

решёток во внеш. поле H записывается в виде (C , T — константа Кюри и темп-р соответственно)

$$M_1 = \frac{C}{T}(H + H_1), M_2 = \frac{C}{T}(H + H_2). \quad (3)$$

В области темп-р, больших T_C , обратная магн. восприимчивость подчиняется закону

$$\chi^{-1}(T) = \frac{T}{C} + \chi_0^{-1} - \frac{\sigma}{T - T_1} \quad (4)$$

(рис. 2), где постоянные χ_0^{-1} , σ , T_1 , а также парамагн. точка Кюри T_C определяются из решения системы ур-ний (1) — (3). В точке Кюри $\chi^{-1}(T_C) = 0$. При $T_C > 0$ в области темп-р $T < T_C$ возникает Φ , при $T_C < 0$ вещества остаётся парамагнитным вплоть до $T = 0$ К. Асимптотика гиперболы определяется ур-нием

$$\chi_\infty^{-1}(T) = T/C + \chi_0^{-1}.$$

Асимптотич. точка Кюри ФМ на рис. 2 $T_A = -C\chi_0$. Необходимыми условиями возникновения Φ , в рамках теории Неселя являются условия $\epsilon = -1$, $\alpha\beta > 1$.

Ниже T_C температурная зависимость суммарной намагниченности (1) определяется из решения системы самосогласованных ур-ний для намагниченностей подрешёток M_i , определяемых через ф-ции Бриллюэна с эф. полями (2).

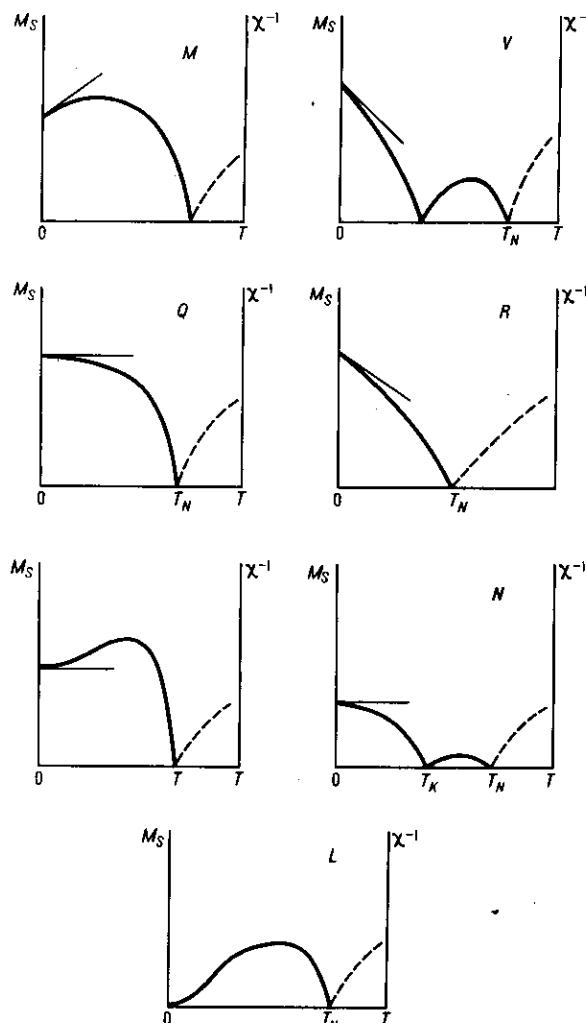


Рис. 5. Основные типы температурной зависимости спонтанной результирующей намагниченности M_s и обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ в двухподрешёточных ферримагнетиках.

Различия в температурных зависимостях M_i , обусловленные наличием внутриподрешёточных ОВ, приводят к различиям температурной зависимости результирующей намагниченности (рис. 5). На кривых типа V и N существует точка магнитной компенсации T_K , по достижении к-рой намагниченность подрешёток точно компенсируются и результирующая намагниченность равна нулю.

Общее феноменологич. описание Ф. даёт *Ландau теория* фазовых переходов, основанная на разложении термодинамич. потенциала системы по степеням параметра порядка (в случае Ф.— по компонентам векторов намагниченостей подрешёток M_i). В рамках этой теории удобно также исследовать *ориентационные фазовые переходы* в ФМ.

Специфическим свойством для Ф. является поведение ФМ в сильных магн. полях, сравнимых по величине с эф. полем межподрешёточного ОВ. Простейшая коллинеарная магн. структура (рис. 1) в нек-рых интервалах магн. полей и темп-р может стать неколлинеарной вследствие конкуренции отрицательного ОВ между магн. подрешётками и взаимодействия магн. моментов с внеш. полем H (С. В. Тябликов, 1957). В малых полях $H < H_{kp,1} = \lambda |M_1 - M_2|$, где λ — константа ОВ между подрешётками, сохраняется нач. состояние ФМ, в сильных полях $H > H_{kp,2} = \lambda (M_1 + M_2)$ вещества находится в индуцированной полем ферромагн. фазе ($M_1, M_2 \uparrow\downarrow H$), а в промежуточных полях $H_{kp,1} < H < H_{kp,2}$ возникает неколлинеарная (угловая) фаза, в к-рой магн. моменты подрешёток составляют разл. углы с направлением поля H . (Кривая намагничивания изотропного двухподрешёточного ФМ изображена на рис. 2 к ст. *Ферримагнитный резонанс*.) В угловой фазе магн. восприимчивость не зависит от величины поля и равна $1/\lambda$. Подобное поведение восприимчивости характерно и для антиферромагнетизма.

Наличие вырождения по ориентации магн. моментов относительно внеш. поля в угл. фазе приводит к возможности возникновения доменной структуры в сильных магн. полях (двойникование, тройникование и т. д.); подобные явления наблюдаются также и в сегнетоэлектриках.

Магн. анизотропия существенно изменяет процессы перестройки магн. структуры ФМ и определяет т. н. спин-переориентационные фазовые переходы; её влияние особенно важно вблизи точки компенсации T_K . Магн. фазовая диаграмма двухподрешёточного ФМ с магн. анизотропией 2-го порядка при наложении поля вдоль оси лёгкого намагничивания изображена на рис. 6.

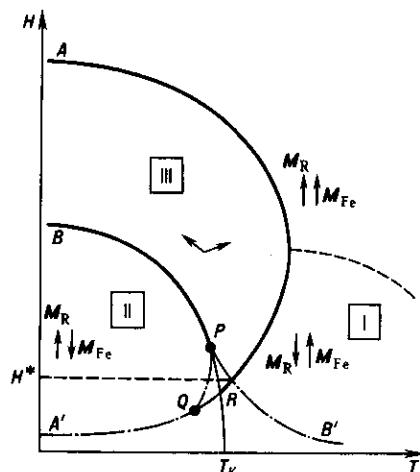


Рис. 6. Магнитная фазовая диаграмма двухподрешёточного ферримагнетика (на примере ферритов-гранатов) при учёте магнитной анизотропии 2-го порядка. Магнитное поле приложено вдоль оси лёгкого намагничивания. Схематически показаны магнитные фазы. Сплошные линии — линии фазовых переходов (ФП) 2-го рода, штрих-пунктирные линии — линии потери устойчивости метастабильных фаз.