  $\chi_p(T)$  — максимум. Особенно удивительным является возникновение кривой  $H_c(T)$  с минимумом. Для объяснения данной аномалии рассмотрим гистерезисные свойства феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Они в области температур  $T < T_B$  определяются константами магнитной анизотропии, вклад в которую дают как катионы «слабой» подрешетки ( $\text{Gd}^{3+}$ ), так и «сильной» ( $\text{Fe}^{3+}$ ). Сведения о константе  $K_1$  феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при низких температурах были получены авторами [27, 28]. Вклад катионов ( $\text{Gd}^{3+}$ ) в константу  $K_1$  был найден путем вычитания константы  $K_1$ , измеренной в феррите  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , из константы  $K_1$ , измеренной при низких температурах для  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . На рис. 8 видно, что катионы  $\text{Gd}^{3+}$  ( $4f^7$ ), хотя и находятся в  $S$ -состоянии, дают при температурах  $T < T_B$  ( $T_B \sim 100$  К) для данного феррита значительно больший вклад, чем в области температур  $T > T_B$ . Выше  $T > T_B$  вклад  $K_1$  дают только катионы  $\text{Fe}^{3+}$  ( $3d^5$ ), но он очень мал. Поэтому при переходе  $T_B$  величина  $H_c$  должна довольно сильно снижаться, а  $\chi_0$  — наоборот, возрастет. Однако в работах  $H_c$

измерялась [24,25] методом «сбрасывания измерительной катушки с образца» — в катушке существует остаточная намагниченность  $I_r$  (этот метод обычно используется при

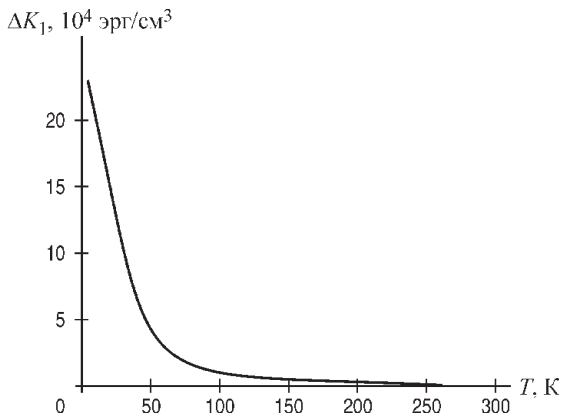


Рис. 8. Температурная зависимость  $\Delta K_1$  вклада катионов  $Gd^{3+}$  в константу

измерениях  $H_c$  в ферримагнетиках). Для ферримагнетиков этот метод неприменим (см. подробнее об этом в гл. 3), так как при  $H = 0$  в ферримагнетиках существует обменное поле

$$(H_{ex})_{ef} = -j_{1,2} (I_r)_1, \quad (6)$$

где  $(I_r)_1$  — остаточная намагниченность сильной подрешетки (подрешетки катионов  $Fe^{3+}$ ), и поэтому в интервале температур  $0 \text{ К} - \Theta_{com}$  в  $Gd_3Fe_5O_{12}$ , кроме истинной остаточной намагниченности  $I_r$ , наводится за счет парапроцесса, вызываемого полем  $(H_{ex})_{ef}$  (см. (6)), «псевдоостаточная» намагниченность  $I_r^1$ , т. е. намагниченность парапроцесса. Поэтому  $H_c$  в области  $T_B$  — кривые  $H_c(T)$  на рисунках 4 и 5, полученные методом «сбрасывания измерительной катушки», фиксирует истинную  $I_r$  и псевдоостаточную намагниченность  $I_r^1$ , истинная кривая  $H_c(T)$  при этом искажается. По этой же причине искажается форма кривой  $\chi_0(T)$  в области  $T_B$  (рис. 4). Вместо кривой Гопкинсона (с острым пиком), наблюдаемой в области  $T_C$ , в области  $T_B$  возникает кривая  $\chi_0(T)$  с «размытым» максимумом (см. рис. 4).



#### § 4. Переход $T_V$ в магнетите. О природе низкотемпературного превращения в магнетите

Магнетит ( $Fe_3O_4$ ) — природный ферримагнетик, содержится в большом количестве в земной коре. Он имеет структуру обращенной шпинели  $(Fe^{3+})[Fe^{2+}Fe^{3+}]O_4$  и его обычно причисляют к семейству ферритов со структурой минерала шпинели. Однако по магнитным и электрическим свойствам он существенно отличается от последних. В частности, в области температуры  $T_V = 100\text{--}120$  К в нем возникает превращение, которое сопровождается резкими аномалиями магнитных и электрических свойств.

Причина аномальных свойств магнетита связана с тем, что в нем существует большая концентрация электронов проводимости, привносимых донорными катионами  $Fe^{2+}$ , находящимися в октаэдрах. По оценкам [16] концентрация их в магнетите порядка  $10^{22}$ , т. е. близка к концентрации, характерной для металлических веществ. При комнатных температурах и выше, где локализация электронов на катионах железа не столь велика, электроны допустимо трактовать как зонные, что было высказано в работах [30,31]. При температурах ниже комнатных локализация их усиливается. Они здесь рассматриваются как перескоковые ( $Fe^{2+} \leftrightarrow Fe^{3+}$ ) [31]. Эта локализация не только существенно меняет электрические свойства магнетита, но (как будет показано ниже) приводит к изменению его магнитных свойств, особенно в области  $T < T_V$ .

Свойства магнетита изучаются более ста лет, особенно много работ было посвящено исследованию превращения при  $T_V$ .

В настоящее время существуют две точки зрения на его природу.

1. Гипотеза Вервея (1939–1941, [32]) структурного перехода типа порядок–беспорядок. В низкотемпературной фазе при  $T < T_V$  существует упорядоченное (послойное) расположение катионов  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$  в октаэдрах. При этом в механизме установления катионного порядка «принимают участие» перескоки электронов, так как при низких температурах диффузия катионов невозможна. Поэтому в литературе переход при  $T_V$  иногда называют структурно-

электронным. Для подтверждения его привлекаются такие факты, как аномалии удельного сопротивления при  $T_V$  [32], теплоемкости [33], небольшие изменения параметров и симметрии решетки и др. В последние годы гипотеза Вервея в литературе критикуется.

2. Согласно второй точке зрения [16, 29] в области  $T_V$  низкотемпературного превращения происходит переход магнитный порядок–беспорядок, однако специфического вида, не похожего на переход в точке Кюри ( $T_C$ ). В подтверждение его существования приводятся следующие экспериментальные факты: возникновение максимума магнитокалорического эффекта отрицательного знака [34, 35] в области  $T_V$

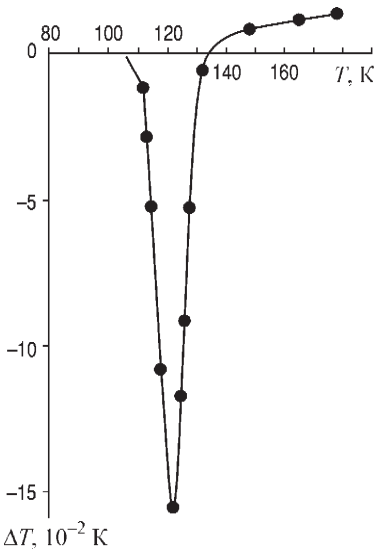


Рис. 9. Максимум отрицательного  $\Delta T$ -эффекта в области  $T_V$  при  $H = 10$  кЭ [34]

(рис. 9) (в области  $T_C$  он имеет положительный знак [38]),

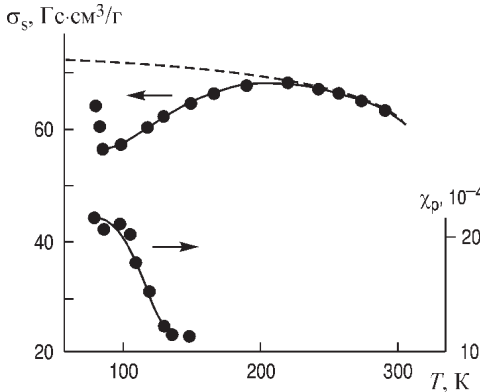


Рис. 10. Аномалия (занижение) удельной спонтанной намагниченности  $\sigma_s$  и восприимчивости парапроцесса  $\chi_p$  (завышение) при приближении к  $T_V$

аномалия (занижение) спонтанной намагниченности [36] (рис. 10), а также намагниченности насыщения, обнаруженные в работах [37, 38], возрастание восприимчивости парапроцесса [36] при приближении к  $T_V$  (рис. 10).

Возникает вопрос: существует ли аналогичная ситуация с изменением указанных величин в других ферримагнетиках? Ответ: существует в ферримагнетиках, обладающих «слабой» подрешеткой (кривая  $P$  по Неелю).

Роль «слабой» подрешетки в магнетите выполняет спин-упорядоченная подсистема перескоковых электронов — «магнитоэлектронная» подрешетка, предположение о существовании которой при  $T < T_V$  было введено в [16, 22] для объяснения аномального занижения спонтанной намагниченности и отрицательного  $\Delta T$ -эффекта и аномального поведения изотропного магнитосопротивления в области низкотемпературного перехода  $T_V$  [16]. Эта подрешетка возникает потому, что при  $T < T_V$  перескоковые электроны локализуются на катионах железа в октаэдрах и одновременно отрицательное обменное поле  $(H_{ex})_{ef}$ , создаваемое последними, упорядочивает спины этих электронов (действие отрицательного  $s$ - $d$ -обмена Вонсовского [39]). В результате этого при  $T < T_V$  образуется трехподрешеточная структура (рис. 11). Магнитный момент магнитоэлектронной подрешетки ( $e$ -подрешетки), составляющей примерно 20 % от

момента «объединенной»  $BA$ -подрешетки, занижает спонтанную намагниченность магнетита в области  $T < T_V$ , в результате кривая

$I_s(T)$  напоминает кривую  $P$  по Неелю (в смысле занижения  $I_s$  в области  $T < T_V$ ). Из расположения векторов намагниченности  $(I_s)_e$  и внешнего поля  $H$  следует, что в области  $T_V$  должен возникать интенсивный парапроцесс антиферромагнитного типа, т. е. такой, какой имеет место в «слабой» подрешетке ферримагнетика, описываемый кривой  $I_s(T)$

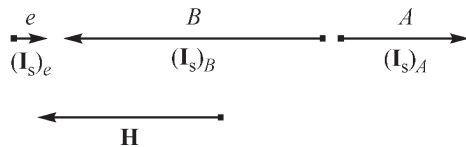


Рис. 11. Магнитная структура магнетита в области температуры  $T < T_V$ :  $(I_s)_e$ ,  $(I_s)_B$  и  $(I_s)_A$  — соответственно спонтанные намагниченности «магнитоэлектронной» («слабой»), октаэдрической и тетраэдрической подрешеток

типа *P* по Неелю (см. рис. 2).

На рис. 12 схематически, в приблизительном масштабе показана температурная область, в которой проявляется действие «слабой» («магнитоэлектронной») подрешетки: кривая 1 — температурная зависимость магнитного момента  $M_s$  «слабой» (магнитоэлектронной) подрешетки; кривая 2 — зависимость  $M_s(T)$  катионов железа; кривая 3 — аномальная зависимость  $M_s(T)$  магнетита, напоминающая

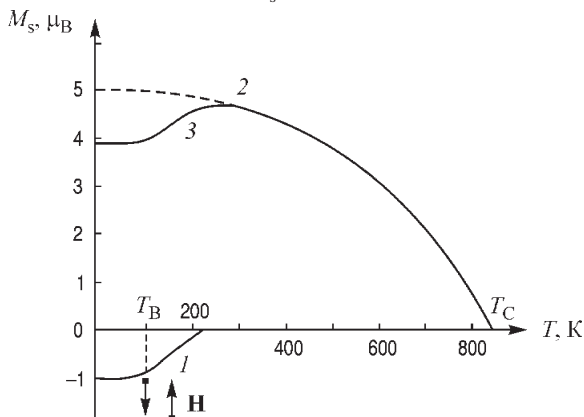


Рис. 12. Зависимость магнитного момента  $M_s(T)$  магнетита в области низких температур (кривая 3), магнитоэлектронной («слабой») подрешетки (кривая 1) и «объединенной» *VA*-подрешетки (кривая 2);  $T_B$  — низкотемпературная точка Кюри

кривую типа *P* по Неелю.

Из рис. 12 видно, что температурная область, в которой проявляется действие «слабой» подрешетки, очень мала. Несмотря на большое число работ, посвященных изучению магнетита, до сих пор отсутствуют подробные и надежные данные по температурному ходу спонтанной намагниченности  $I_s$  в указанной области, а они крайне необходимы для подтверждения и уточнения концепции о магнитной природе низкотемпературного превращения в магнетите при  $T_V = 100\text{--}120$  К.

Сделаем еще одно замечание по поводу высказанного выше утверждения о том, что в области  $T_V$  должен проявляться интенсивный парапроцесс антиферромагнитного типа. В обоснование этого утверждения на рис. 13 приводятся по данным работы [36] изотермы намагниченности

магнетита, снятые при комнатной температуре (293 К), при температуре  $T < T_V$  (80 К) и в области  $T_V$  (128 К) в полях до

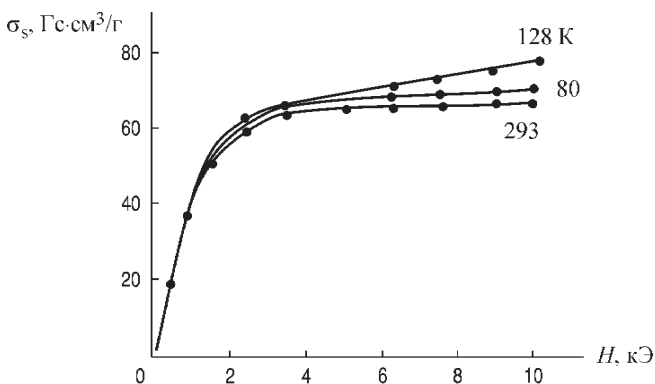


Рис. 13. Изотермы намагниченности магнетита, снятые при температурах 293 и 80 К и в области  $T_V$  (при 128 К) в полях до 10 кЭ

10 кЭ. Видно, что влияние магнитной анизотропии на ход кривой намагниченности существует в полях  $H_{an} \sim 2-3$  кЭ. Это же следует (см. [11, 18]) из оценки поля  $H_{an}$  по формуле

$$H_{an} = 2K/I_s \sim 1 \text{ кЭ}$$

при подстановке значения  $K_1 = -2 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup> в области  $T_V$  [39] и значения  $I_s = \rho \sigma_s = 5 \cdot 870 = 400$  Гс ( $\rho$  — плотность). В полях  $H > 2-3$  кЭ имеет место парапроцесс, который в области  $T_V$  достигает наибольшей интенсивности.

В заключение укажем, что переход магнитный порядок–беспорядок при  $T = T_B$  (и, следовательно, при  $T_V$ ) происходит в присутствии  $(H_{ex})_{ef}$  со стороны сильной подрешетки. Это приводит к тому, что в области  $T_B$  почти нет магнитных флуктуаций («критического состояния») — «противоборства» обменного взаимодействия и энергии теплового движения, столь характерных для области Кюри  $T_C$  в ферро- и ферримагнетиках. Переход при  $T_B$  является магнитным фазовым переходом порядок–беспорядок, как бы заторможенным полем  $(H_{ex})_{ef}$  (подобно тому, как внешнее поле  $H$  тормозит переход при  $T_C$ ). Отсюда следует, что переход при  $T_B$  должен носить «размытый» на некотором

интервале температуры характер; это как раз имеет место в магнетите при превращении в области  $T_V = T_B$ .

## Глава 2

---

### О ПРОЯВЛЕНИИ ПИРОМАГНИТНОГО И ПЬЕЗОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТОВ В ФЕРРИТАХ СО «СЛАБОЙ» ПОДРЕШЕТКОЙ

#### § 1. Термодинамическая взаимосвязь эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой

В работе [1] показано, что в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой благодаря влиянию однонаправленной обменной анизотропии могут проявляться аналоги пирозлектрического и пьезоэлектрического эффектов, т.е. пирромагнитный и пьезомагнитный эффекты (возникновение намагниченности  $\Delta I$  при изменении температуры и упругих напряжений в отсутствие действия внешнего магнитного поля  $H$  на образец феррита или другого ферримагнетика).

Как известно, пьезомагнитный эффект был в свое время измерен Боровиком-Романовым [2] в антиферромагнитных кристаллах  $MnF_2$  и  $CoF_2$ , которые обладали особенностями магнитной симметрии, теоретически выявленными Дзялошинским [3]. Отметим, что природу этого пьезомагнитного эффекта указанные авторы связывали с существованием в антиферромагнитных кристаллах релятивистских (магнитоанизотропных) сил, которые приводят к явлению «слабого» ферромагнетизма (неколинеарного антиферримагнетизма), открытого этими же авторами.

В нашем случае возникновение пьезомагнитного и пирромагнитного эффектов связано с особенностями парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой.

Ферримагнетики со «слабой» подрешеткой обладают аномальными свойствами по сравнению с ферримагнетиками с «неелевской» магнитной структурой (с сильным межподрешеточным обменным взаимодействием). Благодаря существованию однонаправленной обменной

анизотропии в них возникают аномальные эффекты парапроцесса.

