

Спин-флоп переход в конечных антиферромагнетиках

Устинов В.В.



Получено исчерпывающее аналитическое описание спин-флоп перехода в конечных слоистых антиферромагнетиках. Наличие внешних границ приводит в результате перехода не к возникновению некоей гипотетической поверхностной спин-флоп фазы, а к образованию 180-градусной доменной стенки в середине антиферромагнетика, которая при росте магнитного поля вначале уширяется, а затем расщепляется на две 90-градусных стенки, которые удаляются друг от друга, двигаясь к внешним границам образца. Между стенками формируется обычная объемная спин-флоп фаза. Занимаемая ею часть образца увеличивается в размере до тех пор, пока стенки не достигают границ образца, где происходит их пиннинг. Именно на этой стадии формируется неоднородное магнитное состояние с особенностями вблизи границ, которое может быть названо поверхностной спин-флоп фазой.

Слоистые магнито-одноосные антиферромагнетики (АФ) (обменно-связанные сверхрешетки типа (Fe/Cr)/MgO(110), двухподрешеточные АФ типа MnF_2 – рис.1) под действием магнитного поля H , параллельного легкой оси, испытывают спин-флоп (СФ) переход из АФ состояния в СФ фазу [1].

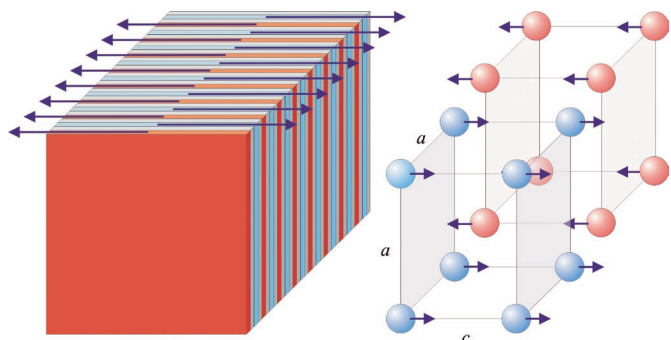


Рис.1

Поле этого перехода для однородной бесконечной системы H_{BSF} зависит от обменного поля H_E и поля анизотропии H_A как $H_{BSF} = \sqrt{(2H_E + H_A)H_A}$. АФ состояние конечной N -слойной системы переходит в СФ фазу в меньшем поле $H_{SSF} = \sqrt{(H_E + H_A)H_A}$. Этот переход получил название «поверхностного спин-флоп перехода». В настоящей работе (см. [2]) дано аналитическое описание поведения антиферромагнетика во всем диапазоне магнитных полей между H_{SSF} и H_{BSF} и в его окрестности. Мы используем стандартный гамильтониан для дискретной модели N антиферромагнитно-связанных слоев с одноосной внутриплоскостной анизотропией. Энергия системы слоев, направление намагниченности которых задает-

ся углами Θ_n , $n=1,2,\dots,N$, в расчете на единицу магнитного момента одного слоя единичной площади определяется как

$$\varepsilon = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{H_E}{2} \cos(\Theta_n - \Theta_{n+1}) + \sum_{n=1}^N \left(\frac{H_A}{2} \sin^2 \Theta_n - H \cos \Theta_n \right). \quad (1)$$

Ниже рассмотрен случай сильного межслойного обменного взаимодействия, когда $H_E/H_A \equiv W \gg 1$. Система углов Θ_n естественно делится на две подсистемы: с четными и нечетными n . Внутри каждой из них углы Θ_n меняются медленно и $|\Theta_n - \Theta_{n+2}| \ll 1$. Поэтому можно ввести две функции непрерывной переменной v , $\phi(v)$ и $\theta(v)$, значения которых в точках $n=v$ определяют углы Θ_n соотношением $\Theta_n = (-1)^{n-1} [\pi/2 - \theta(n)] + \phi(n)$. Угол ϕ задает направление локальной результирующей намагниченности и может быть назван углом скручивания. Угол θ задает отклонение намагниченности слоя от направления локального вектора антиферромагнетизма и может быть назван углом подгиба. Выражая (1) в переменных $\phi(n)$ и $\theta(n)$, переходя затем от суммирования по n к интегрированию по v , в области полей H вблизи СФ перехода получаем ε в виде функционала:

$$\varepsilon = \int_0^N dv \left\{ H_E \left[\frac{1}{4} \phi'(v)^2 + \theta(v)^2 \right] + \frac{H_A}{2} \cos 2\phi(v) - H \theta(v) \cos \phi(v) \right\} - \frac{1}{2} H [\sin \phi(N) - \sin \phi(1)]. \quad (2)$$

В описанном континуальном приближении получаем энергию конечного антиферромагнетика в виде суммы двух частей. Первая из них - стандартная плотность магнитной энергии, интегриро-

