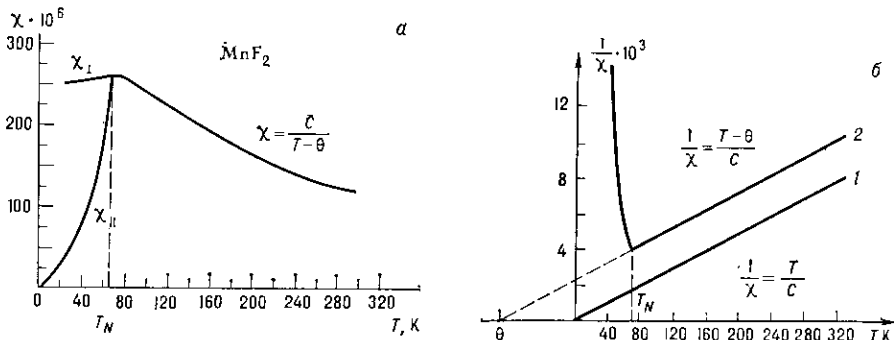


ратурная зависимость вектора L [или, что то же самое, намагниченности подрешёток $2M_0(T)$, где M_0 — намагниченность каждой из подрешёток, $M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$ при $H=0$] даётся выражением

$$L = \sqrt{-A/C} = \sqrt{(\lambda/C)(T_N - T)}. \quad (4)$$

Направление вектора L определяется знаком константы a . Если $a > 0$, то L направлен вдоль оси высокого порядка Oz (легкоосный АФМ), если $a < 0$, то L перпендикулярен Oz (легкоплоскостной АФМ). Т. о., константа a характеризует энергию анизотропии

Рис. 2. *a* — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ антиферромагнетика MnF_2 вдоль ($\chi_{||}$) и перпендикулярно (χ_{\perp}) оси антиферромагнетизма (тетрагональной оси); *b* — зависимость от температуры величины $1/\chi$ для идеального парамагнетика (1) и для MnF_2 (2). Горизонтальная прямая — зависимость $1/\chi_{\perp}$ от T .



в антиферромагн. состоянии и определяет эффективное поле анизотропии:

$$H_A = aL = 2aM_0. \quad (5)$$

Член $(b/2)(M_x^2 + M_y^2)$ определяет магн. анизотропию в парамагн. состоянии и во мн. случаях оказывается пренебрежимо малым.

Из ур-ний, определяющих минимум Φ в магн. поле, следует, что при любом направлении магн. поля намагниченность АФМ

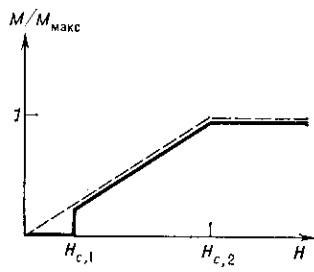
$$M = \chi_{\perp} H - (\chi_{\perp} - \chi_{||})(iH)L, \quad (6)$$

где $i = L/L$. Восприимчивость $\chi_{||}$ уменьшается с ростом L^2 , а $\chi_{\perp} = 1/B$ и, в согласии с экспериментом, не зависит от темп-ры (рис. 2, б). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, характеризующей свойства АФМ. Она определяет эффективное обменное поле

$$H_E = 1/2 BL = BM_0. \quad (7)$$

Как видно из рис. 2, $\chi_{\perp} > \chi_{||}$. Эта разница в восприимчивостях приводит к тому, что, когда внеш. поле,

Рис. 3. Зависимость относительной намагниченности $M/M_{\text{макс}}$ для одноосного антиферромагнетика при $T=0$ К. Штриховая линия соответствует намагниченности при $H_{\perp} Oz$, сплошная — при $H_{||} Oz$; H_{c1} — поле спин-флота, H_{c2} — поле спин-флипа.



приложенное к одноосному АФМ вдоль оси A , достигает значения

$$H_{c1}^2 = aL^2/(\chi_{\perp} - \chi_{||}) \approx aBL_0^2 \quad (8)$$

(L_0 — значение L при $T=0$ К), происходит скачкообразный поворот атомных магн. моментов от направления вдоль оси кристалла в перпендикулярную ось плоскость, т. е. вектор L ложится в плоскость, перпендикулярную Oz . Это явление (*ориентационный фазовый переход*) принято называть опрокидыванием подрешёток (с и и - ф л о п). Переход спин-флот со-

провождается скачком намагниченности (рис. 3), т. е. представляет собой фазовый переход 1-го рода. Значение поля опрокидывания

$$H_{c1} \approx \sqrt{2H_A H_E}. \quad (9)$$

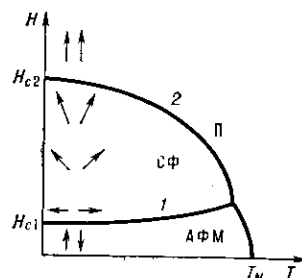
При спин-флоне происходит переход из состояния с малой намагниченностью в состояние с большей намагниченностью ($\chi_{||} < \chi_{\perp}$). В образце конечного размера появляются чередующиеся области (фазы) с низким и высоким значениями χ . Такое состояние по аналогии с промежуточным состоянием сверхпроводников

наз. промежуточным. Оно возникает, когда внеш. поле достигает величины H_{c1} (в предположении $\chi_{||} = 0$) и существует в области значений напряжённости между H_{c1} и $H_{c1} + N\chi_{\perp} H_{c1}$ (N — *размагничивающий фактор* образца). По мере возрастания внеш. поля в этих пределах внутр. поле в образце остаётся постоянным и равным H_{c1} , а объём высокополевого фазы постоянно возрастает от нуля до объёма образца.

В сильных магн. полях, когда $H = 2H_E = H_{c2}$, происходит фазовый переход 2-го рода из антиферромагнитного в насыщенное парамагн. состояние (с и и - ф л и п). На рис. 3 показана зависимость намагниченности АФМ от приложенного поля H (для $T=0$ К), на рис. 4 — зависимость критич. магн. полей H_{c1} и H_{c2} фазовых переходов от темп-ры.

В ряде кристаллов симметрия допускает существование в термодинамич. потенциале Φ (3) билинейных членов типа $\beta L_i M_k$. Это приводит к тому, что минимуму потенциала в отсутствие внеш. магн. поля соответствует состояние с отличной от нуля намагниченностью $M = (\beta/B)L$. Поскольку коэф. $\beta \ll B$, то $M \ll L$. Это явление называется *слабым ферромагнетизмом*

Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма одноосного антиферромагнетика в магнитном поле, параллельном оси лёгкого намагничивания; 1 — линия перехода спин-флота (H_{c1}), 2 — линия перехода спин-флипа (H_{c2}), П — парамагнитная фаза, АФМ — фаза легкоосного антиферромагнетика, СФ — фаза спин-флота. Стрелки показывают направление векторов намагниченности подрешёток (лёгкая ось и магнитное поле направлены вертикально).



АФМ. Взаимодействие, приводящее к появлению членов вида $\beta L_i M_k$ и обуславливающее слабый ферромагнетизм АФМ, называется *Дзялошинского взаимодействиям*. С явлением слабого ферромагнетизма тесно связаны *псевдомангнетизм* и *магнитоэлектрический эффект*.

4. Квантовая теория антиферромагнетизма

Поведение АФМ при низких темп-рах описывается теорией *спиновых волн* — колебаний векторов магн. мо-