В настоящей главе мы покажем, что в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой должны проявляться пьезомагнитный эффект и термодинамически обратное ему явление — линейная магнитострикция. Однако они имеют другую природу, чем та, которая существует в антиферромагнетиках, которые исследовали Боровик-Романов и Дзялошинский, а именно: они обусловлены эффектами парапроцесса в «слабой» подрешетке (т.е. имеют обменную природу). Возникновение их следует из рассмотрения термодинамической взаимосвязи эффектов парапроцесса в «слабой» подрешетке ферримагнетика. Из этой же взаимосвязи вытекает возникновение пирромагнитного эффекта (аналога пирозлектрического эффекта), проявляющегося в сегнетоэлектриках и диэлектриках и термодинамически обратного явления — линейного магнитокалорического эффекта.

Рассмотрим термодинамическую взаимосвязь эффектов парапроцесса на примере феррита-граната гадолиния ( $Gd_3Fe_5O_{12}$ ). Ограничимся интервалом температур между точкой  $T_B \sim 100$  К и точкой магнитной компенсации  $\Theta_{\text{ком}} = 293$  К. В данном интервале температур  $c$ -подрешетка находится в магнитном изотропном и моноклинном состоянии и она не обладает гистерезисными свойствами.

При приложении магнитного поля  $H$ , упругого напряжения  $P$  и температуры  $T$  в этой подрешетке изменяется магнитное упорядочение, в результате чего возникают эффекты парапроцесса.

Рассмотрим в начале гипотетическую ситуацию, которая заключается в том, что «слабая» подрешетка как бы «изолирована» от «сильной» подрешетки, т.е. на нее не действует обменное поле, создаваемое «сильной» подрешеткой. Термодинамическим потенциалом при данном выборе независимых переменных ( $H, P, T$ ) является свободная энергия Гиббса, полный дифференциал которой имеет вид

$$dG = -IdH - \lambda dP - SdT, \quad (7)$$

где  $I$  — намагниченность парапроцесса;  $\lambda$  — магнитострикция парапроцесса (иногда ее называют «обменной»

магнитоэлектрической);  $S$  — магнитная часть энтропии (обусловленная изменениями магнитного порядка). Знак перед членом  $\lambda dP$  зависит от того, какое упругое механическое напряжение действует — сжатие или растяжение. Соответственно знак перед членом  $SdT$  определяется видом изменения теплового воздействия, т. е. нагревом или охлаждением исследуемого образца.

Дифференцируя соотношение (7) по  $H$ ,  $P$  и  $T$ , получаем магнитное, магнитоупругое и магнитотермическое уравнения состояния:

$$I = \left( \frac{\partial G}{\partial H} \right)_{P,T}, \quad \lambda = \left( \frac{\partial G}{\partial P} \right)_{H,T}, \quad S = \left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_{P,H}. \quad (8)$$

Раскладывая выражение (8) в ряд в окрестности некоторого начального состояния  $c$ -подрешетки в интервале температур между  $T_B$  и  $\Theta_{\text{com}}$  и ограничиваясь линейными членами разложения, получаем

$$\Delta I = \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_{P,T} \Delta H + \left( \frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T,H} \Delta P + \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P,H} \Delta T, \quad (9)$$

$$\Delta \lambda = \left( \frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_{T,P} \Delta H + \left( \frac{\partial \lambda}{\partial P} \right)_{T,H} \Delta P + \left( \frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_{H,P} \Delta T, \quad (10)$$

$$\Delta S = \left( \frac{\partial S}{\partial H} \right)_{P,T} \Delta H + \left( \frac{\partial S}{\partial P} \right)_{H,T} \Delta P + \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_{H,P} \Delta T. \quad (11)$$

Уравнения (9)–(11) описывают всю совокупность магнитных, магнитоупругих и тепловых явлений, наблюдаемых при изменениях  $H$ ,  $P$ ,  $T$  в «изолированной» «слабой» подрешетке.

Второй член в соотношении (9) — магнитоупругий эффект парапроцесса, вызванный приложением механического напряжения  $P$  (в монографии [4] этот вид парапроцесса назван «механопарапроцессом» — изменение магнитного порядка под действием  $P$  в присутствии внешнего поля  $H$ )



$$(12) \quad (\Delta I_P)_{H \neq 0} = \gamma_P \Delta P,$$

где  $\gamma_P = \left( \frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T, H}$  — магнитоупругий коэффициент. Из термодинамики магнитных явлений следует соотношение

$$(13) \quad \left( \frac{\partial I}{\partial P} \right)_{T, H} = \left( \frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_{P, T},$$

т. е. магнитоупругому эффекту соответствует термодинамически обратное явление — магнитострикция парапроцесса (соотношение (13)) в результате дифференцирования уравнения  $I = \left( \frac{\partial G}{\partial H} \right)_{P, T}$  по  $P$  и уравнения

$$\lambda = \left( \frac{\partial G}{\partial P} \right)_{H, T} \text{ по } H).$$

Третий член в соотношении (9)

$$(14) \quad (\Delta I_T)_{H \neq 0} = \gamma_T \Delta T,$$

где  $\gamma_T = \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P, H}$  — магнитотермический коэффициент, характеризующий «наклон» кривой температурной зависимости  $I(T)$  в присутствии магнитного поля  $H$ . Если при этом происходит охлаждение образца, то  $I$  возрастает вследствие возрастания магнитного порядка, поэтому этот вид парапроцесса можно назвать «термопарапроцессом». Термодинамически обратным этому явлению соответствует магнитокалорический эффект (первый член в соотношении (11))

$$(15) \quad (\Delta S_T)_{H \neq 0} = \gamma_S \Delta H,$$

где  $\gamma_S = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P, T}$  — магнитокалорический коэффициент. Соотношение (15) представляет собой известное выражение для магнитокалорического эффекта:

$$\Delta T = -\frac{T}{C_I} \left( \frac{\partial I}{\partial T} \right)_{P,H} \Delta H.$$

(16)

Это выражение получается при подстановке в соотношение (15)  $S = \frac{dQ}{T}$  и  $dQ = C_I T$  (где  $dQ$  — изменение количества тепла, выделяемого при термopарапроцессе и  $C_I$  — теплоемкость при  $T = \text{const}$ ). Формулу (16) можно переписать в следующем виде:

$$\left( \frac{\Delta T}{\Delta H} \right)_{P,T} = -\frac{T}{C_I} \left( \frac{\Delta I}{\Delta T} \right)_{H \neq 0},$$

(17)

т.е. магнитокалорическому эффекту  $\Delta T/\Delta H$  соответствует термодинамически обратное явление — магнитотермический эффект, обусловленный термopарапроцессом в присутствии поля.

Как известно, в парамагнетиках и ферромагнетиках [4] (а в нашем случае это «изолированная» «слабая» подрешетка) магнитокалорический эффект (как и магнитострикция) являются четными эффектами, т.е. квадратично зависящими от  $I$ .

Теперь учтем в нашем рассмотрении эффектов парапроцесса в «слабой» подрешетке реальную ситуацию, а именно: существование в рассматриваемом феррите однонаправленной обменной анизотропии, т.е. обменного поля, создаваемого *ad*-подрешеткой:

$$(H_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -J_{c\text{-ad}} I_1,$$

(18)

где  $J_{c\text{-ad}}$  — параметр обменного взаимодействия между «слабой» и «сильной» подрешетками,  $I_1$  — намагниченность «сильной» подрешетки. Как было показано в работе [5], это приводит к возникновению линейной магнитострикции. Экспериментально это было подтверждено в работе [6] при измерениях магнитострикции в феррите-гранате гольмия.

Измерение термодинамически обратного ему явления, а именно пьезомагнитного эффекта в ферритах-гранатах

еще не предпринималось.

Далее укажем, что однонаправленная обменная анизотропия в «слабой» подрешетке рассматриваемого феррита согласно соотношению (17) приводит к нечетному, т.е. зависящему от  $I$  магнитокалорическому эффекту  $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_{T,P}$  и магнитотермическому эффекту при охлаждении образца, вследствие возникновения термопарапроцесса в отсутствие внешнего магнитного поля ( $H=0$ )  $\left(\frac{\Delta I}{\Delta T}\right)_{P,H=0}$ , т.е. магнитного аналога пироэлектрического эффекта — пиромангнитного эффекта.

Долгое время (начиная с работ П. Вейсса) считалось, что магнитокалорический эффект в ферромагнетиках (далее  $\Delta T$ -эффект) квадратично зависит от намагниченности парапроцесса  $I$

$$\Delta T = aI^2, \quad (19)$$

где  $a$  — постоянный коэффициент, т.е.  $\Delta T$ -эффект является четным.

Такая же зависимость  $\Delta T$ -эффекта от  $I$  наблюдается и в «нелевских» ферримангнетиках.

Однако в работе [5] для ферритов со «слабой» подрешеткой (феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$ ) путем применения метода молекулярного поля была получена формула [см. гл. 1, формула (5)], из которой вытекает, что:

$$(\Delta T)_{T=T_B} \sim \chi_p H \text{ и } I.$$

Даже при магнитном фазовом переходе магнитный

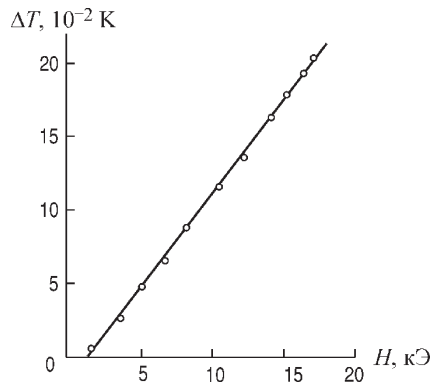


Рис. 14. Зависимость магнитокалорического эффекта  $\Delta T$  от  $H$  в точке  $T_B$  феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$

порядок–беспорядок (в точке  $T_B$ )  $\Delta T$ -эффект является нечетным, т. е. линейно зависящем от намагниченности.

Экспериментальные исследования магнитокалорического эффекта в ферритах со «слабой» подрешеткой подтвердили этот вывод.

На рис. 14 приведены данные измерения магнитокалорического эффекта в функции  $H$  в области  $T_B$  для феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  [8].

## § 2. Экспериментальные наблюдения пиромангнитного эффекта в феррите-гранате гадолиния

Наблюдение пиромангнитного эффекта было осуществлено при измерениях остаточной намагниченности феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  в работе Любутина [7]. На рис. 15 приведены

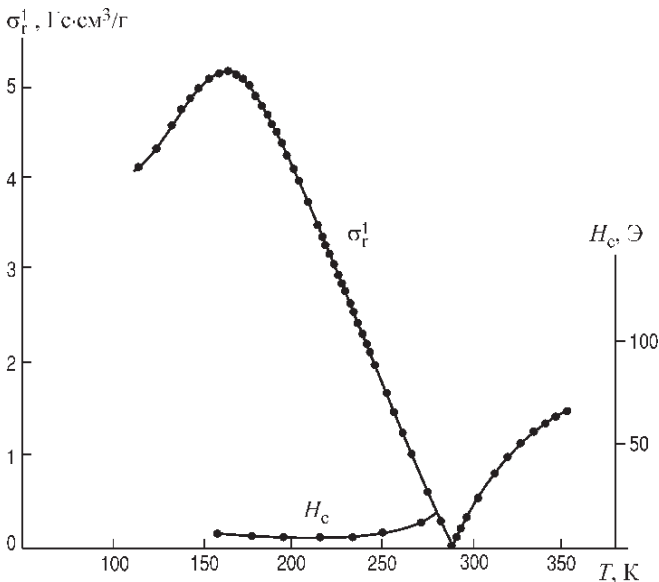


Рис. 15. Температурные зависимости псевдоостаточной намагниченности  $\sigma_r^1$  и коэрцитивной силы  $H_c$  для  $Gd_3Fe_5O_{12}$  в области температур  $T > \Theta_{com}$  зависимости  $\sigma_r^1(T)$  и коэрцитивной силы  $H_c(T)$  для данного феррита в интервале температур между точками  $T_B$  и  $\Theta_{com}$  (т. е. в интервале 100–293 К).

На рис. 16 приведены температурные зависимости  $\sigma_r$  и  $H_c$  для феррита-граната иттрия  $Y_3Fe_5O_{12}$  в том же интервале

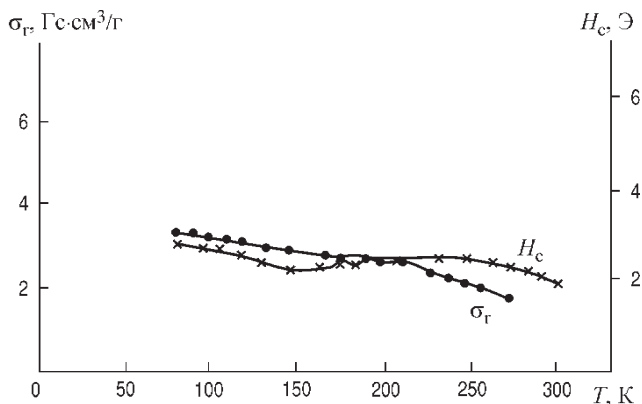


Рис. 16. Температурные зависимости  $\sigma_r$  и  $H_c$  для  $Y_3Fe_5O_{12}$

температур [7]. Образцы обоих ферритов были одинакового размера — стержни квадратного сечения  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> и длиной 50 мм. Остаточная намагниченность  $\sigma_r$  создавалась сильным магнитным полем  $H_s$  и измерялась методом «сбрасывания катушки с образца».

Сопоставление кривых  $\sigma_r^1(T)$  (а также  $H_c(T)$ ) для обоих ферритов важно потому, что в феррите  $Gd_3Fe_5O_{12}$  имеется «слабая» (гадолиниевая) подрешетка, а в  $Y_3Fe_5O_{12}$  таковая отсутствует. Кроме того, подрешетка *ad* (катионов  $Fe^{3+}$ ) в феррите  $Gd_3Fe_5O_{12}$  есть по существу феррит  $Y_3Fe_5O_{12}$ , так как катион  $Y^{3+}$  не обладает магнитным моментом. Поэтому при анализе зависимостей  $\sigma_r(T)$  и  $H_c(T)$  в рассматриваемом температурном интервале можно выявить «неучастие» гадолиниевой подрешетки в формировании гистерезисных свойств феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$ .

Отсюда вытекает вывод, что остаточная намагниченность, измеряемая методом «сбрасывания катушки с образца»  $Gd_3Fe_5O_{12}$ , состоит из двух компонент: 1) истинной («гистерезисной») остаточной намагниченности  $\sigma_r$ , создаваемой подрешеткой *ad*, и 2) псевдоостаточной («безгистерезисной») компоненты остаточной намагниченности  $\sigma_r^1$ , индуцированной в «слабой» подрешетке однонаправленной обменной анизотропией.

Поле этой анизотропии в данной случае, как уже указывалось выше, равно

$$(20) \quad (\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}} = -J_{c\text{-}ad}(\mathbf{I}_{\Gamma}^{\text{ad}}),$$

где  $(\mathbf{I}_{\Gamma}^{\text{ad}})$  — остаточная намагниченность *ad*-подрешетки,  $J_{c\text{-}ad}$  — параметр обменного взаимодействия подрешеток *c* и *ad* феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

Из сопоставления кривых  $\sigma_{\Gamma}(T)$  феррита  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (рисунки 15 и 16) вытекает, что сильное возрастание остаточной намагниченности при понижении температуры в феррите-гранате гадолиния обусловлено второй компонентой, т. е. псевдоостаточной намагниченностью  $\sigma_{\Gamma}^1$  («безгистерезисной»). Как следует из рис. 16, в подрешетке *ad* истинная остаточная намагниченность  $\sigma_{\Gamma}$  в рассматриваемом интервале температур почти не изменяется по величине, и следовательно, согласно формуле (20), и поле однонаправленной обменной анизотропии в данном интервале температур остается практически постоянным. Поэтому наблюдаемое на рис. 15 возрастание псевдоостаточной намагниченности необходимо приписать охлаждению образца (в отсутствие внешнего поля  $\mathbf{H}$ ), здесь мы имеем магнитный аналог пирозлектрического эффекта, т. е. пиромагнитный эффект.

Физика «пиромагнитного» эффекта состоит в том, что с понижением температуры в «слабой» подрешетке  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  уменьшается дезориентирующее действие теплового движения на магнитный порядок, т. е. возникает термопара-процесс (при  $\mathbf{H}=0$ ), так как  $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}}$  в соотношении (21) в рассматриваемом интервале температур не меняется.

Конечно, аналогия пирозлектрического и пиромагнитного эффектов носит формальный характер, ибо их физические механизмы возникновения различны. В пирозлектриках спонтанная поляризация  $\mathbf{P}_s$  изменяется под влиянием изменения температуры вследствие перераспределения электрических зарядов (при  $\mathbf{E}=0$ ).

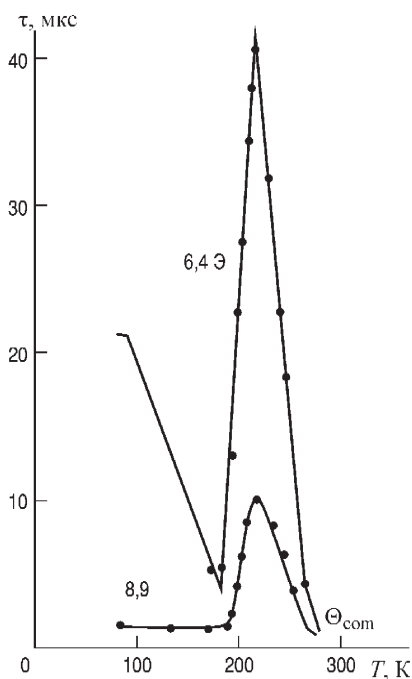
В случае пиромагнетика изменяется магнитный порядок (при  $\mathbf{H}=0$ ) в «слабой» подрешетке, наведенный обменным полем  $(\mathbf{H}_{\text{ex}})_{\text{ef}}$  (согласно формуле (20) из-за присутствия в *ad*-подрешетке остаточной намагниченности  $\sigma_{\Gamma}$ ).