ванная по всей системе $1 < v < N$. Вторая часть состоит из двух членов, имеющих смысл поверхностных энергий, зависящих от ориентации намагниченности граничных слоев. Из условия равенства нулю вариации (2) по $\theta(v)$ получаем соотношение между углом подгиба и углом скручивания, $\theta(v) = (H/2H_E) \cos \phi(v)$, а из условия $\delta\varepsilon/\delta\phi = 0$ - уравнение для $\phi(v)$ и одновременно граничные условия к нему:

$$\phi''(v) + \frac{1-h^2}{W} \sin 2\phi(v) - \frac{h^2}{2W^2} \sin 4\phi(v) = 0, \quad (3)$$

$$\phi'(1) + \frac{h}{\sqrt{W}} \cos \phi(1), \quad \phi'(N) = \frac{h}{\sqrt{W}} \cos \phi(N), \quad (4)$$

где $h = (H/H_{BSF})$ - магнитное поле в единицах H_{BSF} . Как уравнение (3), так и граничные условия (4) выведены в одних и тех же приближениях и содержат одни и те же параметры. Распределение $\phi(v)$, удовлетворяющее уравнению (3) с условиями (4), доставляет минимум функционалу (2) и определяет неоднородное распределение магнитных моментов слоев при СФ переходе. Нелинейное дифференциальное уравнение (3) имеет периодические и неограниченно растущие решения. Сепаратриса, разделяющая эти решения, найдена нами в явном виде:

$$\phi = \arctg \operatorname{th} \frac{v - \frac{N+1-d}{2}}{w/2} + \arctg \operatorname{th} \frac{v - \frac{N+1+d}{2}}{w/2}, \quad (5)$$

где

$$d = \frac{\sqrt{2}W}{\sqrt{W|1-h^2|+h^2}} \ln \frac{\sqrt{W|1-h^2|+h^2}+h}{\sqrt{W|1-h^2|}}, \quad (6)$$

$$w = 2\sqrt{2}W/\sqrt{W|1-h^2|+h^2}, \quad (7)$$

Сценарий изменения распределения $\phi(v)$ с ростом H критически зависит от соотношения числа слоев N и параметра W . При $N \gg W$ во всей области $H < H_{BSF}$, за исключением экспоненциально малой окрестности H_{BSF} , решение (3) с условиями (4) очень близко к (5). В поле $H = H_{SSF}$ ($h \approx 1/\sqrt{2}$) распределение (5) представляет собой 180-градусную доменную стенку шириной $w(1/\sqrt{2}) \approx 4\sqrt{W}$ с центром в середине мультислоя. Полученное распределение углов Θ_n при $H < H_{SSF}$ и $H = H_{SSF}$ показано на рис. 2а и 2б для $N=100$, $W=7$. С ростом H стенка

вначале уширяется согласно (7), рис. 2в, пока $h < (1-1/W)$. В области полей $(1-1/W) < h < 1$ 180-

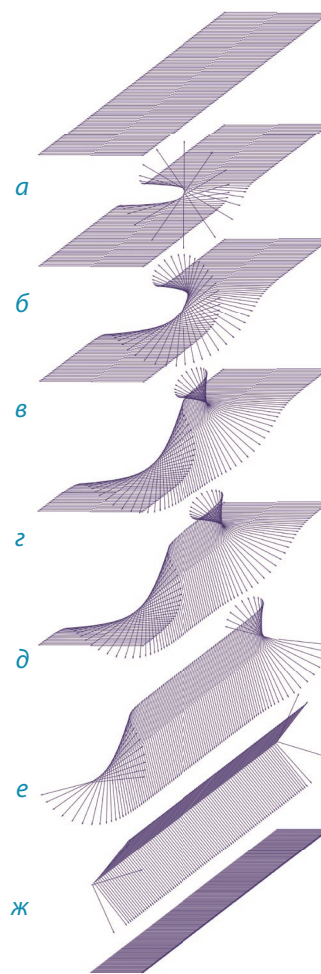


Рис.2

локализируются вблизи границ. Результирующее распределение $\phi(v)$ при $h-1 \gg 1/W$ вблизи $n=N$ имеет вид:

$$\phi(v) = \frac{\pi}{2} - 2\arctg\left(\operatorname{th}\left(\frac{N-v}{w/2} + \frac{1}{2} \ln(1+\sqrt{2})\right)\right). \quad (8)$$

Распределение Θ_n для этого случая показано на рис. 2ж. Только для этого распределения и имеет смысл употреблять термин «поверхностная спин-флоп фаза».

Таким образом, в поле «поверхностного спин-флоп-перехода» H_{SSF} никакой «поверхностной фазы» не возникает. Неоднородное состояние с особенностями вблизи поверхности, которое можно назвать «поверхностной спин-флоп фазой», формируется только в поле, превышающем поле «объемного спин-флоп перехода».

¹ L. Néel, *Ann. Phys.* 5 (1936), p. 232.

² V.V. Ustinov, *JMMM* (2007), in press.