Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.9, стр.724 - 728 © 1996г. 10 мая

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

А.Ф. Андреев

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН

117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 апреля 1996 г.

Макроскопические магнитные поля, возникающие в пространстве вне антиферромагнетиков или в глубине их объема в отсутствие сторонних токов, являются результатом поверхностной намагниченности. Сформулирована общая задача об определении этих полей. Показан монопольный характер распределения поля вблизи особых линий на поверхности. Экспериментальное изучение поля позволяет определить поверхностную намагниченность на гранях антиферромагнитного кристалла.

PACS: 75.30.-m

В экспериментах Астрова и др. [1] было измерено распределение магнитного поля вне образцов антиферромагнитного Cr_2O_3 в отсутствие сторонних токов. Ранее Дзялошинским [2] предсказывалась возможность существования квадрупольного магнитного поля вне антиферромагнетика на макроскопических расстояниях от его поверхности в случае специфической, характерной для Cr_2O_3 магнитной симметрии кристалла. В отсутствие специальной симметрии магнитное поле, согласно указанной работе [2], должно экспоненциально убывать при удалении от поверхности, так что макроскопическое магнитное поле в общем случае отсутствует.

Настоящая работа посвящена макроскопическому анализу магнитных полей антиферромагнетиков. Основной вывод заключается в том, что макроскопические поля антиферромагнетиков являются следствием поверхностной намагниченности и не являются объемным эффектом, связанным с ненулевыми значениями величин типа объемной плотности квадрупольного момента (см. [2-4]). Явление в этом смысле аналогично макроскопическим электрическим полям вблизи поверхностей проводников (см. [5]), являющихся следствием зависимости поверхностной электрической поляризации (работы выхода) от состояния поверхности. Магнитные поля того же порядка величины, что и в Cr_2O_3, должны наблюдаться в любых антиферромагнетиках. Экспериментальное изучение распределения магнитных полей вблизи поверхности образца позволяет непосредственно выяснить распределение намагниченности по поверхности антиферромагнетика.

1. Термодинамически равновесное состояние антиферромагнетика в отсутствие внешних источников магнитного поля характеризуется нулевым значением объемной намагниченности, что обусловлено компенсацией вкладов различных подрешеток. Физически очевидно, что условие компенсации, вообще говоря, нарушается вблизи поверхности образца, так что любой антиферромагнетик, как это отмечалось Марченко [6], обладает ненулевой поверхностной намагниченностью. Пусть $\mathbf{m}$ есть магнитный момент, приходящийся на единицу площади поверхности, α – поверхностная энергия единицы площади. Введем также единичный вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, $|\mathbf{l}| = 1$, играющий роль параметра порядка в объеме образца, непосредственно примыкающем к

поверхности. Предполагается, что речь идет о простейшем случае коллинеарного антиферромагнетика. В обменном приближении (см. [4]), то есть в пренебрежении релятивистскими взаимодействиями, поверхностная энергия α зависит от обменных инвариантов, каковыми могут быть лишь скалярные произведения $\mathbf{m}^2$ и $\mathbf{ml}$. По поводу последнего из них заметим следующее. Группа чисто пространственных преобразований бесконечного кристалла (группа симметрии спиновых скаляров, см. [4]) всегда содержит преобразования (отражения в плоскости, повороты на угол π, трансляции на половину периода и т.д.), переставляющие подрешетки антиферромагнетика, то есть соответствующие изменению знака антиферромагнитного вектора $\mathbf{l} \to -\mathbf{l}$ и тем самым изменению знака произведения $\mathbf{ml}$. Пространственная группа симметрии рассматриваемой нами системы, представляющей собой кристалл, заполняющей полупространство с поверхностью определенной ориентации, содержит те из этих преобразований, которые оставляют инвариантным рассматриваемое полупространство. Такие преобразования фактически существуют лишь для поверхностей некоторых особых ориентаций (перпендикулярных плоскости отражения, перпендикулярных оси C_2, параллельных вектору трансляции и т.д.).

Таким образом, для поверхностей произвольной ориентации поверхностная энергия является функцией общего вида от обоих скалярных произведений $\alpha = \alpha(\mathbf{m}^2, \mathbf{ml})$. Для поверхностей указанных выше особых ориентаций существуют пространственные преобразования симметрии системы, меняющие знак произведения $\mathbf{ml}$, так что инвариантом является лишь выражение $(\mathbf{ml})^2$.