Однако, несмотря на различие их механизмов возник-

новения, в их проявлении много общего. Во-первых, оба эффекта возникают в диэлектриках и магнетиках, в которых существует спонтанная поляризация  $P_s$  и спонтанная намагниченность  $\sigma_s$ , при этом как пироэлектрик, так и пиромагнетик находится в монодоменном (однодоменном) состоянии. Аналогия также состоит в том (как следует из рис. 16), что пиромагнитный эффект  $\sigma_r^1$  линейно зависит от  $T$ .

Отметим, однако, что при возникновении пиромагнитного эффекта одновременно будет проявляться пьезомагнитный эффект. Дело в том, что при изменении температуры возникает тепловое расширение или укорочение ферромагнетика, а это можно рассматривать как действие дополнительного упругого напряжения  $\Delta P$ . Так что при экспериментальном наблюдении пиромагнитного эффекта будет «примешиваться» (по-видимому, небольшой величины)  $\Delta T^1$  за счет пьезомагнитного эффекта. Подобная ситуация возникает и при измерениях пироэлектрического эффекта в сегнетоэлектриках [12].

Далее обратим внимание на следующий экспериментальный факт, установленный в работе [7]. Как следует из рис. 15, при достижении определенной температуры ( $\sim 160$  К) на кривой  $\sigma_r^1(T)$  возникает максимум, при дальнейшем понижении  $T$  величина  $\sigma_r^1$  уменьшается.



С нашей точки зрения, это вызвано тем, что по мере понижения температуры, одновременно с ростом обменной энергии в «слабой» подрешетке (вследствие возрастания

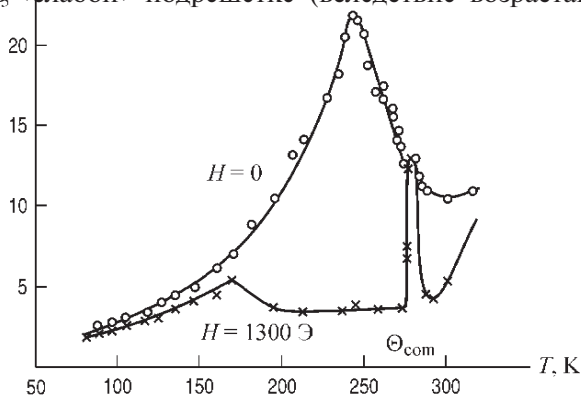


Рис. 18. Максимум внутреннего трения  $Q^{-1}$  (в поле  $H = 0$ ) в феррите  $Gd_3Fe_5O_{12}$  при температурах ниже точки  $\Theta_{com}$

магнитного порядка), возрастает и энергия магнитного дипольного взаимодействия между магнитными моментами катионов  $Gd^{3+}$ , при этом с опережающей интенсивностью (поскольку это взаимодействие является дальнедействующим). Это взаимодействие приводит к тенденции раз-

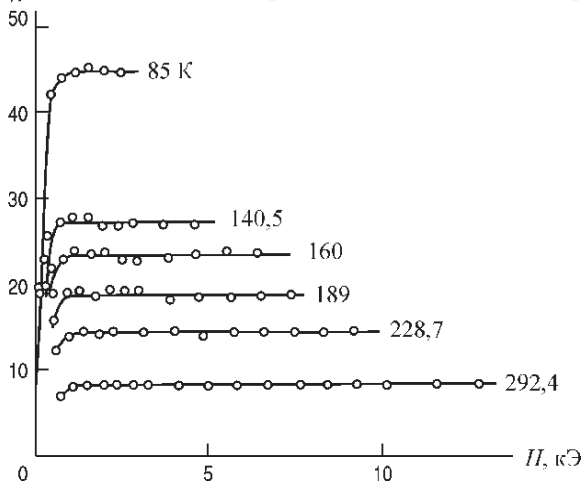


Рис. 19. Изотермы намагниченности  $\sigma(H)$  замещенного феррита-граната гадолиния ( $Gd_3Ga_{1,5}Fe_{3,5}O_{12}$ )



магничивания гадолиниевой подрешетки (находящейся в монокристаллическом состоянии), т. е. к тенденции образования доменов. Возникновение конкурирующего обменному взаимодействию в «слабой» подрешетке магнитодипольного взаимодействия вызывает метастабильное состояние магнитной системы в данной подрешетке с возникновением сопутствующих релаксационных эффектов.

В работе [13] в феррите  $Gd_3Fe_5O_{12}$  в рассматриваемом интервале температур был обнаружен (рис. 17) большой максимум магнитной вязкости  $\tau$  в слабом поле  $H$ , а в работе [14] и внутреннего трения (рис. 18).

Наконец, отметим, что в работе [8] при исследовании сильно замещенного феррита-граната гадолиния ( $Gd_3Fe_5O_{12}$ ) немагнитными катионами были получены изотермы  $\sigma(H)$  при низких температурах (рис. 19), которые могут служить хорошим косвенным подтверждением существования пьезомагнитного эффекта. Как следует из этого рисунка, рост намагниченности при охлаждении образца происходит практически в нулевом поле  $H$ .

### § 3. Косвенные экспериментальные доказательства существования пьезомагнитного эффекта в феррите-гранате гадолиния

Непосредственного наблюдения этого эффекта еще не производилось. Однако в работах сорокалетней давности были получены опытные данные, которые могут служить косвенным доказательством существования данного эффекта.

В работах [9,10] было установлено, что в этом феррите при низких температурах (рис. 20) магнитострикция линейно зависит от  $H$ . При этом она является объемной (из рис. 20 видно, что  $\lambda_{\parallel} \approx \lambda_{\perp}$ ), т. е. обусловлена обменным взаимодействием катионов  $Gd^{3+}$  в «слабой» подрешетке. Учитывая сказанное выше (см. §1), можно с уверенностью утверждать, что должен существовать пьезомагнитный эффект в данном феррите обменной природы.

В работе Педько [11] был осуществлен следующий опыт. Образец феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  помещался в «бомбочку», в которой замораживалась вода в дьюаре с жидким азотом,

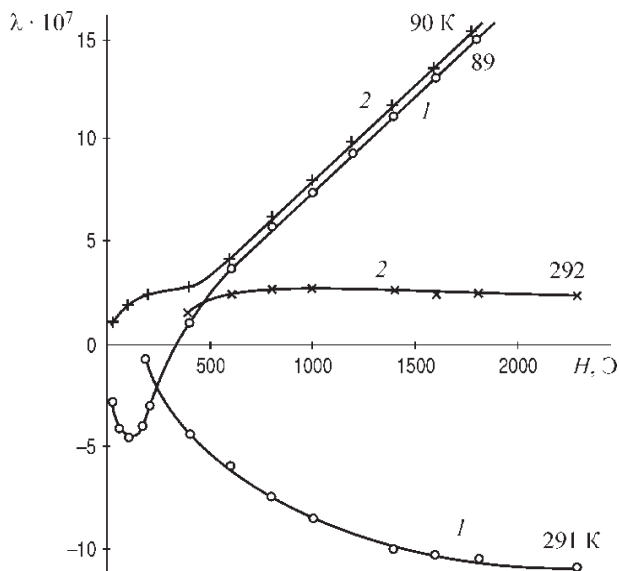


Рис. 20. Зависимость продольной  $\lambda_{\parallel}$  (кривая 1) и поперечной  $\lambda_{\perp}$  (2) магнитострикции от поля для феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при комнатной и низкой (жидкий азот) температурах

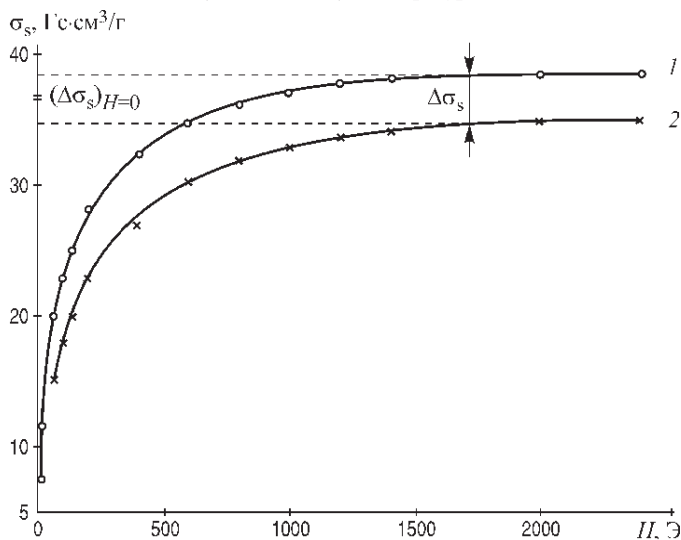


Рис. 21. Влияние давления на кривые намагничивания феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при  $T=83 \text{ K}$ : 1 —  $P=0$ ; 2 —  $1800 \text{ кг/см}^2$

при этом он подвергался всестороннему сжатию порядка 1800 атм. Из рис. 21 видно, что удельная намагниченность насыщения  $\sigma_s$  уменьшалась на значительную величину. Как следует из §1 данной главы, можно написать термодинамическое соотношение

$$(22) \quad \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial H} \right)_P = - \left( \frac{\partial I}{\partial P} \right)_H,$$

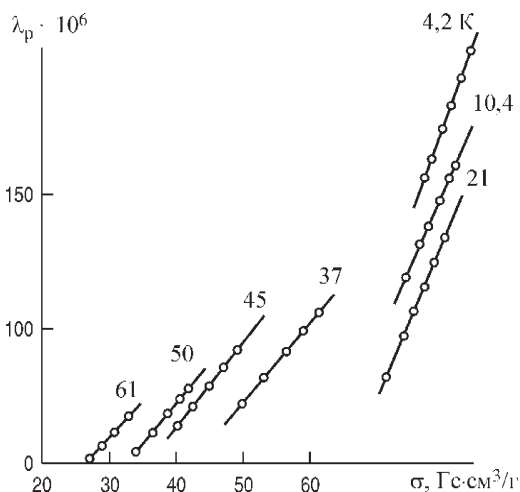


Рис. 22. Зависимость магнитострикции парапроцесса  $\lambda_p$  феррита-граната гольмия ( $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) от удельной намагниченности  $\sigma$  при различных температурах

где  $\left( \frac{\partial I}{\partial P} \right)_H$  — магнитоупругий эффект при  $H \neq 0$ .

Однако из рис. 21 видно, что эффект  $\Delta\sigma_s$  (изменение насыщения намагниченности) фактически не зависит от поля  $H$ , т.е. экстраполируя ветви кривых  $\sigma_s(H)$  к нулевому полю  $H$ , мы получаем, по существу, величину пьезомагнитного эффекта  $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$  обменной природы, вызванного всесторонним сжатием образца феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при

низких температурах.

В работе [6] для феррита-граната гольмия ( $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) была наблюдаена линейная магнитострикция парапроцесса отрицательного знака (рис. 22), тогда как в феррите-гранате гадолиния она имеет положительный знак (см. рис. 20). Это означает, что, согласно формуле (22), соответствующее ему изменение насыщения намагниченности  $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$  при давлениях будет иметь отрицательный знак и такой же знак будет иметь пьезомагнитный эффект  $(\Delta\sigma_s)_{H=0}$  для феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

## Глава 3

## ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

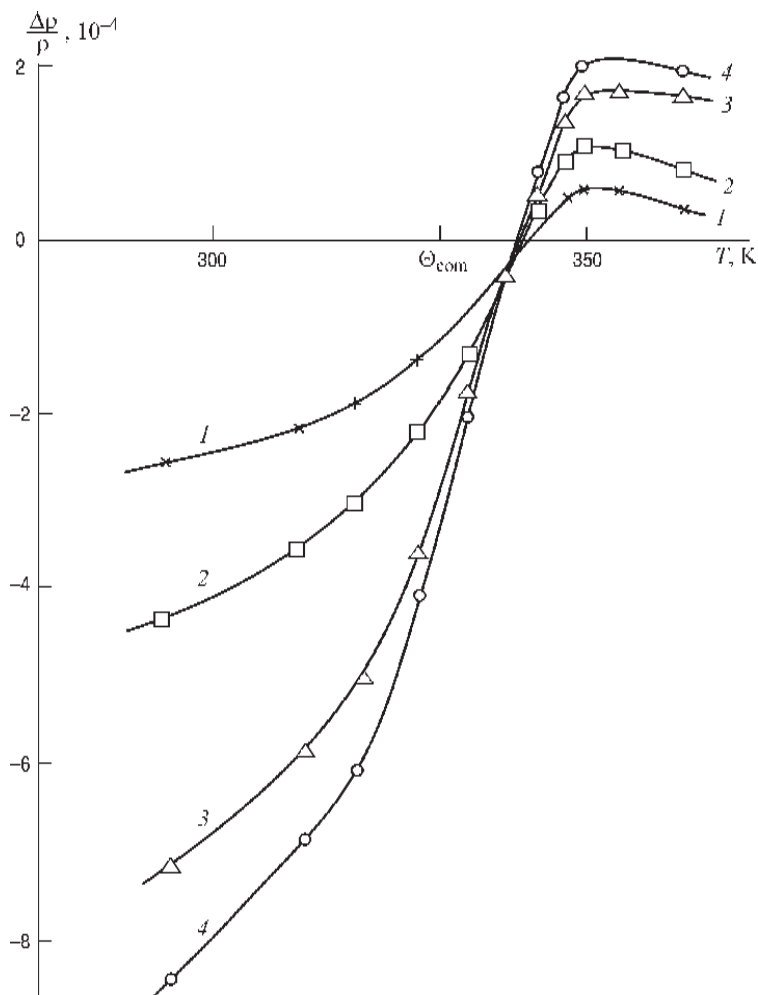


Рис. 23. Зависимость магнитосопротивления от температуры при переходе в точку  $\Theta_{\text{com}}$  в феррите-хромите лития ( $\text{Li}_2\text{O}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{2,5}(\text{Cr}_3\text{O}_3)_{2,5}$ ) при  $H = 1,8$  (кривая 1); 2,26 (2); 6,8 (3); 11 кЭ (4)

**§ 1. Изменение знаков магнитосопротивления, магнитокалорического эффекта и обменной магнитстрикции при**

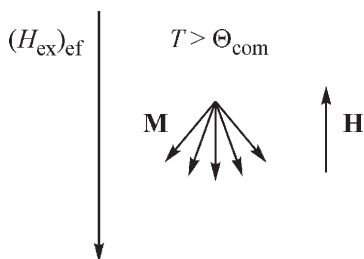


Рис. 24. При  $T > \Theta_{\text{com}}$  приложение поля  $H$  приводит к возрастанию магнитной энтропии  $S_m$  в «слабой» подрешетке

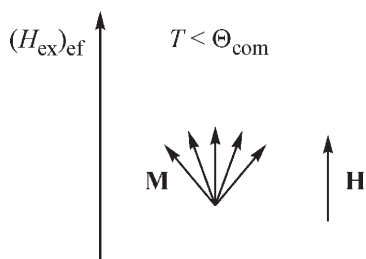


Рис. 25. При  $T < \Theta_{\text{com}}$  приложение поля  $H$  вызывает уменьшение магнитной энтропии  $S_m$  в «слабой» подрешетке

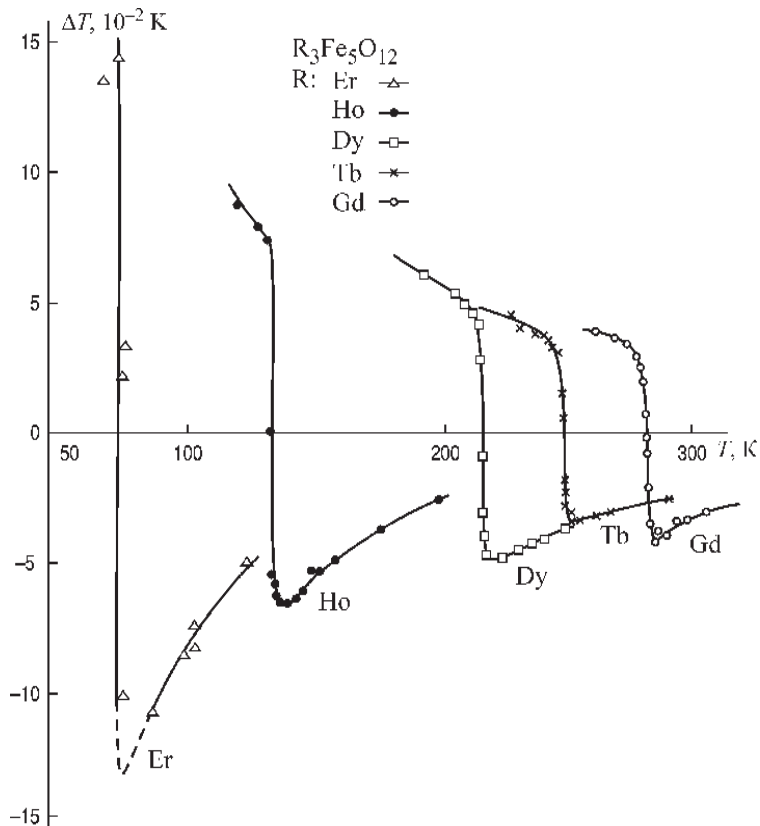


Рис. 26. Скачки магнитокалорического эффекта в области температуры компенсации в ферритах-гранатах Gd, Tb, Dy, Ho, Er

