ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕР ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

м.н.с. Колесник М.И., д.ф.-м.н. Чепурных Г.К.

Для решения поставленной задачи используется термодинамический потенциал в форме

$$F = F_M + F_{MY} + F_Y \tag{1}$$

где F_M, F_{MY}, F_Y - магнитная, магнитоупругая и упругая части.

Для случая, когда магнитное поле $\vec{H} \parallel EMA$ (EMA – easy magnetization – axis) доказано, что переходы вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$ между состояниями $\vec{l} \parallel EMA$ и $\vec{l} \perp EMA$ происходят не в определенной плоскости, а в пространстве. Это приводит к тому, что и угол между суммарным магнитным моментом $\vec{m}$ и плоскостью, проходящей через EMA и вектор $\vec{l}$ также изменяется. Следовательно, изучаемый нами фазовый переход в тетрагональных антиферромагнетиках даже при $\vec{H} \parallel EMA$ отличается не только от классического spin-flop перехода в чистых антиферромагнетиках, но и от spin-flop перехода в ортоферритах при температуре ниже точки Морина.

Используя необходимые и достаточные условия существования минимума гамильтониана, были определены как границы метастабильных состояний, так и точки перехода второго рода.

Обычный spin-flop переход может происходить не только в виде перехода первого рода (и, следовательно, иметь область метастабильных состояний), но и в виде двух переходов второго рода.

В области полей между точками перехода второго рода в [1] определено равновесное изменение угла θ с изменением величины магнитного поля. В случае же перехода первого рода, найденное в [1] изменение угла θ с изменением величины магнитного поля определяет максимум гамильтониана между двумя минимумами. Найденные значения поля, в которых максимум сливается с минимумом и определяет границы метастабильных состояний.

Было получено следующее уравнение относительно полярного угла θ вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$:

$$\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\theta}=\sin\theta\cos\theta\Bigg[\frac{a+b}{E}H_z^2\sin^2\theta-bE\left(1+\frac{a\sin^2\theta-b\cos^2\theta}{E}\right)-H_z^2+$$

$$+2C_0(-C_2+C_3\sin^2\varphi_\perp+C_4\cos^2\varphi_\perp)E-\frac{2d^2H_z^2}{H_pE}(\cos2\theta+\cos^2\theta\times$$

$$\times\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{2dH_z}{H_pE}\right)^2\cos^2\theta}}\Bigg]. \qquad (2)$$

Полагая в уравнении (2) угол $\theta=0$, и удерживая наибольшие члены, найдено следующее наибольшее значение H_1 магнитного поля, при котором реализуется фаза $\vec{l}\parallel EMA$:

$$H_1 = \sqrt{|b|E}\left(1 - \frac{b}{2E}\right). \tag{3}$$

Полагая в уравнении (2) угол $\theta = \pi/2$, получаем наименьшее значение H_2 магнитного поля, при котором реализуется фаза $\vec{l} \perp EMA$:

$$H_2 = \sqrt{|b|E}\left(1 + \frac{2a+b}{2E} + \frac{d^2}{H_p E}\right). \tag{4}$$

В этом случае, получим следующее выражение для интервала полей, в котором существуют метастабильные состояния (две фазы: $\vec{l} \perp EMA$ и $\vec{l} \parallel EMA$):

$$\Delta H = H_{EA}\left(\frac{|a+b|}{E} - \frac{d^2}{H_p E}\right),\ H_{EA} = \sqrt{|b|E} \tag{5}$$

Из соотношения (5) следует, что при $H_p < H_{pk} = d^2/|a+b|$ spin-flop переход происходит в виде двух фазовых переходов второго рода, а при $H_p > H_{pk}$ имеет место фазовый переход первого рода. Следовательно, неинвариантность взаимодействия Дзялошинского относительно вращения магнитной подсистемы в базисной плоскости приводит к существованию критического значения сжатия (или растяжения) кристалла в базисной плоскости, при котором изменяется характер spin-flop перехода.

1. Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. – М.: Изд. АН СССР. 1963.- 130 с.