Из сказанного выше ясно, что в общем случае состояние с $\mathbf{m} = 0$ не является термодинамически устойчивым из-за наличия линейного по $\mathbf{m}$ члена $\mathbf{ml}$ в разложении α при малых $\mathbf{m}$. При заданном $|\mathbf{m}| \neq 0$ поверхностная энергия является функцией $\cos\gamma$, где γ – угол между $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$. Эта функция может принимать минимальное значение либо на границе области определения $\cos\gamma = \pm 1$, либо где-то внутри этой области $|\cos\gamma| < 1$. В первом случае поверхностная намагниченность коллинеарна $\mathbf{l}$ и магнитная структура остается коллинеарной и при учете поверхности. Во втором случае компонента $\mathbf{m}$, перпендикулярная $\mathbf{l}$, отлична от нуля, так что на поверхности происходит спонтанное нарушение объемной аксиальной симметрии спинового пространства.

Поверхностная намагниченность $\mathbf{m}$ может обращаться в нуль на поверхностях указанных выше особых ориентаций. Следует подчеркнуть, что поверхностная намагниченность зависит не только от ориентации поверхности, но также и, вообще, от ее состояния, от способа обработки и степени "загрязнения" (сравни [5]). Тем не менее, для каждой ориентации существует термодинамически равновесная структура поверхности. Соответствующая ей поверхностная намагниченность представляет собой важную характеристику структуры кристалла.

Обратим еще внимание на своеобразную ситуацию, возникающую в случаях, когда среди указанных выше пространственных преобразований бесконечного кристалла, изменяющих знак $\mathbf{l}$, имеется такое, которое не оставляет инвариантным рассматриваемое полупространство, но оставляет инвариантной ориентацию поверхности (например, это может быть трансляция на половину периода, не лежащего в плоскости границы). Такое преобразование, дополненное операцией изменения знака времени, оставляет инвариантной объемную антиферромагнитную структуру, но переводит поверхность в другое состояние, характеризующееся точно такой же поверхностной энергией, но противоположной поверхностной намагниченностью. На поверхности в данном случае возможно существование поверхностных доменов, разделенных ступенями – особыми линиями на поверхности.

2. Характерная величина поверхностной намагниченности равна $m \sim \mu_B/a^2$, где μ_B – магнетон Бора, a – период решетки. Намагниченность локализована в прилегающей к поверхности антиферромагнетика области, ширина которой, вообще говоря, порядка a. Существуют, однако, случаи, когда наряду с намагниченностью, локализованной в области порядка периода решетки, имеется сравнимая по порядку величины поверхностная намагниченность, локализованная в области макроскопической ширины. Такая ситуация возможна в антиферромагнетиках с симметрией типа Cr_2O_3, о которой шла речь выше и которая, как отмечалось Марченко и автором [4], характерна тем, что допускает существование объемной намагниченности $\mathbf{M}$, пропорциональной градиенту антиферромагнитного вектора $\mathbf{l}$:

$$\mathbf{M} = \mu_i \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i}, \tag{1}$$

где μ_i – постоянный вектор обменной природы, то есть по порядку величины равный μ_B/a^2. В Cr_2O_3 отлична от нуля компонента этого вектора вдоль главной оси кристалла.

Направление антиферромагнитного вектора $\mathbf{l}$ относительно кристаллографических осей определяется релятивистской энергией магнитной анизотропии. Эта энергия различна в глубине кристалла и на его поверхности, в результате чего вблизи поверхности вектор $\mathbf{l}$ зависит от координат. Для плоской поверхности имеем $\mathbf{M} = \mu \partial \mathbf{l}/\partial z$, где z – координата вдоль нормали к поверхности, $\mu = \mu_z$. Отсюда находим ту часть поверхностной намагниченности, которая локализована на макроскопическом расстоянии от поверхности:

$$\mathbf{m}_s \equiv \int_{-\infty}^{0} dz \mathbf{M}(z) = \mu(\mathbf{l}_s - \mathbf{l}_v), \tag{2}$$

где $\mathbf{l}_s = \mathbf{l}(0)$, $\mathbf{l}_v = \mathbf{l}(-\infty)$ – значения антиферромагнитного вектора на поверхности и в глубине кристалла.