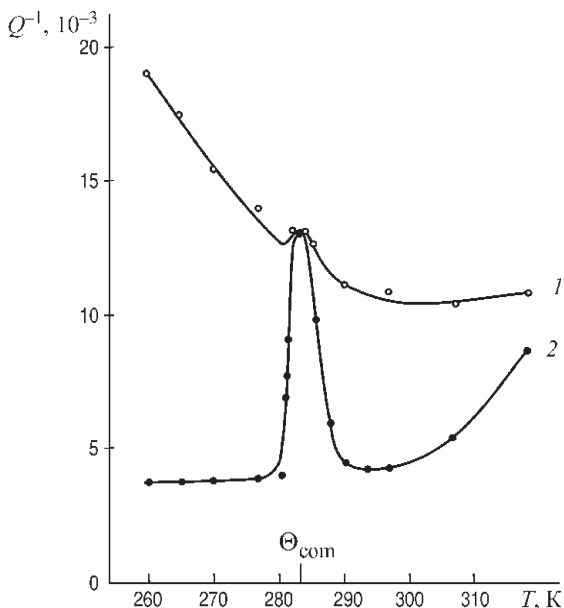
переходе  $\Theta_{\text{com}}$ 

Рис. 27. Температурная зависимость внутреннего трения  $Q^{-1}$  феррита-граната гадолиния в области  $\Theta_{\text{com}}$ ; 1 —  $H = 0$ ; 2 —  $H = 1300$  Э

На рис. 23 по данным [1] приведены кривые изменения магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  в феррите-хромите лития при переходе  $\Theta_{\text{com}}$ . Видно, что при  $T > \Theta_{\text{com}}$  магнитосопротивление приобретает положительный знак (что является необычным явлением для магнитоупорядоченных веществ). Этот эффект возникает в результате парапроцесса в «слабой» подрешетке выше точки  $\Theta_{\text{com}}$ . Поскольку при  $T > \Theta_{\text{com}}$  поле  $H$  направлено противоположно магнитным моментам этой подрешетки  $M$  (рис. 24), то происходит возрастание магнитной энтропии (возникает «антиферромагнитный» парапроцесс), что приводит к положительному знаку магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$ .

В области  $T < \Theta_{\text{com}}$  под влиянием  $H$  осуществляется обычный парапроцесс (с уменьшением магнитной энтропии

(рис. 25)) и здесь возникает обычный эффект — отрицательное магнитосопротивление.

На рис. 26 по данным [2] приведены кривые температурной зависимости магнитокалорического эффекта ( $\Delta T$ -эффекта) для ряда ферритов-гранатов тяжелых редкоземельных металлов. Видно, что при переходе точки  $\Theta_{\text{com}}$  знак  $\Delta T$  изменяется, становится отрицательным, при этом величина  $\Delta T$ -эффекта изменяется резким скачком. Возникновение отрицательного  $\Delta T$ -эффекта при  $T > \Theta_{\text{com}}$  также связано с изменением знака магнитной энтропии в поле  $H$  (как и в случае эффекта  $\Delta\rho/\rho$ ), т. е. в области  $T > \Theta_{\text{com}}$ .

Из рис. 26 видно, что по мере понижения температуры скачки  $\Delta T$  возрастают по величине, что имеет место для ферритов гранатов Dy, Ho и др. Это связано с тем, что в низких температурах кривая  $\sigma(T)$  «слабой» подрешетки сильно возрастет и скачок  $\Delta T$  соответственно возрастет. Существование такого сильного (скачкообразного)  $\sigma$  приводит к нестабильности процесса «переворота»  $\sigma$  в области  $\Theta_{\text{com}}$ .

Существование последней приводит к аномалиям внутреннего трения  $Q^{-1}$  в точке  $\Theta_{\text{com}}$ , наблюдаемое в работе [22] в  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (рис. 27) и в работе [12] в феррите-хромите лития (см. рис. 18 в гл.2).

## §2. Возникновение индуцированной угловой магнитной структуры в слабом поле в точке $\Theta_{\text{com}}$ — как проявление эффекта парапроцесса

В работах русских магнитологов-теоретиков [5, 6] было показано, что в ферритах, в результате «конкуренции» сильного внешнего поля  $H$  и обменного взаимодействия между подрешетками в некотором интервале критических полей

$$H_{\text{кр1}} \leq H \leq H_{\text{кр2}}$$

должны возникать неколлинеарные (угловые) магнитные структуры. Авторы указанных работ рассматривали «неелевский» ферримагнетик (с очень большим межподрешеточным  $AB$  взаимодействием). В этом случае для наблюдения воз-



никновения подобных структур потребовалось бы применение сверхсильных магнитных полей ( $10^5$ – $10^6$  Э).

В 1968 г. американские исследователи Кларк и Кал-

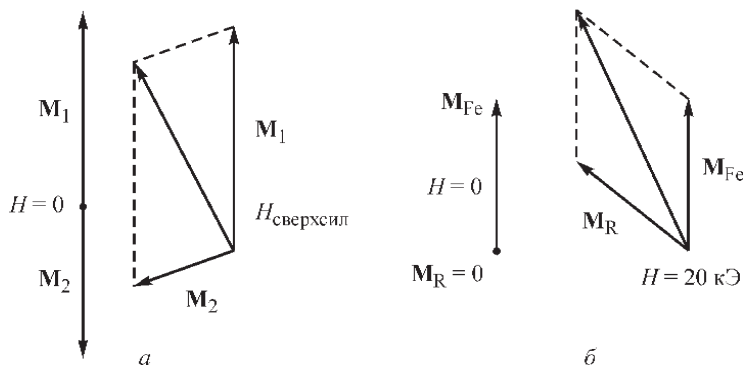


Рис. 28. Векторные диаграммы угловой, индуцированной полем  $H$  структуры: *а*) для «неелевского» ферримагнетика; *б*) для ферримагнетика со «слабой» подрешеткой

лен [7] предложили провести наблюдение образования индуцированных полем  $H$  угловых магнитных структур в редкоземельных ферритах-гранатах в области их  $\Theta_{\text{com}}$ , поскольку в них, вследствие компенсации намагниченностей

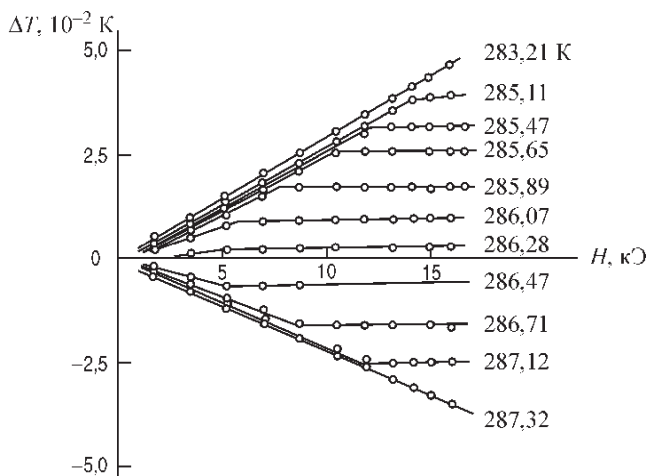


Рис. 29. Ветви магнитокалорического эффекта ( $\Delta T$ ) в феррите  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  по обе стороны от точки  $\Theta_{\text{com}}$  ( $H = 20$  кЭ)

подрешеток, обменное взаимодействие между ними сильно ослаблено. С помощью молекулярного метода они нашли соотношение

$$(23) \quad \mathbf{M}_{\text{резл}} = \mathbf{M}_{\text{R}} + \mathbf{M}_{\text{Fe}} = \frac{\mathbf{H}}{J_{12}},$$

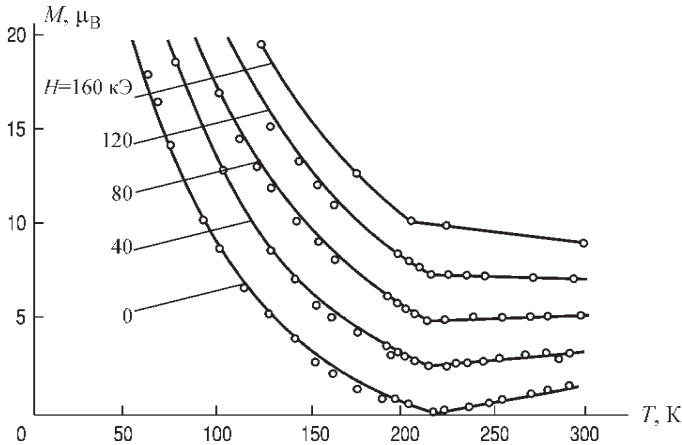


Рис. 30. Температурные зависимости намагниченности  $M$  (в магнетонах Бора) в феррите  $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в сверхсильных магнитных полях ( $H > 100 \text{ кЭ}$ ) по данным [7]

где  $\mathbf{M}_{\text{R}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  — векторы редкоземельной («слабой») и  $\mathbf{M}_{\text{Fe}}$  — «сильной» подрешетки катионов железа,  $\mathbf{M}_{\text{резл}}$  — результирующий вектор и  $J_{12}$  — параметр обменного взаимодействия между указанными подрешетками.

Для «неелевского» ферримангнетика, т.е. с большим межподрешеточным взаимодействием, согласно работам Тябликова [5] и др., это соотношение следовало бы записать в общей форме:

$$(24) \quad \mathbf{M}_{\text{резл}} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = \frac{\mathbf{H}}{J_{12}},$$

где  $|\mathbf{M}_1| > |\mathbf{M}_2|$  и оба магнитных момента связаны очень сильным обменным взаимодействием.

На рис. 28 *a* показаны соответствующие этому случаю

векторные диаграммы (при  $H=0$  и  $H=H_{\text{сверхсил}}$ ). Возникает вопрос: а какими будут векторные диаграммы, соответствующие соотношению (23)? Очевидно, при  $H=0$  суще-

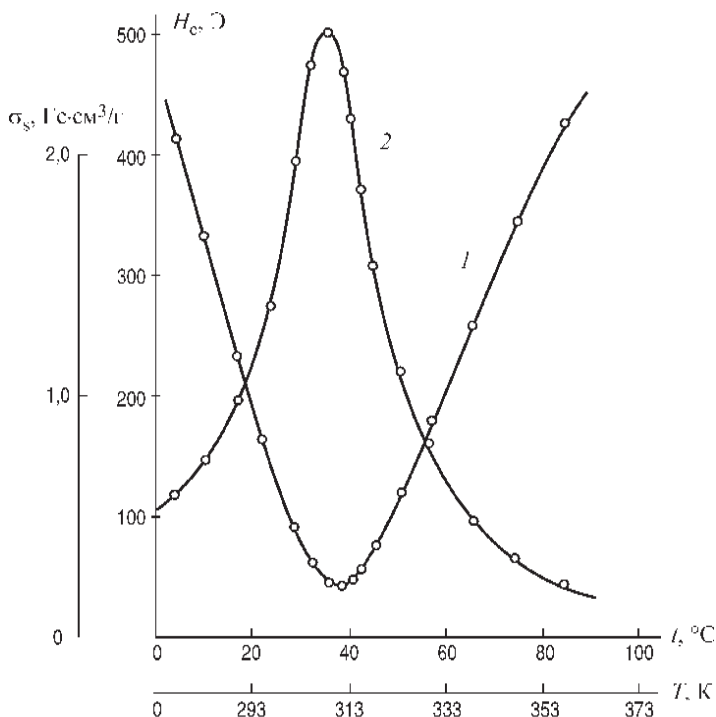


Рис. 31. Температурные зависимости спонтанной намагниченности  $\sigma_s$  (кривая 1) коэрцитивной силы  $H_c$  (2) для образца феррита-хромита лития  $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5\text{Cr}_3\text{O}_3$ , измеренные в области  $\Theta_{\text{com}}$

ствует только вектор  $M_{\text{Fe}}$ , а  $M_{\text{R}}=0$  (рис. 28 б). Однако при приложении поля  $H$  в результате парапроцесса в «слабой» подрешетке формируется вектор  $M_{\text{R}}$ . Когда он достигнет по величине вектора  $M_{\text{Fe}}$ , возникает угловая структура (рис. 28 б).

На рис. 29 по данным работы [8] приведены зависимости магнитокалорического эффекта для феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  от температуры по обе стороны от точки компенсации  $\Theta_{\text{com}}$  в магнитном поле  $H_{\text{кр1}}=20$  кЭ. (Это поле очень слабое по сравнению с оценками данных в [5]). Видно, что ветви кривых  $\Delta T(H)$  по обе стороны от  $\Theta_{\text{com}}$  симметричны, так

как они соответствуют векторной диаграмме, изображенной на рис. 28 б, на которой  $|\mathbf{M}_R| = |\mathbf{M}_{Fe}|$ . Это означает,

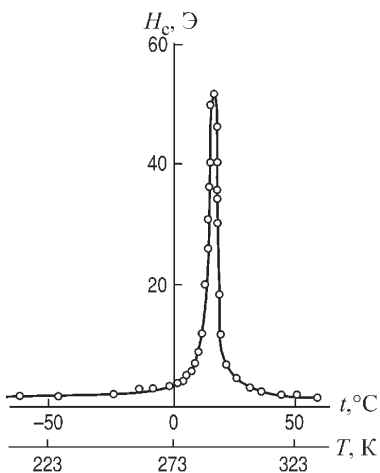


Рис. 32. Температурная зависимость  $H_c$  в области  $\Theta_{com}$  для монокристаллического образца феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  (с большим размагничивающим фактором)

что при наложении поля  $\mathbf{H}$  в «слабой» подрешетке формируется вектор  $\mathbf{M}_R$  в результате парапроцесса (в этом формировании также участвует обменное поле  $(H_{ex})_{cf}$ , создаваемое «сильной» подрешеткой). Как только он достигнет величины  $M_{Fe}$ , возникнет угловая структура, которая имеет симметричный вид по сравнению с диаграммой на рис. 28 а.

Из всего сказанного выше следует вывод, что образование неколлинеарной магнитной структуры в точке  $\Theta_{com}$  есть, в сущности, эффект парапроцесса.

Если приложить сверхсильное поле ( $H > 100$  кЭ), то точка компенсации исчезает.

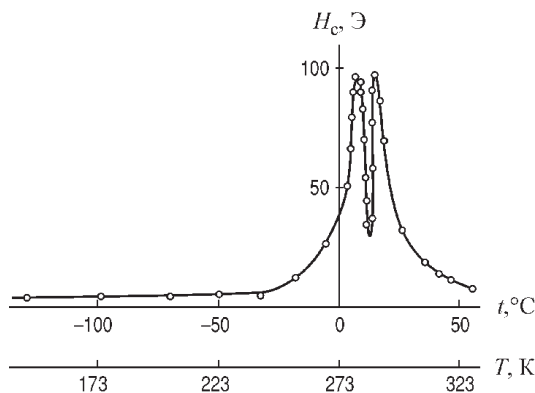


Рис. 33. Температурная зависимость  $H_c$  в области  $\Theta_{com}$  для поликристаллического  $Gd_3FeO_4$

На рис. 30 приведены зависимости намагниченности  $M$  (в магнетонах Бора) для феррита-граната диспрозия [7] от температуры. Видно, что точка  $\Theta_{\text{com}}$  практически не проявляется, так как исчезает «слабая» подрешетка (диспрозиевая) и вместе с этим теряются все уникальные магнитные особенности, которые свойственны ферримагнетикам со «слабой» подрешеткой.

### § 3. К вопросу о наблюдении больших максимумов коэрцитивной силы в области точки магнитной компенсации

Впервые авторами работы [9] в области  $\Theta_{\text{com}}$  феррита-хромита лития было наблюдеено сильное возрастание коэрцитивной силы (рис. 31).

Из рисунка видно, что  $H_c$  достигает очень большой величины ( $H_c \approx 500$  Э). Это является удивительным фактом, так как данный феррит является магнитомягким материалом.

Авторы [9] дали объяснение обнаруженному эффекту

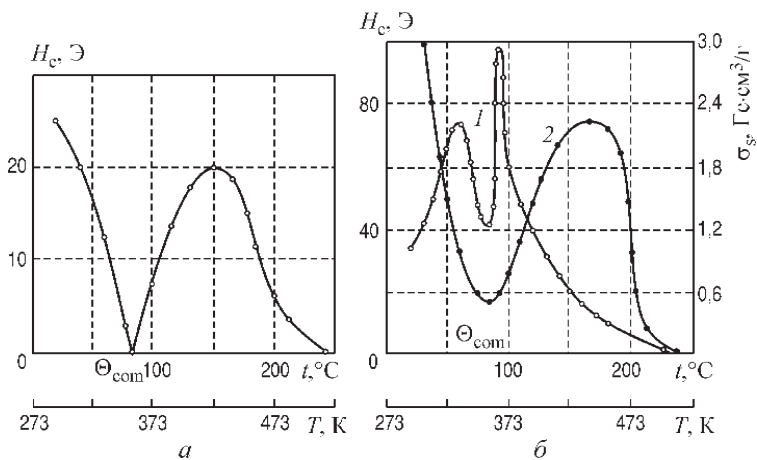


Рис. 34. Температурная зависимость  $H_c$  для феррита-хромита лития ( $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5 \text{Cr}_2\text{O}_3$ ), измеренная путем снятия петель гистерезиса в области  $\Theta_{\text{com}}$  (а) и методом «сбрасывания с образца измерительной катушки» (б)

с помощью известной формулы технического намагничивания:

$$H_c = \frac{2K_1}{\sigma_s},$$

(25)

где  $K_1$  — константа магнитокристаллической анизотропии, а  $\sigma_s$  — удельная намагниченность насыщения.

В обоснование применимости этой формулы авторы [9] полагают, что в области  $\Theta_{\text{com}}$  структурные неоднородности в поликристаллическом образце феррита приводят к неоднородностям магнитным — образуются однодоменные частицы, вследствие чего процессы перемагничивания требуют большого магнитного поля (в области  $\Theta_{\text{com}}$  феррит становится как бы «магнитожестким»).

Однако несколько позднее были проведены [10] измерения  $H_c$  как в монокристалле (рис. 32), так и в поликристалле (рис. 33) ферритов  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . В их точках  $\Theta_{\text{com}}$  наблюдалось возрастание  $H_c$ , при этом было отмечено «раздвоение» максимума кривой  $H_c(T)$ . Данные результаты вызвали сомнения в адекватности объяснения сильного роста  $H_c$  в области  $\Theta_{\text{com}}$  данное авторами работы [9]. (Раздвоение минимума кривой в случае монокристаллического образца трудно выявить из-за «узости» максимума  $H_c(T)$ ).

Неприемлемым также является другое предположение, сделанное автором работы [9] о том, что при  $T = \Theta_{\text{com}}$  феррит «становится антиферромагнетиком с «вкрапленными» ферромагнитными областями...» и что в этом случае процессы перемагничивания будут проходить с трудом и поэтому  $H_c$  должна сильно возрастать.

Необходимо отметить, что в работах [9, 10] и во многих последующих, в которых были обнаружены максимумы на кривых  $H_c(T)$  в области точки  $\Theta_{\text{com}}$ , величины  $H_c$  измерялись таким же методом, как и при измерениях  $H_c$  в ферромагнетиках — методом «сбрасывания измерительной катушки с образца». Возникает вопрос: применим ли этот метод для измерения  $H_c$  в ферромагнетиках со «слабой» подрешеткой?

В работах Киренского с сотр. [11]  $H_c$  в области  $\Theta_{\text{com}}$  измерялась двумя методами: методом «сбрасывания из-

мерительной катушки» и путем непосредственного снятия петель магнитного гистерезиса.

На рис. 34а представлена зависимость  $H_c(T)$  в области  $\Theta_{\text{com}}$  для феррита-хромита лития (того же состава, что и у авторов работы [9]), полученная авторами [11] из измерений петель гистерезиса (в поле  $H$  частоты 50 с помощью «осциллографирования» петли), и на рис. 34б — методом «сбрасывания с образца катушки». Видно, что с помощью первого метода не обнаруживается роста  $H_c$  в области  $\Theta_{\text{com}}$

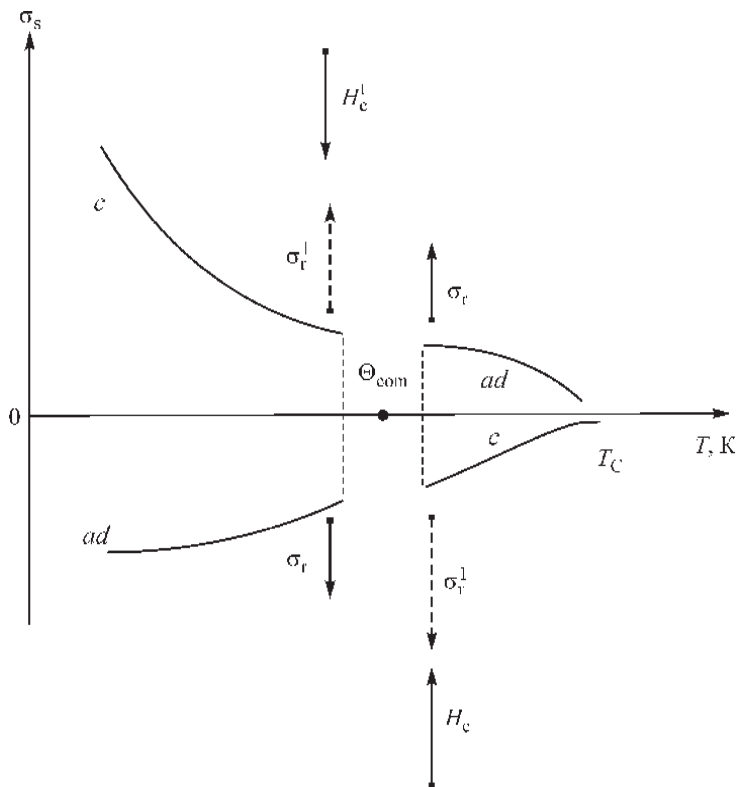


Рис. 35. К объяснению явления сильного возрастания  $H_c$  в области  $\Theta_{\text{com}}$  ( $H_c \rightarrow 0$  при подходе к  $\Theta_{\text{com}}$ ), тогда как второй метод приводит к возрастанию  $H_c$  в области  $\Theta_{\text{com}}$  и к «раздвоению максимума кривой  $H_c(T)$ ».

Разгадку явления возрастания коэрцитивной силы в области  $\Theta_{\text{com}}$ , наблюдаемую методом «сбрасывания катушки с

образца» лучше всего провести на примере феррита-граната гадолиния ( $Gd_3Fe_5O_{12}$ ), для которого получено больше экспериментальных данных, характеризующих свойства этого магнетика. В частности, для него имеются данные по температурной зависимости константы магнитной кристаллографической анизотропии (см. рис. 8 гл.1). Как следует из этого рисунка, «слабая» (гадолиниевая) подрешетка в области  $\Theta_{com}$  не дает вклада в гистерезисные свойства, так как константа анизотропии ее выше точки  $T_B$ , исчезает и

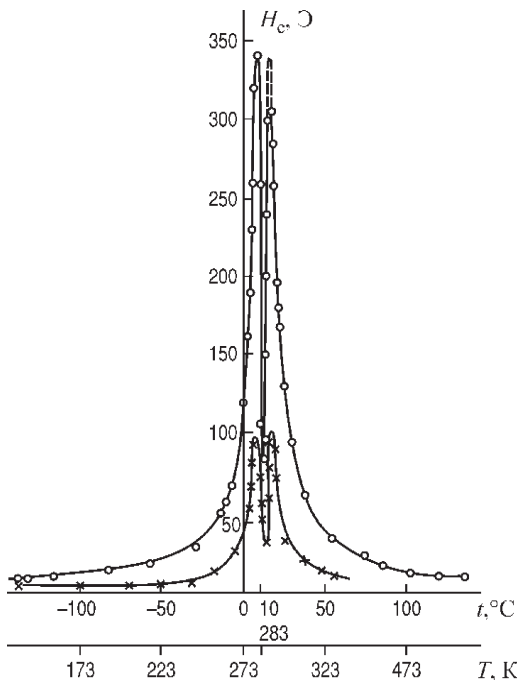


Рис. 36. Возрастание  $H_c$  в области  $\Theta_{com}$  в поликристаллическом образце феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  (с малым размагничивающим фактором)

поэтому в области  $\Theta_{com}$  гистерезисные свойства обусловлены только «сильной» подрешеткой (подрешеткой катионов  $Fe^{3+}$ ) и, следовательно, в данной точке присутствует остаточная намагниченность  $\sigma_r$  и она создает обменное поле:

$$(H_{ex})_{ef} = J_{12} (I_{r1}), \quad (26)$$



где  $(I_r)_1$  — остаточная намагниченность подрешетки ad. Данное поле в области  $\Theta_{\text{com}}$  при  $H=0$  вызывает парапроцесс в «слабой» подрешетке и формирует по обе стороны от  $\Theta_{\text{com}}$  векторы намагниченности  $I_r^1$ , которые можно назвать псевдоостаточной намагниченностью.

Механизм возникновения максимума  $H_c^1$  (псевдокоэрцитивной силы) в области  $\Theta_{\text{com}}$ , измеряемой методом «сбрасывания катушки с образца», можно интерпретировать следующим образом.

На схематическом рис. 35 ветви  $\sigma_s(T)$  «слабой» (гадолиниевой) подрешетки обозначены через «с», а соответствующие ветви подрешетки катионов  $\text{Fe}^{3+}$  — через ad. Область  $\Theta_{\text{com}}$  для наглядности намеренно расширена.

При температурах  $T < \Theta_{\text{com}}$  истинная остаточная намагниченность  $\sigma_r$  обусловлена ad-подрешеткой и поле анизотропии  $H_A$  этой подрешетки ориентирует ее вниз (рис. 35), а вверх направлена псевдоостаточная намагниченность (штриховая стрелка  $\sigma_r^1$ ), наведенная парапроцессом поля под влиянием  $(H_{\text{ex}})_{\text{ef}}(\sigma_r)$ . При  $T > \Theta_{\text{com}}$  истинная  $\sigma_r$  направлена вверх, а  $\sigma_r^1$  — вниз. Для компенсации намагниченностей  $\sigma_r^1$  (при измерениях методом «сбрасывания катушки») требуются гораздо большие поля  $H = H_c$ , чем поле  $H$  для сведения истинной  $\sigma_r$  к нулю, т.е. необходимое для получения истинной  $H_c$ .

Из сказанного следует, что метод «сбрасывания катушки с образца» для измерения коэрцитивной силы  $H_c$  в ферритмагнетиках со «слабой» подрешеткой не применим из-за сильного парапроцесса, создаваемого полем  $(H_{\text{ex}})_{\text{ef}}(\sigma_r)$ .

В работе [12] для  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  наблюдается неоднозначность в величинах максимумов  $H_c^1$  в  $\Theta_{\text{com}}$ . Величина  $H_c^1$  зависит

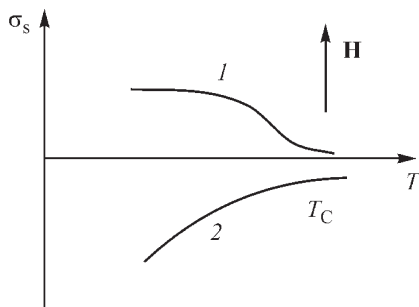


Рис. 37. Температурные зависимости спонтанной намагниченности подрешеток ферритмагнетиков при подходе к точке Кюри (схематически): 1 — «сильная» подрешетка, 2 — «слабая» подрешетка

от размеров образца (от размагничивающего фактора). На рис. 32 приведены результаты измерений на поликристалле  $Gd_3Fe_5O_{12}$ , который обладал малыми размерами (с большим размагничивающим фактором). Величина в максимуме  $H_c^1(T) \sim 100$  Э, а на рис. 36 приведена кривая  $H_c^1(T)$  для образца  $Gd_3Fe_5O_{12}$  (поликристаллического) с малым

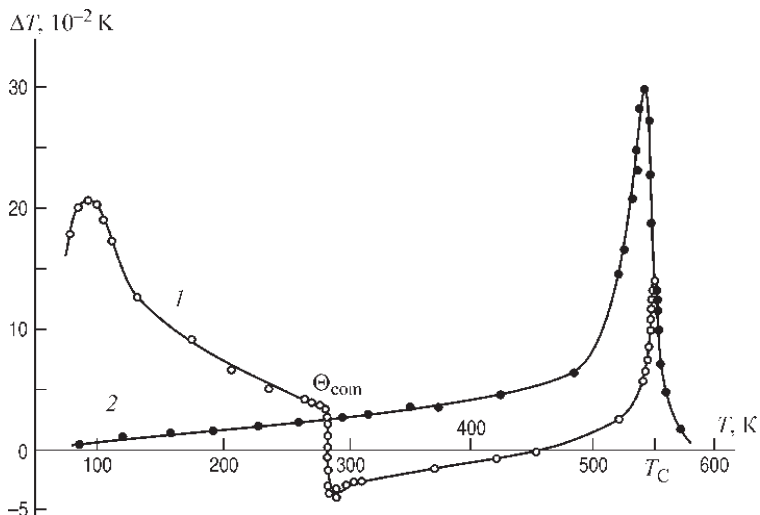


Рис. 38. Зависимость магнитокалорического эффекта  $\Delta T$  от температуры в поле 16 кЭ для феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  (кривая 1) и для  $Y_3Fe_5O_{12}$  (кривая 2) размагничивающим фактором. Видно, что величины  $H_c^1$  в максимуме  $H_c^1(T)$  в три с половиной раза больше, чем на рис. 32, так как влияние размагничивающего поля здесь меньше на  $\sigma_r$  феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$  («сильной» подрешетки) и, следовательно, здесь больше обменное поле ( $H_{\text{ex,ef}}(\sigma_r)$ ), создающее вследствие парапроцесса величину  $\sigma_r^1$  (и, как следствие, большую величину  $H_c^1$ ).

## Глава 4

АНОМАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОЧКЕ КЮРИ  
ФЕРРИМАГНЕТИКОВ§1. О сосуществовании однонаправленной обменной  
анизотропии во всех ферримагнетиках  
в области точки Кюри

Большинство ферримагнетиков (в том числе ферритов) при низких температурах не обладает «слабой» подрешеткой. В них преобладающим взаимодействием является междодрешеточное, однако в них существуют и внутримодрешеточные (разные по величине) взаимодействия. Последние становятся более заметными в области точки Кюри ( $T_C$ ), когда энергия междодрешеточного взаимодействия сильно уменьшается. При подходе к  $T_C$  магнитный порядок в подрешетках уменьшается с различной интенсивностью, иными словами, одна из подрешеток будет иметь температурный ход спонтанной намагниченности, близкий к «вейссовскому», а вторая — близкий к асимптотическому

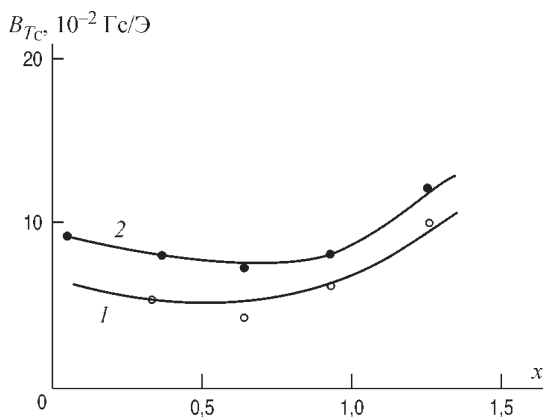


Рис. 39. Зависимость константы  $B_{T_C}$  от состава для ферритов-гранатов, замещенных в тетраэдрической подрешетке: 1 — Gd-система; 2 — Tb-система

(схематически это изображено на рис. 37), т. е. первая подрешетка будет «сильной», а вторая — «слабой». Это, в свою очередь, означает, что во всех ферритмагнетиках в области их точек Кюри должна проявляться однонаправленная обменная анизотропия. Ниже приводятся экспериментальные результаты, которые подтверждают существование такой анизотропии в точке Кюри ферритов.

На рис. 38 приведены температурные зависимости магнитокалорического эффекта ферритов-гранатов гадолиния и иттрия. Видно, что максимум  $\Delta T$ -эффекта в точке Кюри первого феррита намного меньше, чем максимум  $\Delta T$ -эффекта второго феррита, между тем, в области температур, удаленных от  $T_C$ , дело обстоит наоборот. Возникновение такой ситуации объясняется существованием в области Кюри ферритмагнетиков однонаправленной обменной анизотропии, создаваемой «сильной» подрешеткой в «слабой». В данном случае «сильной» подрешеткой является  $d$ -подрешетка феррита-граната гадолиния, тогда как  $c$  и  $a$  подрешетки этого феррита являются «слабыми».

При приложении внешнего магнитного поля  $H$ , в сильной подрешетке ( $d$ -подрешетке) феррита-граната гадолиния возникает ферромагнитный парапроцесс и, согласно известной термодинамической формуле,

$$\Delta T = -\frac{T}{C} \left( \frac{dI}{dT} \right)_H \Delta H.$$

(27)

$\Delta T$  — эффект положительного знака. Однако одновременно это поле ( $\Delta H = H$ ) в «слабых»  $c$ - и  $a$ -подрешетках этого феррита вызывает антиферромагнитный парапроцесс (который реализуется только в ферритмагнетиках со «слабой» подрешеткой), в результате чего возникает  $\Delta T$ -эффект отрицательного знака, который и приводит к занижению величины  $\Delta T$  феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  в области  $T_C$  по сравнению с таковым в  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

Укажем еще на один экспериментальный факт, подтверждающий наличие антиферромагнитного парапроцесса (и, следовательно, существования однонаправленной обменной анизотропии) в области точки Кюри ферритов. В работе [1] изучалась кривая намагничивания непосредственно в самой

точке Кюри для системы замещенных ферритов-гранатов  $\{R_{3-x}Ca_x\}[Fe_2](Fe_{3-x}Sn_x)O_{12}$  (где  $R$  — Gd, Tb). Согласно [2] уравнение этой кривой намагничивания имеет вид

$$I = B_{TC} H^{1/3} \quad (28)$$

(критическая магнитная изотерма), где  $B_{TC}$  — константа, характеризующая интенсивность парапроцесса в точке Кюри.