Для вычисления правой части формулы (2) запишем выражение для свободной энергии $\mathcal{F}$ системы (в расчете на единицу площади поверхности) в виде суммы

$$\mathcal{F} = \int_{-\infty}^{0} dz F_v + F_s \tag{3}$$

объемной и поверхностной частей. Предполагая, что $\mathbf{l}$ всюду мало отличается от значения $\mathbf{l}_v$, соответствующего минимуму объемной энергии анизотропии, имеем:

$$F_v = \sum_\alpha \frac{1}{2} \left\{ g \left(\frac{dl_\alpha}{dz} \right)^2 + u_v^{(\alpha)} l_\alpha^2 \right\}. \tag{4}$$

Здесь $g > 0$ – константа неоднородного обмена (zz – компонента соответствующего тензора, см. [4]), индекс $\alpha = 1, 2$ нумерует координаты в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{l}_v$, направленные вдоль собственных векторов матрицы $\partial^2 u_v / \partial l_\alpha \partial l_\beta$ ($u_v = u_v(\mathbf{l})$ – объемная энергия анизотропии), $u_v^{(\alpha)}$ – соответствующие положительные собственные значения. В выражении для поверхностной энергии F_s достаточно учесть лишь поверхностную энергию анизотропии.

Имеем $F_s = u_{s\alpha} l_\alpha$, где $u_{s\alpha}$ есть производные $\partial F_s/\partial l_\alpha$, вычисленные при $l_\alpha = 0$. Путем минимизации выражения (3) по $l_\alpha(z)$ получаем объемные уравнения:

$$g\frac{d^2 l_\alpha}{dz^2} - u_v^{(\alpha)} l_\alpha = 0 \tag{5}$$

и граничные условия при $z = 0$:

$$g\frac{dl_\alpha}{dz} + u_{s\alpha} = 0. \tag{6}$$

Из (5) и (6) находим распределение вектора антиферромагнетизма вблизи границы кристалла:

$$L_\alpha(z) = -\frac{u_{s\alpha}}{\sqrt{g u_v^{(\alpha)}}} \exp\left(\sqrt{\frac{u_v^{(\alpha)}}{g}} z\right) \tag{7}$$

и компоненты поверхностной намагниченности (2):

$$m_{s\alpha} = -\mu \frac{u_{s\alpha}}{\sqrt{g u_v^{(\alpha)}}}. \tag{8}$$

Поверхностная энергия анизотропии по порядку величины равна $u_a \sim \beta U a$, где U – обменная энергия единицы объема, $\beta \sim v^2/c^2$ – малый релятивистский фактор, v – скорость атомных электронов. Поскольку $g \sim Ua^2$, из (8) имеем $m_s \sim \mu\beta(U/u_v)^{1/2}$. Для антиферромагнетиков типа легкая ось (каковым фактически является Cr_2O_3) объемная энергия анизотропии также пропорциональна первой степени релятивистского фактора $u_v \sim U\beta$. В этом случае $m_s \sim \mu\beta^{1/2} \ll \mu_B/a^2$, то есть рассматриваемая часть поверхностной намагниченности, локализованная, как показывает формула (7), на макроскопических расстояниях порядка $a\beta^{-1/2}$, мала по сравнению с намагниченностью, локализованной на расстояниях порядка периода решетки. Для антиферромагнетиков типа легкая плоскость или для кубических антиферромагнетиков по крайней мере одна из величин $u_v^{(\alpha)}$ пропорциональна второй или более высокой степени релятивистского фактора β. В этих случаях $m_s \sim \mu$, то есть порядка полной поверхностной намагниченности (формула (8) при этом не справедлива, так как условием ее применимости является неравенство $u_s^2 \ll g u_v$).