На рис. 39 приведены зависимости  $B_{TC}$  от  $x$  — концентрации катионов Sn, которые замещают часть катионов  $Fe^{3+}$  в «сильной» подрешетке, что приводит к ослаблению однонаправленной обменной анизотропии. Это в свою очередь вызывает антиферромагнитный парапроцесс в  $c$ -подрешетке, вследствие чего завышается константа  $B_{TC}$ .

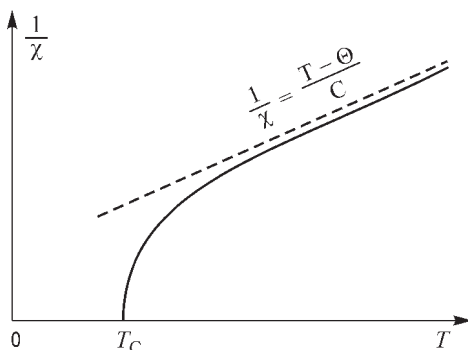
Неель в 1948 г., используя метод молекулярного поля, получил формулу для температурной зависимости обратной восприимчивости непосредственно выше  $T_C$  двухподрешеточного феррита (закон Нееля) в виде

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma_0}{T - \Theta^1}, \quad (29)$$

где  $1/\chi_0$ ,  $\sigma_0$ ,  $\Theta^1$  зависят от коэффициента молекулярного поля  $n$ , характеризующего межподрешеточное обменное взаимодействие,  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты, характеризующие внутриподрешеточные обменные взаимодействия,  $C$  — постоянная Кюри.

В случае феррита с тремя подрешетками (например, для  $Gd_3Fe_5O_{12}$ ) обратная магнитная восприимчивость непосредственно

Рис. 40. Зависимость обратной магнитной восприимчивости  $1/\chi$  от  $T$  для двухподрешеточного феррита (схематически) при  $T > T_C$



выше точки Кюри и, как показал позднее Неель [3], описывается более сложной формулой:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{C} - \frac{\sigma_1^2 T + m_0}{T^2 - \Theta_1 T - P_0},$$

(30)

где  $\chi_0$ ,  $\sigma_1$ ,  $m_0$ ,  $P_0$  зависят от коэффициентов молекулярного поля.

Как известно, в ферримагнетиках непосредственно выше  $T_C$  и в антиферримагнетиках выше  $T_N$  справедлив закон

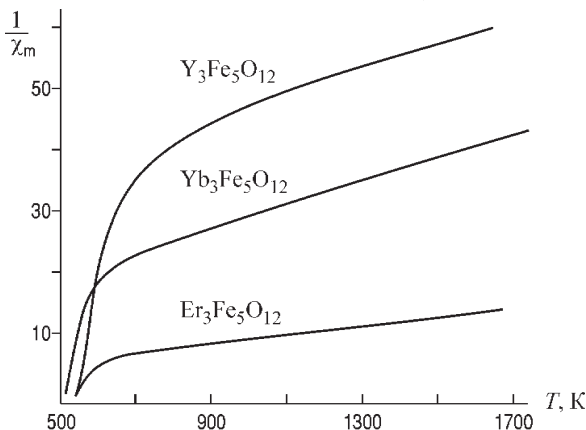


Рис. 41. Зависимость  $1/\chi_m$  от  $T$  для ферритов  $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в области  $T > T_C$  [5]

Кюри–Вейсса:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \Theta}{C},$$

(31)

где  $C$  — постоянная Кюри, а  $\Theta$  — постоянная Вейсса.

На рис. 40 схематически показан тип зависимости  $1/\chi$  от  $T$  при  $T > T_C$  для ферримагнетика (феррита) — сплошная кривая и для ферромагнетика и антиферромагнетика — штриховая кривая. Для ферримагнетика в области температур непосредственно выше  $T_C$ , согласно формулам (29) и (30) зависимость  $1/\chi(T)$  носит гиперболический характер и только при температурах много выше  $T_C$  она подчиняется закону Кюри–Вейсса (т.е. вырождается в

прямую линию).

Экспериментальное подтверждение закона Нееля для двухподрешеточного феррита было дано впервые авторами работы [4] и во многих последующих работах. Однако до сих пор, несмотря на прошедшие пятьдесят лет после даты опубликования статьи Нееля в 1948 году, никем не было разъяснено, в чем состоит физический механизм резкого «занижения» обратной величины магнитной восприимчивости в области  $T_C$  феррита.

С нашей точки зрения, возникновение гиперболического температурного хода обратной восприимчивости при  $T > T_C$  в феррите есть ничто иное как эффект однонаправленной обменной анизотропии. При температурах выше  $T_C$  в феррите по-прежнему проявляются магнитные подрешетки, при этом одна из них является «сильной» (ее намагниченность направлена по внешнему полю  $H$ ), а другая — «слабая» (намагниченность которой направлена противоположно  $H$ ), в результате этого, кроме парамагнетизма, похожего на ферромагнитный парапроцесс в «сильной» подрешетке, возникает парамагнетизм, похожий на антиферромагнитный парапроцесс в «слабой» подрешетке, который и завышает парамагнитную восприимчивость  $\chi$  (т.е. занижает обратную ей величину  $1/\chi$ ) в области  $T > T_C$ .

По мере удаления от  $T_C$  в сторону высоких температур, уменьшается ( $H_{ex}$ )<sub>ef</sub> «сильной» подрешетки и, следовательно, энергия однонаправленной обменной анизотропии и величина  $1/\chi$  приближается к той, которая фигурирует в законе Кюри–Вейсса (рис. 40). В формулах (29) и (30) члены со знаком минус соответствуют действию однонаправленной обменной анизотропии, т.е. приводят к занижению обратной парамагнитной восприимчивости  $1/\chi$ .

На рис. 41 приведены результаты измерения [5] зависимости  $1/\chi_m(T)$  ( $\chi_m$  — молярная парамагнитная восприимчивость) для температур выше точки Кюри ферритов-гранатов эрбия, иттербия и иттрия. Видно, что обратная восприимчивость  $1/\chi_m$  много меньше (т.е.  $\chi_m$  много больше) в ферритах-гранатах эрбия и иттербия, чем в феррите-гранате иттрия, так как в первых двух ферритах «антиферромагнитный парамагнетизм» возникает в *c*- и *a*-подрешетках, тогда как в случае феррита-граната иттрия

он возникает только в  $a$ -подрешетке

Рассмотрим детальнее магнитный фазовый переход в точке Кюри  $T_C$  в ферритах. Здесь основное «участие» в механизме магнитного фазового перехода принадлежит «сильной» подрешетке, поскольку она обладает большей намагниченностью, чем намагниченность «слабых» подрешеток. В ней возникают в области  $T_C$  интенсивные магнитные флуктуации, аналогично тому, как это происходит в  $T_C$  ферромагнетиков. В «слабых» же подрешетках магнитные флуктуации не возникают, поскольку они «подавляются» действием однонаправленной обменной анизотропии. Это приводит к тому, что магнитные флуктуации (как «временные», так и «пространственные») возникают как бы не во всем объеме образца феррита, вследствие чего они протекают менее интенсивно, чем в  $T_C$  ферромагнетиков.

Различие магнитных фазовых переходов порядок–беспорядок в точках Кюри ферритов (и других ферримагнетиков) и ферромагнетиков также состоит в том, что в первых из них этот переход больше «размыт» по температуре, чем во вторых. Если в ферромагнетиках данное «размытие» определяется структурными неоднородностями и возникновением ближнего магнитного порядка, то в ферритах, кроме этих причин «размытия», добавляется влияние однонаправленной обменной анизотропии, которое «тормозит» разрушение магнитного порядка в области  $T_C$ . Благодаря данной анизотропии магнитный порядок присутствует в области температур выше  $T_C$  непосредственно примыкающих к последней, о чем свидетельствуют очень малые значения обратной магнитной восприимчивости непосредственно выше  $T_C$  (закон Нееля).

Все сказанное относительно особенностей магнитного фазового перехода в точке Кюри ферримагнетиков необходимо учитывать при исследовании магнитного критического состояния (теории скейлинга или теории масштабных преобразований [6, 7, 8]). Дело в том, что для решения данной проблемы является важным определение из экспериментов точных значений критических индексов  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\delta$ , фигурирующих в соотношениях для температурных зависимостей спонтанной намагниченности  $I_s$  вблизи  $T_C$ , восприимчивости  $\chi$  выше  $T_C$  и критической изотермы



(кривой намагничивания в самой  $T_C$ ):

$$I_s = A(T - T_C)^\beta, \quad (32)$$

$$\chi = C(T - T_C)^{-\gamma}, \quad (33)$$

$$I = BH^{1/\delta}. \quad (34)$$

В работе [9] эти критические индексы определялись в ферромагнетиках (в основном для никеля). Однако в ряде других работ они измерялись также в ферритах-шпинелях [10, 11] и в ферритах-гранатах [7], полагая, что в этих веществах критические индексы такие же, как и в простых ферромагнетиках.

Как следует из рассмотрения особенностей перехода в  $T_C$  ферритов, это очевидно не так. В частности, для ферритов соотношение (33) не применимо, так как в области  $T > T_C$  реализуется закон Нееля.

## § 2. Доказательства правомерности использования термодинамики Ландау для описания магнитного фазового перехода в точке Кюри ферромагнетиков

Как известно, термодинамический потенциал Ландау  $\Phi(T, P, \eta)$ , где  $\eta$  — параметр упорядочения, с давних пор [2] применяется для описания магнитного фазового перехода в точке  $T_C$  ферромагнетиков. За параметр  $\eta$  в данных веществах принимается объемная намагниченность  $I$  (или удельная  $\sigma$ ) намагниченности. Из разложения в ряд по четным степеням  $I$  потенциала Ландау  $\Phi(T, P, I)$  в области  $T = T_C$  получают уравнение магнитного состояния Гинзбурга [12]:

$$\alpha I + \beta I^3 = H, \quad (40)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — термодинамические коэффициенты, зависящие от  $T$  и  $P$ .

Для описания намагниченности парапроцесса в области точки Кюри ферромагнетиков [2] записывают уравнение (40) в виде

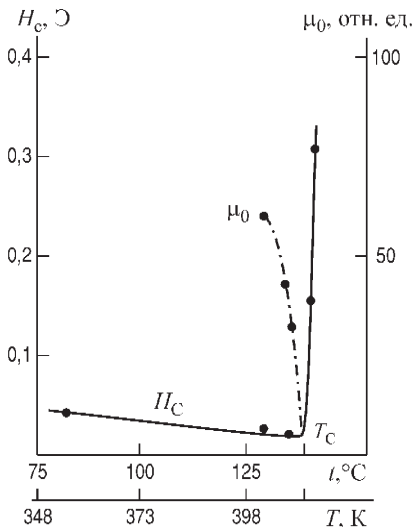


Рис. 42. Температурные зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  и начальной восприимчивости  $\mu_0$  (в относительных ед.) в точке Кюри монокристалла феррита  $2,2\text{MgO}; 54\text{MnO}; 43,8\text{Fe}_2\text{O}_3$

$$\beta I^2 = H/I \quad (41)$$

$\alpha +$

и строят графики  $H/I(I^2)$ , которые получили в работах по магнетизму название графиков Белова–Аррота. Данные графики позволяют наиболее точно определить значение температуры Кюри. Это особенно существенно при исследовании ферромагнетиков с «размытым» переходом  $T_c$  и определить температурный ход спонтанной намагниченности  $I_s$  в области точки Кюри. Поэтому данный метод получил широкое применение

в исследовательской практике ферромагнитных сплавов и соединений сложного состава. Он также широко используется в практике исследования ферромагнетиков (ферритов, интерметаллидов редкая земля — железо и др.), «молчаливо» предполагая, что он применим и для этих магнетиков.

Однако последнее требует теоретического обоснования. Как мы видели в предыдущем параграфе данной главы, «проявление» магнитных свойств в области их точек Кюри различается. В ферромагнетиках, вследствие влияния однонаправленной обменной анизотропии, магнитные явления протекают сложнее. В области  $T > T_c$  в ферромагнетиках справедлив закон Кюри–Вейсса, тогда как для ферромагнетиков более «сложное» соотношение для

зависимости  $1/\chi(T)$  — закон Нееля.

Обоснование применимости уравнения (41) (метода

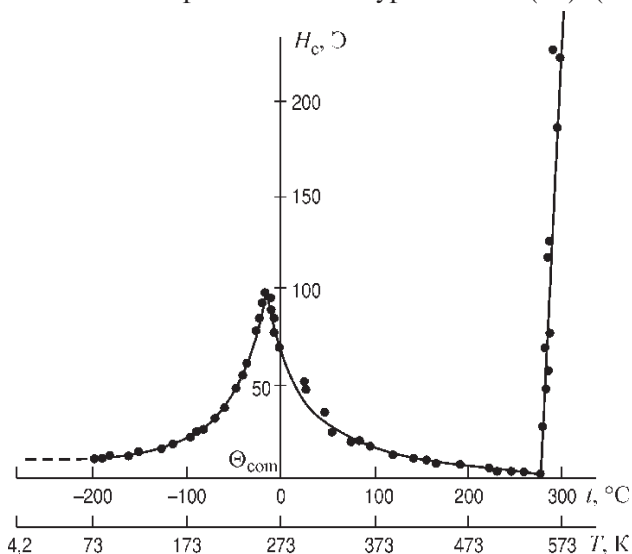


Рис. 43. Температурная зависимость  $H_c$  феррит-граната  $3\text{Gd}_2\text{O}_3; 0,2\text{Y}_2\text{O}_3; 4,8\text{Fe}_2\text{O}_3$  (поликристалл) в области точки  $T_c$

графиков Белова–Аррота) для ферритов-магнетиков было дано Никитиным [13]. Оно состоит в том, что при разложении термодинамического потенциала Ландау  $\Phi(T, P, I)$  по четным степеням  $I$  ферромагнетики как в самой точке Кюри, так и несколько выше ее, намагниченности подрешеток  $I_1$  и  $I_2$  («сильной» и «слабой»), оставаясь антипараллельными, изменяются пропорционально друг другу:

$$I_2 = -\xi I_1, \quad (42)$$

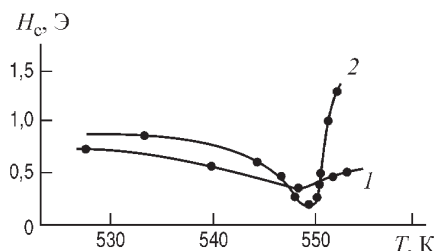


Рис. 44. Температурная зависимость  $H_c$  в области  $T_c$  для поликристаллических образцов  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с разной плотностью: кривая 1 —  $\rho = 2,8 \text{ г/см}^3$ , 2 —  $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$

где  $\xi > 0$  — коэффициент, не зависящий от  $H$ .

В области точки Кюри обменное взаимодействие, создаваемое «сильной» подрешеткой (с намагниченностью  $I_1$ ) несколько уменьшается намагниченностью  $I_2$  «слабой» подрешетки (другими словами, здесь действует однонаправленная обменная анизотропия). Однако при этом остается справедливым уравнение (41) и метод графиков Белова–Аррота для описания перехода  $T_C$  ферромагнетиков.

### § 3. К интерпретации аномального возрастания коэрцитивной силы и магнитной вязкости при приближении к точке Кюри

В нескольких работах было отмечено возрастание коэрцитивной силы  $H_c$  и магнитной вязкости в ферритах при приближении к точке Кюри.

На рис. 42 по данным работы [14] приведены зависимости  $H_c$  и  $\mu_0$  (измеренной в слабом  $H$ ) от температуры для монокристалла Mn–Mg феррита-шпинели состава  $2,2\text{MgO}$ ;  $54\text{MnO}$ ;  $43,8\text{Fe}_2\text{O}_3$ , выращенного методом Вернейля. Видно, что при приближении к  $T_C$  (где  $\mu_0$  обращается в нуль)  $H_c$  испытывает возрастание.

Особенно большое возрастание  $H_c$  было отмечено при подходе к  $T_C$  в феррите-гранате гадолиния [15]. Из рис. 43 видно, что в области температуры Кюри коэрцитивная сила достигает необычайно высокого значения ( $\sim 250$  Э). Это является удивительным фактом, так как в магнитоупорядоченных веществах гистерезисные явления интенсивно проявляются вдали от точки Кюри, как результат необратимого смещения доменных границ и вращения вектора намагниченности. Тем не менее, как следует из рис. 42, при низких температурах (вдали от  $H_c$ )  $H_c$  в данном феррите составляет несколько единиц эрстеда.

Еще более удивительным является обнаруженное авторами [17] возрастание  $H_c$  в некоторых ферритах-шпинелях в области выше точки Кюри, где проявляется только парапроцесс.

Имеющиеся в литературе попытки интерпретации

возрастания  $H_c$  в области  $T_c$  сводятся к тому, что на  $H_c$  ферритов оказывает сильное влияние структурные несовершенства измеряемых образцов. Но это не подтверждается измерениями  $H_c$  на монокристаллах ферритов и тем, что в ферритах-гранатах аномалии  $H_c$  также существуют, как и в ферритах-шпинелях, хотя первые обладают более правильной структурой (отсутствие вакантных позиций магнитных катионов), а вторые имеют большое число таких позиций и поэтому обладают большой структурной неоднородностью. На рис. 44 приведены по данным работы [16] зависимости  $H_c$  от  $T$  для поликристаллических образцов феррита-граната иттрия, обладающих различной плотностью  $\rho$ . Видно, что возрастание  $H_c$  выражено сильнее в более плотном, чем в менее плотном образце, что противоречит объяснению возрастания  $H_c$  влиянием структурных несовершенств образцов.

В связи с данной проблемой представляет интерес рассмотреть, как ведет себя коэрцитивная сила вблизи  $T_c$  в обычных ферромагнетиках. Экспериментальные данные по температурной зависимости коэрцитивной силы в ферромагнетиках вблизи их  $T_c$  были рассмотрены в монографии [18]. На приведенных в ней кривых  $H_c(T)$  отсутствует возрастание коэрцитивной силы при приближении к точке Кюри. В работе [19] было показано, что в никеле величины  $H_c$ ,  $B_r$  (остаточная индукция) и  $W_h$  (потери на гистерезис) при приближении к  $T_c$  обращаются в нуль. Форрер [20] исследовал температурные зависимости  $H_c$  и  $B_r$  в различных ферромагнитных сплавах. Используя собственные данные, а также результаты других авторов, он пришел к выводу, что для всех этих веществ величины  $H_c$ ,  $B_r$  и  $W_h$  в точке Кюри обращаются в нуль.

Займовский [21] обнаружил исключение из этого правила, а именно: в сплаве 50% Ni–50% Fe он наблюдал возрастание  $H_c$  при приближении к  $T_c$ . Однако позднее было показано, что в данных сплавах между атомами Fe–Fe обменное взаимодействие имеет отрицательный знак (тоже имеет место в  $\gamma$ -Fe [22]), т.е. в этих сплавах существует антиферромагнитная фаза и поэтому они по своей магнитной структуре ближе к ферримагнетикам, чем к ферромагнетикам.

Из всего сказанного выше следует вывод, что явление

возрастания  $H_c$  в области  $T_C$  свойственно только ферри-магнетикам.

Для интерпретации описанных явлений возрастания  $H_c$  в области  $T_C$  важно установить, существуют ли в кубических ферритах (на которых в основном проводились измерения  $H_c$  в области Кюри) магнитная анизотропия, магнитные домены (т.е. процессы технического намагничивания). Измерения температурной зависимости константы магнитной анизотропии  $K_1$  для феррита-граната иттрия [23,24] показали, что она обращается практически в нуль ниже на 50 К точки  $T_C$ ; а в магнетите ( $Fe_3O_4$ ) — ниже на 150–200 К [24]. Из этого следует, что в данных ферримагнетиках в некотором интервале температур ниже  $T_C$  существует магнитное упорядочение, которое носит изотропный характер, т.е. в рассматриваемом интервале температур не происходят процессы технического намагничивания.

Это подтверждается исследованиями Дробкина с сотрудниками феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$  в интервале температур «перед» точкой Кюри с помощью поляризованных нейтронов [25, 26]. В данных работах было установлено, что при  $T_C$  и несколько ниже последней ( $T_C$  определялась по деполаризации нейтронного пучка) магнитных доменов нет; они появляются при некоторой температуре  $T_d$ , лежащей ниже  $T_C$ . Показано, что в интервале температур  $T_d - T_C$  существует состояние однородной намагниченности (монокломономерное состояние). На основании этих экспериментов

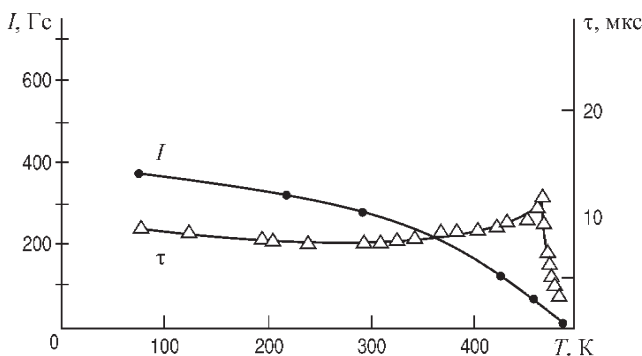


Рис. 45. Температурные зависимости магнитной вязкости  $\tau$  и намагниченности  $I$  феррита  $32,4MnO$ ;  $13,8ZnO$ ;  $53,8Fe_2O_3$

авторы считают, что в кубических ферритах вблизи  $T_C$  нет намагничивания путем смещения доменных границ и необратимого вращения вектора намагничивания. Таким образом, в  $T_C$  кубических ферритмагнетиков (феррите иттрия, в магнитомягких ферритах-шпинелях) наблюдаемый рост коэрцитивной силы происходит не за счет «истинной» коэрцитивной силы  $H_c$ .

Автор настоящей работы предполагает, что явление возрастания  $H_c$  в области  $T_C$  является эффектом однонаправленной обменной анизотропии. Как показано выше, последняя в области  $T_C$  возникает потому, что все ферри-

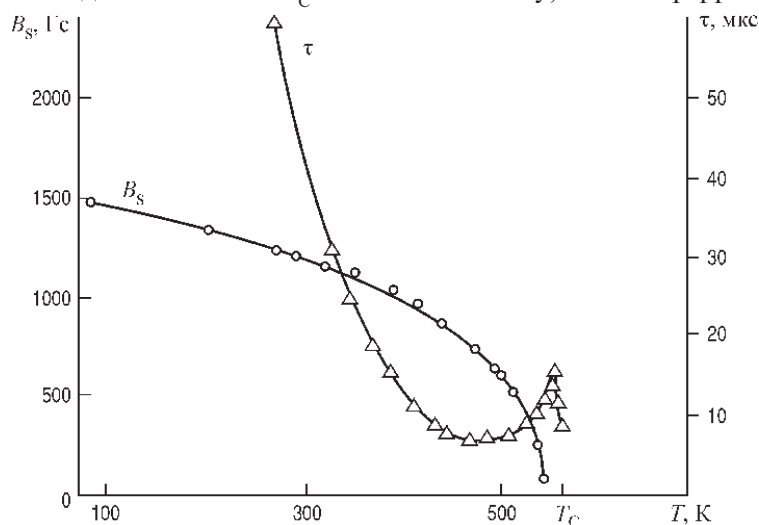


Рис. 46. Температурные зависимости магнитной вязкости  $\tau$  и магнитной индукции насыщения  $B_s$  феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$

магнетики в области  $T_C$  становятся ферритмагнетиками со «слабой» подрешеткой.

Поскольку вблизи  $T_C$  кубических ферритов нет технического намагничивания и следовательно, нет истинной остаточной намагниченности  $I_r$  (или она здесь очень мала), то при охлаждении ниже  $T_C$  однонаправленная магнитная анизотропия возникает в основном за счет намагниченности «сильной» подрешетки под влиянием геомагнитного поля ( $H_g \sim 0,4$  Э). Это поле, хотя и мало по величине, но в области  $T_C$  создает значительную намагниченность  $I_g$

(вследствие возникновения эффекта Гопкинсона). Эта намагниченность в свою очередь создает обменное поле:

$$(43) \quad (H_{\text{ex}})_{\text{ef}} = J_{a-d} I_{\text{g}},$$

где  $J_{a-d}$  — параметр обменного взаимодействия «слабой» и «сильной» подрешеток (в случае феррита-граната иттрия между подрешетками  $a$  и  $d$ ). Данное поле можно именовать полем «однонаправленной обменной анизотропии», создаваемое «сильной» подрешеткой ( $d$ -подрешеткой). Оно создает в «слабой» подрешетке (подрешетке  $a$ ) псевдоостаточную (мнимую) намагниченность  $I_{\text{r}}^1$ , поскольку в рассматриваемой области температур нет технического намагничивания, а есть только намагниченность  $I_{\text{g}}$ .

Отсюда следует вывод, что экспериментаторы, которые измеряли остаточную намагниченность в ферритах в области  $T_{\text{D}}-T_{\text{C}}$  (рисунки 42–44) методом «сбрасывания измерительной катушки с образца», фиксировали не истинную  $I_{\text{g}}$ , а псевдоостаточную намагниченность  $I_{\text{r}}^1$ , т.е. намагниченность, индуцированную в «слабой» подрешетке полем однонаправленной обменной анизотропии (создаваемой присутствием геомагнитного поля  $H_{\text{g}}$ ).

Однако все сказанное справедливо для кубических ферромагнетиков. Для гексагональных ферритов и интерметаллидов редкая земля–железо (кобальт) некубической симметрии, ситуация усложняется, поскольку в них магнитная анизотропия существует в области  $T_{\text{C}}$  (и даже выше  $T_{\text{C}}$ ).

И здесь, кроме псевдоостаточной намагниченности  $I_{\text{r}}^1$  и псевдокоэрцитивной силы  $H_{\text{c}}^1$  существуют «истинные»  $I_{\text{r}}$  и  $H_{\text{c}}$ .

Обратимся теперь к явлению возрастания магнитной статической вязкости, обнаруженные Телесниным с сотрудниками [27, 28] в ряде ферритов при подходе к точке Кюри.

Это явление тоже до сих пор не получило адекватной интерпретации.

На рис. 45 приведены температурные зависимости  $\tau$  (за меру магнитной вязкости принималось время  $\tau$  перемагничивания образцов в слабом поле  $H \sim 5$  Э) для Mn–Zn

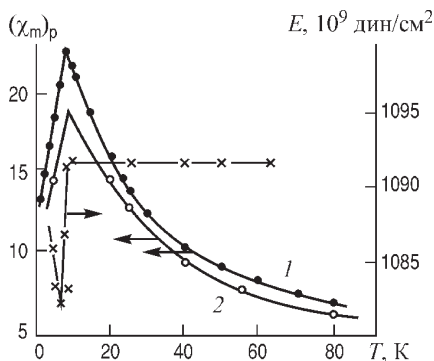


феррита. Точка Кюри определялась по сильному спаду намагниченности  $I$  и аномалии возрастания  $H_c$ . На рис. 46 приведена зависимость

магнитной вязкости для феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Точка Кюри для этого феррита определялась по спаду магнитной индукции насыщения  $B_s$ . Отметим, что в обычных ферромагнетиках, например Ni, возрастание магнитной вязкости в  $T_C$  отсутствует. Интерпретация изменения магнито-

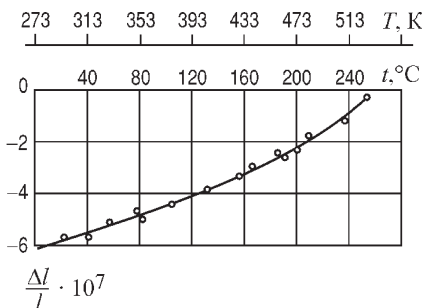
статической вязкости в данных ферритах за счет изменения скорости движения доменных границ и вращения вектора намагничивания против сил магнитной анизотропии не применимы, так как здесь таковые отсутствуют (диффузионный механизм магнитной вязкости [29] здесь отсутствует).

С нашей точки зрения, механизм возрастания магнитоостаточной вязкости состоит в том, что в интервале температур  $T_C - T_D$ , где спонтанная намагниченность находится в монодоменном состоянии, существует конкуренция обменного и магнитодипольного взаимодействия (проявление последнего в самой точке  $T_C$  ферритов было экспериментально доказано в работах Камилова с сотрудниками [7]). Это приводит к метастабильному состоянию вектора  $I_r$  как в нулевом, так и в слабых полях  $H$ , в которых измерялась магнитоостаточная вязкость вблизи точки  $T_C$  ферритов.



## Глава 5

## ОБ ЭФФЕКТАХ ПАРАПРОЦЕССА



## В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

### § 1. Экспериментальные данные о восприимчивости парапроцесса, магнитоупругих явлениях в антиферромагнетиках

Существование антиферромагнетиков было почти одновременно предсказано Неелем [1] и Ландау [2] задолго до работы Нееля по ферромагнетикам (1948 г.). В книге Боровика-Романова [3] дан подробный обзор свойств антиферромагнетиков и анализ их на основе термодинамической теории Ландау.

В настоящей главе нас будут интересовать проявления эффектов парапроцесса в точке Нееля  $T_N$ . Впервые максимум восприимчивости парапроцесса в  $T_N$  был измерен в работе [4].

Изучение парапроцесса в антиферромагнетиках затруднено тем, что большинство их обладает магнитоодноосностью и, следовательно, большой магнитной анизотропией даже в области точки Нееля  $T_N$ . Вследствие этого при приложении поля  $H$  возникают две составляющие магнитной восприимчивости  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$ . Очевидно, с парапроцессом связана составляющая  $\chi_{\parallel}$ . Желательно

парапроцесс изучать в кубических антиферромагнетиках (которые имеют малую анизотропию). Таковыми являются

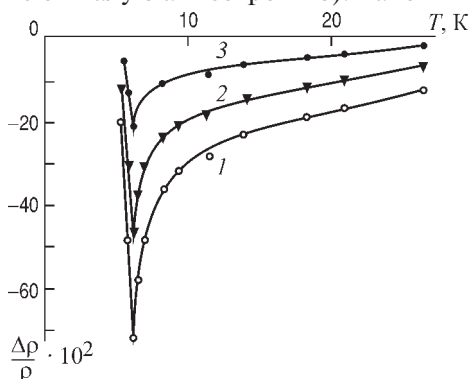


Рис. 49. Температурная зависимость магнетосопротивления при  $H = 30$  (кривая 1), 20 (2) и 10 кЭ (3) в полупроводниковом спиновом стекле  $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$

одноподрешеточные гранаты [5] ( $\text{Y}_2\text{Ca}[\text{Co}_2]\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  и др.), в которых антиферромагнетизм обусловлен октаэдрической решеткой, содержащей катионы  $\text{Co}^{2+}$  или  $\text{Fe}^{3+}$ . На рис. 47 приведены кривые температурной зависимости молярной восприимчивости  $(\chi_m)_p$ , измеренной в сильных полях ( $\sim 60$  кЭ) и соответствующей антиферромагнитному переходу в точке Нееля  $T_N$  (приблизительно при той же температуре возникает аномалия упругости  $E$ ).

Перенося все сказанное о характере парапроцесса в ферромагнетиках на антиферромагнетики, следует, очевидно, принять, что в поле  $H < H_{\text{ex}}$  ( $H_{\text{ex}}$  — поле междоузельного взаимодействия) в антиферромагнетике парапроцесс должен отсутствовать. Однако при использовании сильного поля ( $H > H_{\text{ex}}$ ) возникает парапроцесс антиферромагнитного типа в обратномагнитической подрешетке. Последний, складываясь с ферромагнитным парапроцессом другой подрешетки, и обуславливает возникновение максимума  $(\chi_m)_p$  на рис. 47.

Однако сопутствующие этим двум парапроцессам магнитокалорические эффекты должны иметь разные знаки, так как при парапроцессе ферромагнитного типа магнитная часть энтропии, вызванная полем  $H$ , уменьшается, а при антиферромагнитном парапроцессе — увеличивается, что должно

приводить к отсутствию магнитокалорического эффекта, «обменной» магнитострикции и магнитосопротивления.

Действительно, несмотря на то, что антиферромагнетики исследуются давно, в литературе отсутствуют данные об этих эффектах в точке  $T_N$ .

В работах [6–8] была измерена магнитострикция антиферромагнетиков (NiO, Cr и некоторых сплавов). На температурных зависимостях этого эффекта в области  $T_N$  не было отмечено каких-либо особенностей. Величины магнитострикции в антиферромагнетиках в NiO (рис. 48) и сплавах Cr–Mn, измеренные в указанных работах (при  $T < T_N$ ), связываются с изменениями магнитной доменной структуры антиферромагнетика. В них не было обнаружено пиков «обменной» магнитострикции в области  $T_N$ .

Измерения магнитосопротивления в антиферромагнитном хrome были предприняты в работе [7]; однако в ней также не было обнаружено пика отрицательного магнитосопротивления в точке  $T_N$ . В работе [8] в антиферромагнитном сплаве MnAu<sub>2</sub> при температуре  $T_N = 114–120^\circ\text{C}$  пик отрицательного магнитосопротивления наблюдался.

При истолковании экспериментального результата, полученного в [8], следует иметь в виду, что причиной возникновения магнитосопротивления, как было указано в [9] и [10], являются два механизма: механизм рассеяния носителей тока на спиновом беспорядке и механизм дe-локализации электронов вследствие изменения электронного энергетического спектра при наложении  $H$ . Первый механизм в точке  $T_N$  должен давать нулевой эффект  $(\Delta\rho/\rho)_p$ , так как парапроцесс с ферро- и антиферромагнитного типов приводит к возникновению  $(\Delta\rho/\rho)_{\text{par}}$  разных знаков (как это имеет место в Cr). Второй механизм, согласно теории [9], может привести к возникновению максимума отрицательного магнитосопротивления в точке  $T_N$ , что и было обнаружено в сплаве MnAu<sub>2</sub> [8].