3. Пусть поверхность антиферромагнетика, характеризующаяся поверхностной намагниченностью $\mathbf{m}$, совпадает с плоскостью $z = 0$. Запишем вектор $\mathbf{M}$ объемной намагниченности в виде $\mathbf{M} = \mathbf{m}(x_\mu)\delta(z)$, где $\mu = x, y$, то есть $\mathbf{m}$ рассматривается как функция координат на поверхности. В пренебрежении малой магнитной восприимчивостью антиферромагнетиков можно считать магнитную индукцию $\mathbf{B}$ всюду вне поверхности тождественной магнитной напряженности $\mathbf{H}$, так что $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{m}(x_\mu)\delta(z)$. Из уравнений $\mathrm{div}\mathbf{B} = 0$ и $\mathrm{rot}\mathbf{H} = 0$ обычным образом находим связь скачков нормальной и касательной компонент магнитного поля на поверхности с производными поверхностной намагниченности:

$$\Delta H_z \equiv H_z(+0) - H_z(-0) = -4\pi\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu},$$

$$\Delta H_\mu \equiv H_\mu(+0) - H_\mu(-0) = -4\pi\frac{\partial m_z}{\partial x_\mu}. \tag{9}$$

Задача о вычислении магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ в пространстве вне антиферромагнетика и внутри него сводится к решению уравнений Максвелла $\mathrm{rot}\mathbf{H}=0$, $\mathrm{div}\mathbf{H}=0$ с граничными условиями (9) на поверхности образца. Эти условия таковы, как если бы поверхность характеризовалась ненулевыми значениями поверхностных плотностей q магнитного заряда и электрического тока j_μ, причем

$$q=-\frac{\partial m_\mu}{\partial x_\mu},\qquad j_\mu=ce_{\mu\nu}\frac{\partial m_z}{\partial x_\nu},\tag{10}$$

где c – скорость света, $e_{\mu\nu}$ – двумерный единичный антисимметричный тензор. Формулы (10) в соответствующей локальной системе координат могут быть использованы для произвольной неплоской границы кристалла.

4. Рассмотрим поверхность, состоящую из двух пересекающихся под углом θ плоских участков, соприкасающихся вдоль ребра $z=x=0$ (при $x<0$ поверхность кристалла совпадает с плоскостью $z=0$, при $x>0$ – с плоскостью $z=x\mathrm{tg}\theta$). Пусть при $x<0$ нормальная и тангенциальная компоненты поверхностной намагниченности равны $m_n^{(1)}=m_z^{(1)}$, $m_t^{(1)}=m_x^{(1)}$, соответственно при $x>0$ имеем $m_n^{(2)}=m_x^{(2)}\cos\theta+m_z^{(2)}\sin\theta$, $m_t^{(2)}=m_x^{(2)}\cos\theta-m_z^{(2)}\sin\theta$. Из формул (10) ясно, что распределение магнитного поля на макроскопических расстояниях от ребра $z=x=0$ таково, как если бы ребро обладало линейной плотностью магнитного заряда $Q=m_t^{(1)}-m_t^{(2)}$ и вдоль ребра протекал ток $J=c(m_n^{(2)}-m_n^{(1)})$. В цилиндрической системе координат с осью вдоль ребра имеем:

$$H_r=\frac{2}{r}(m_t^{(1)}-m_t^{(2)}),\qquad H_\varphi=\frac{2}{r}(m_n^{(2)}-m_n^{(1)}).\tag{11}$$

Поле убывает обратно пропорционально первой степени расстояния от ребра r.

В частном случае $\theta=0$ эти формулы описывают распределение поля вблизи ступеней на поверхности антиферромагнетика, разделяющих две части поверхности, характеризующиеся одинаковыми ориентациями, но различными значениями поверхностной намагниченности. Такие ступени могут существовать как линейные дефекты на поверхности в случаях, обсуждавшихся в разд.1. Они обязательно возникают для вицинальных граней антиферромагнитного кристалла.

В заключение отметим, что решение экспериментальной задачи по наблюдению монопольного поведения магнитного поля вблизи особых линий на поверхности позволяет путем использования простых формул (11) определить поверхностную намагниченность различных граней кристалла.

Благодарю А.С.Боровика-Романова, А.Я.Паршина, А.И.Смирнова, И.Н.Хлюстикова и В.С.Эдельмана за полезное обсуждение работы.

---

1. Д.Н.Астров, А.С.Боровик-Романов, Н.Б.Ермаков и др. Письма в ЖЭТФ этот выпуск (1996).
2. I.Dzyaloshinskii, Solid State Comm. **82**, 579 (1992).
3. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, ЖЭТФ **70**, 1522 (1976).
4. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, §23.
6. В.И.Марченко, ЖЭТФ **80**, 2010 (1981).