В связи со сказанным отметим, что в работе [11] в полупроводниковом соединении  $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ , являющемся спиновым стеклом, при температуре замерзания  $T_f = 6,3\text{ K}$  в сильных полях  $H = 10–30\text{ кЭ}$  (при этих полях подавлены фрустрации спинов) обнаружен гигантский пик отрицательного магнитосопротивления  $(\Delta\rho/\rho)_f \approx 80\%$

(рис. 49). Парапроцесс в области  $T_f$ -перехода спиновое стекло–парамагнетизм должен быть похож на парапроцесс в области  $T_N$  антиферромагнетика, так как в спиновом стекле равновероятное число атомных магнитных моментов направлено к вектору  $\mathbf{H}$  под острыми и тупыми углами. Поэтому при наложении  $\mathbf{H}$  должны возникать парапроцессы ферро- и антиферромагнитного типов, которым соответствуют два равных по величине и обратных по знаку эффекта магнитосопротивления, обусловленных механизмом рассеяния носителей тока на магнитных атомных моментах, т.е. суммарный эффект должен быть нулевым. Вследствие этого обнаруженный в [11] гигантский эффект  $(\Delta\rho/\rho)_T$  должен быть приписан механизму изменения электронного энергетического спектра полупроводника спинового стекла при наложении сильного поля  $\mathbf{H}$  в области  $T_f$ .

## § 2. К термодинамическому описанию магнитоупругих явлений в антиферромагнетике в точке Нееля

Как уже упоминалось в §1 настоящей главы, Боровик-Романов провел подробное рассмотрение свойств антиферромагнетиков на основе термодинамики Ландау.

В настоящем параграфе мы сосредоточили внимание [12,13] на интерпретации магнитоупругих явлений на основе этой теории в области точки Нееля применительно для описания экспериментальных данных, полученных в [6, 7] для антиферромагнетиков NiO и Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Как и во всяком магнитоупорядоченном веществе, в точке  $T_N$  происходит магнитное разупорядочивание, что сопровождается аномалиями теплоемкости, возникновением спонтанной деформации кристаллической решетки, которые вызывают изменения в поведении модуля Юнга, коэффициента теплового расщепления и др. В работе [12] для анализа этих аномалий было применено разложение в ряд потенциала Ландау в виде

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{\alpha_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2) + \alpha_2\sigma_A\sigma_B + \frac{\beta}{4}(\sigma_A^4 + \sigma_B^4) + \frac{\gamma_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2)P + \gamma_2\sigma_A\sigma_B P - \frac{\mu}{2}P^2 - H(\sigma_A + \sigma_B).$$

(44)

Здесь  $\sigma_A$  и  $\sigma_B$  — удельные намагниченности подрешеток антиферромагнетика,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и  $\beta$  — коэффициенты, зависящие от температуры,  $\mu$  — коэффициент упругости,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — магнитоэлектрические константы (согласно работе [12] имеется в виду «обменная» магнитоэлектричность, которая возникает за счет парапроцесса при приложении поля  $H$  ( $\sigma_A + \sigma_B$ ), т.е. вызываемая обменными силами, которые содержатся в разложении (44)).

Однако, как следует из экспериментальных данных, приведенных в первом параграфе настоящей главы, члены разложения  $H\sigma_A$  и  $H\sigma_B$  имеют разные знаки, так как приложение  $H$  вызывает разные знаки изменения магнитной энтропии  $\Delta S_A$  и  $\Delta S_B$ . Если в ферромагнетиках в области точки Кюри  $|\Delta S_A| > |\Delta S_B|$ , то в антиферромагнетиках  $|\Delta S_A| = |\Delta S_B|$ . Поэтому «полевой» член в соотношении (44) будет равен нулю. Вследствие этого в последующей работе авторов [12], т.е. в работе [13] разложение термодинамического потенциала Ландау рассматривается без полевого члена  $H(\sigma_A + \sigma_B)$ :

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{\alpha_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2) + \alpha_2\sigma_A\sigma_B + \frac{\beta}{4}(\sigma_A^4 + \sigma_B^4) + \frac{\gamma_1}{2}(\sigma_A^2 + \sigma_B^2)P + \gamma_2\sigma_A\sigma_B P - \frac{P^2}{2E\rho^2},$$

(45)

где  $E$  — модуль упругости,  $\rho$  — плотность.

Отметим, что приложение упругого напряжения  $P$  к антиферромагнетику в области точки  $T_N$  ориентирует спины магнитных атомов равновероятно в параллельном и антипараллельном направлении, т.е. от приложения  $P$  знак магнитной энтропии  $S_m$  не изменяется. Это означает, что в отсутствие  $H$  в точке  $T_N$  при магнитном разупорядочивании возникает аномалия модуля упругости  $E$  (см.

---

рис. 47), аномалии теплового расширения и др. Здесь возникновение аномалии магнитоупругих эффектов есть результат спонтанной деформации кристаллической решетки при переходе  $T_N$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате многолетних исследований эффектов парапроцесса в ферримагнетиках со «слабой» подрешеткой, проведенных на кафедре общей физики Московского государственного университета, установлено:

1. Ферримагнетики со «слабой» подрешеткой обладают двумя переходами магнитный порядок–беспорядок; низкотемпературной точкой  $T_B$  и обычной высокотемпературной точкой Кюри  $T_C$ . Таких ферримагнетиков к настоящему времени выявлено более десяти. В частности, показано, что низкотемпературное превращение  $T_V=100-120$  К (переход Вервея) в магнетите ( $Fe_3O_4$ ), долгое время считавшегося структурным, является магнитным переходом  $T_B$ .

2. Показано, что в данных ферримагнетиках большая восприимчивость парапроцесса в области точки  $T_B$  и сопутствующие ей большие максимумы магнитокалорического эффекта и «обменной» магнитострикции, обусловлены парапроцессом, вызываемым обменным полем ( $H_{ex,ef}$ ), которое создает «сильная» подрешетка в «слабой» (и, в малой степени, приложением внешнего магнитного поля  $H$ ).

3. Благодаря однонаправленному действию поля ( $H_{ex,ef}$ ) в «слабой» подрешетке проявляются магнитные аналоги пирозлектрического и пьезоэлектрических эффектов — пиромагнитный и пьезомагнитный эффекты (возникновение изменения намагниченности при изменении температуры и упругих напряжений в отсутствие внешнего магнитного поля  $H$ ). Пиромагнитный эффект был непосредственно измерен в феррите-гранате гадолиния ( $Gd_3Fe_5O_{12}$ ) при охлаждении образца в интервале температур  $T_B - \Theta_{com}$  ( $\Theta_{com}$  — точка магнитной компенсации). Приведены косвенные экспериментальные доказательства возникновения пьезомагнитного эффекта в  $Gd_3Fe_5O_{12}$  при низких температурах.

4. При переходе точки магнитной компенсации  $\Theta_{com}$  при  $H \neq 0$  магнитосопротивление и магнитокалорический эффект изменяются скачкообразно и меняют свои знаки. Это означает, что при данном переходе магнитная энтропия  $S_m$  не только изменяется скачком, но также при  $T > \Theta_{com}$  меняет знак своего изменения при приложении  $H$ .



5. Показано, что во всех ферритмагнетиках (без исключения) существуют «слабая» и «сильная» подрешетки в области их точки Кюри. В случае феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  «сильной» является  $d$ -подрешетка, а «слабыми»  $a$ - и  $c$ -подрешетки. Вследствие этого при приложении поля  $H$ , кроме парапроцесса в  $d$ -подрешетке, в подрешетках  $a$ - и  $c$ - возникает антиферромагнитный парапроцесс, который занижает максимумы в  $T_C$  магнитокалорического эффекта и «обменной» магнитострикции. Возникновение антиферромагнитного парапроцесса в области  $T > T_C$  (но близкой к  $T_C$ ) вызывает возрастание парамагнитной восприимчивости  $\chi_p$  (уменьшается обратная величина ее), что приводит к закону Нееля для зависимости  $1/\chi_p$  от  $T$ .

6. Установлено, что аномалии в температурной зависимости коэрцитивной силы в точках  $T_B$  и  $\Theta_{com}$ , измеряемые методом «сбрасывания измерительной катушки с образца» есть не что иное, как намагниченности парапроцесса в «слабых» подрешетках, создаваемые обменным полем «сильной» подрешетки  $(H_{ex})_{ef}(I_r)$ , где  $I_r$  — остаточная намагниченность «сильной» подрешетки. Возникающая при этом намагниченность парапроцесса принимается за  $I_r^1$  — псевдоостаточную намагниченность, а соответствующее поле  $H = H_c^1$  — за псевдокоэрцитивную силу  $H_c^1$  (она очень велика по сравнению с  $H_c$ ). Эти явления искажают истинные температурные зависимости  $\sigma_r$  и  $H_c$ .

7. Рассмотрены эффекты парапроцесса в антиферромагнетиках. В их точке Нееля возникают максимумы парапроцесса, аномалии теплоемкости и аномалии модуля упругости, но совершенно отсутствуют максимумы обменной магнитострикции, максимумы магнитокалорического эффекта и максимумы отрицательного магнитосопротивления (обусловленные рассеянием электронов проводимости на магнитном беспорядке).

---

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

---

*К введению*

1. *Weiss P., Forrer P.* // Compt. Rend. 1924. V. 178. P. 1046.
2. *Акулов Н.С.* Ферромагнетизм. — М.: Наука, 1939. 188 с.
3. *Капица П.Л.* // Proc. Roy. Soc. 1931. V. 131. P. 2431.
4. *Пономарев Б.К., Тиссен В.Г.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 332.
5. *Ландау Л.Д.* // 1937. ЖЭТФ. Т. 7. С. 627.
6. *Вонсовский С.В.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1947. Т. 11. С. 453.
7. *Гинзбург В.Л.* // ЖЭТФ. 1047. Т. 17. С. 833.
8. *Белов К.П.* Магнитные превращения. — М.: Наука, 1959. 259 с.
9. *Камилов И.Г., Алиев Х.К.* Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах. — Махачкала: Изд. Дагестанского филиала РАН, 1993. 197 с.
10. *Белов К.П.* Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. — М.: Наука, 1957. 279 с.
11. *Седов В.Л.* Антиферромагнетизм  $\gamma$ -железа. Проблема инвара. — М.: Наука, 1987. 288 с.
12. *Захаров А.И.* Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. — М.: Металлургия, 1980. 238 с.
13. *Романов А.Ю., Силин В.П.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 213.
14. *Yafet Y., Kittel C.* // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 290.
15. *Karlan T.A.* // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 1460.
16. *Тябликов С.В.* // ФММ. 1956. Т. 3. С. 3.
17. *Гусев А.А., Пахомов А.С.* // Кристаллография. 1963. Т. 8. С. 63.
18. *Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З.* Ориентиционные переходы в редкоземельных магнетиках. — М.: Наука, 1979. 317 с.
19. *Белов К.П., Королева Л.И.* // ФММ. 1965. Т. 19. С. 781.
20. *Maiklejohn W.H., Vean C.P.* // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1413.
21. *Перекалина Т.М., Щурова А.Д., Фонтон С.С.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 749.
22. *Власов К.Б., Мицек А.И.* // ФММ. 1962. Т. 14. С. 487, 998.
23. *Белов К.П., Левитин Р.З.* В сб.: Ферриты / Под ред. Си-

роты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1969. С. 72–82.

### К главе 1

1. *Neel L.* // Ann. Phys. 1948. V. 3. P. 137; перевод в сб.: Антиферромагнетизм / Под ред. Вонковского С.В. — М.: Мир, 1956.
2. *Белов К.П.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 692.
3. *Белов К.П.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1961. Т. 11. С. 1320.
4. *Белов К.П.* Ферриты в сильных магнитных полях. — М.: Наука, 1972. 200 с.
5. *Rauthenet R.* // Ann. de Phys. 1958. V. 29. P. 253.
6. *Педько А.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 700.
7. *Белов К.П., Соколов В.И.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1966. Т. 6. С. 1073.
8. *Buschow K.* // Phys. Stat. Sol. 1971. V. 7. P. 199.
9. *Белов К.П.* и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 2154.
10. *Белов К.П.* и др. // ФММ. 1972. Т. 34. С. 470.
11. *Ермоленко А.С.* и др. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1743.
12. *Березин А.Г., Левитин Р.З., Попов Ю.Ф.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 268.
13. *Hasegawa R.* et al. // Aip. Conf. Proc. 1975. V. 24. P. 110.
14. *Gorter E.W., Schulkes J.A.* // Phys. Rev. 1963. V. 90. P. 487.
15. *Горяга А.Н., Линь Чжан да.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 696.
16. *Белов К.П.* Электронные процессы в ферритах. — М.: изд-во физфак МГУ, 1966. 102 с.
17. *Новогрудский В.Н., Факидов И.Г.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1983.
18. *Yasukochi K., Kanematsu K., Ohoyama T.J.* // Phys. Soc. Jpn. 1960. P. 932.
19. *Белов К.П., Горяга А.Н., Гридасова Т.Я.* // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 277.
20. *Белов К.П., Никитин С.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. В. 6. С. 448.
21. *Белов К.П.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 2093.
22. *Гинзбург В.Л.* // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. С. 833.
23. *Белов К.П., Горяга А.Н.* // ФММ. 1956. Т. 2. № 1. С. 3.
24. *Линь Чжан да.* Исследование магнитных и электрических свойств ферритов-хромитов лития / Дисс. канд. наук. — М.: МГУ, 1961.

25. *Педько А.В.* Магнитные свойства гадолиния и гадолиниевое феррита / Дисс. канд. наук. — М.: МГУ, 1960.
26. *Белов К.П., Никитин С.А.* // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 12. P. 1.
27. *Pearson R.E.* // Journ. Appl. Phys. (Suppl). 1962. V. 33. P. 1236.
28. *Hansen P.* // Proc. Int. School. Phys., Enrico Fermi. 1978. V. LXX. P. 56.
29. *Белов К.П.* // УФН. 1993. Т. 163. С. 53.
30. *Свирина Е.П.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1970. № 6. С. 1162.
31. *Самохвалов А.А.* // Сб.: Некоторые вопросы магнетизма и прочности твердых тел. — Свердловск, 1968. В. 27. С. 142.
32. *Vervey E.W.* // Nature. 1939. V. 144. P. 327.
33. *Камилов И.К., Шахиаев Г.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 480.
34. *Красовский В.П., Факидов И.Г.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 40. С. 2356.
35. *Белов К.П., Горяга А.Н., Пронин В.Н., Скипетрова Л.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 118.
36. *Скипетрова Л.А.* / Дисс. на соиск. степени канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.
37. *Белов К.П., Горяга А.Н., Скипетрова Л.А.* // Вестн. Моск. ун-та (сер. физ. и астр.). 1966. № 5. С. 89.
38. *Weiss P., Forrer P.* // Ann. de Phys. 1929. V. 12. P. 279.
39. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. — М.: Наука, 1971. 1032 с.

### *К главе 2*

1. *Белов К.П.* // УФН. 2000. Т. 170. № 4. С. 447.
2. *Боровик-Романов А.С.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1954; 1960. Т. 38. С. 1088.
3. *Дзялошинский И.Е.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 807.
4. *Белов К.П.* Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. — М.: Наука, 1958. 279 с.
5. *Белов К.П., Никитин С.А.* // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 12. P. 1.
6. *Белов К.П., Соколов В.И.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1966. Т. 30. С. 1073.
7. *Любутин И.С.* // ФТТ. 1965. С. 1397.
8. *Кудрявцева Т.В.* Исследование магнитокалорического эффекта в редкоземельных ферритах-гранатах / Дисс. канд.

физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.

9. *Белов К.П., Педько А.В.* // Journ. Appl. Phys. (Suppl). 1960. V. 31. № 5.

10. *Белов К.П., Зайцева М.А., Педько А.В.* В сб.: Ферриты / Под ред. Сироты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1960. С. 212.

11. *Педько А.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 700.

12. *Желудев И.С.* Электрические кристаллы. — М.: Наука, 1969. 212 с.

13. *Телеснин Р.В., Овчинникова А.М.* В сб.: Ферриты / Под ред. Сироты Н.Н. — Минск: Изд-во АН БССР, 1960. С. 320.

14. *Педько А.В.* Магнитные свойства гадолиния и гадолиниевого феррита / Канд. дисс. — МГУ, физический факультет, 1960.

15. *Горяга А.Н., Левитин Р.З., Линь Чжан да.* // ФММ. 1961. Т. 12. С. 458.

### *К главе 3*

1. *Белов К.П., Горяга А.Н., Гридасова Т.Я., Титова Т.И.* // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 191.

2. *Кудрявцева Т.В.* Исследование магнитокалорического эффекта в редкоземельных ферритах-гранатах / Дисс. канд. физ.-мат. наук. — М.: МГУ, 1978.

3. *Горяга А.Н., Левитин Р.З., Линь Чжан да.* // ФММ. 1961. Т. 12. С. 458.

4. *Белов К.П., Никитин С.А.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 937.

5. *Тябликов С.В.* // ФММ. 1956. Т. 3. С. 3.

6. *Гусев А.А., Пахомов А.С.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1961. Т. 25. С. 1327.

7. *Clark A.E., Cullen E.* // Journ. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 13. P. 5572.

8. *Белов К.П., Черникова Л.А.* и др. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58.

*Научное издание*

*БЕЛОВ Константин Петрович*

**ЭФФЕКТЫ ПАРАПРОЦЕССА В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ  
И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

Редактор *Д.А. Миртова*

Оригинал макет: *Е.Е. Дементьев*

ЛР 071930 от 06.07.99.

Подписано в печать 17.08.2001. Формат 84108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>.

Бумага офсетная 1. Печать офсетная. Физ. л. 5.

Усл. печ. л. 4,17. Уч.-изд. л. 4,65. Тираж 300 экз. Заказ .

Издательская фирма «Физико-математическая литература».  
117864, г. Москва, ул. Профсоюзная, 90.

Отпечатано в ППП «Типография “Наука”».  
121099, г. Москва, Г-99, Шубинский пер., 6.