КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ И МЕЖФАЗНЫЕ ГРАНИЦЫ, Том 15, № 2, С. 139—143

УДК 537.226+537.6

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В СЕГНЕТОФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ КОСОГО СРЕЗА

А. П. Лазарев

ООО «Росбиоквант», проспект Труда, 48, офис 202 А, 394026 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 24.10.2012 г.

Аннотация. Рассмотрены условия фазового перехода в сегнетомагнитную фазу в пленках сегнетоферромагнетиков косого среза по механизму потери устойчивости исходного однородного состояния. Установлена зависимость геометрии доменной структуры и температурного перехода в неоднородное состояние от ориентации векторов поляризации $\vec{P}$ и намагниченности $\vec{M}$ относительно поверхности пленки сегнетоферромагнетиков. Обсуждается возможность использования пленок сегнетоферромагнетиков для неразрушающей записи и считывания информации.

Ключевые слова: сегнетоферромагнетики, фазовые переходы, доменная структура, пленки, поляризация, намагниченность, запись/считывание информации.

ВВЕДЕНИЕ

Фазовый переход в сегнетомагнитную фазу сопровождается появлением магнитных и электрических полей, обусловленных существованием в кристаллах сегнетоферромагнетиков спонтанных поляризационных и магнитных моментов, наличие которых отличает сегнетомагнетики от обычных магнетоэлектриков [1]. Наличие линейного магнитоэлектрического эффекта описывается инвариантом по обращению времени членом в термодинамическом потенциале, линейным как по электрическому, так и по магнитным полям, который для сегнетоферромагнетиков записывается в виде $\gamma_{ij}P_iM_j$, где γ_{ij} – несимметричный t-нечетный аксиальный тензор второго ранга магнито-электрического взаимодействия, компоненты которого определяются магнитной симметрией [2], P_i — компонента t-четного вектора поляризации, M_j — компонента t-нечетного аксиального вектора намагниченности.

Рассмотрение фазового перехода в сегнетомагнитную фазу в пленках сегнетоферромагнетиков в неоднородную фазу по механизму потери устойчивости исходного однородного состояния на примере типичного сегнетоферромагнетика Ni-I-борацит ($Ni_3B_7O_{13}I$), который при температуре $T \le 64$ К принадлежит к магнитному классу m'm2' и является одновременно сегнетоэлектриком и слабым ферромагнетиком, спонтанные поляризации и намагниченность которого направлены по разным осям симметрии [1], проведено в [4].

В [4] установлено условие фазового перехода, которое имеет вид:

$$\alpha_{ii}\beta_{jj} - \gamma_{ij}^2 = 0\,, \tag{1}$$

где α_{ii}, β_{jj} — температурно зависящие тензорные коэффициенты разложения термодинамического потенциала Φ по степеням P_i и M_j соответственно. Парафраза будет существовать при условии $\alpha_{ii} > 0$, $\beta_{jj} > 0$ и $\alpha_{ii}\beta_{jj} - \gamma_{ij}^2 > 0$.

При изменении температуры образца, коэффициенты, входящие в (1) могут меняться по величине, в результате чего выйдут на поверхность (1) в трехмерном пространстве коэффициентов α_{ii}, β_{jj}, γ_{ij}. При этом произойдет потеря устойчивости симметричной фазы и возникает сегнетомагнитная фаза, в которой соотношение между компонентами поляризации и намагниченности определяется местонахождением точки фазового перехода на поверхности (1):

$$P_i \sim \beta_{jj}(T_o);\; M_j \sim \gamma_{ij}(T_o)\,. \tag{2}$$

В итоге не равными нулю оказываются два двухкомпонентных вектора P_i и M_j и P_j, M_i, i и j – соответствующие направления в кристалле.

В [4] фазовый переход в неоднородное состояние рассмотрен для случая, когда компоненты P_i или M_j перпендикулярны поверхности пленки одновременно с осью x_1 лабораторной системы координат ($0x_1x_2x_3$).

Целью работы является рассмотрение задачи по образованию доменной структуры в пленке сегнетомагнетика для среза произвольной ориентации, что связано с приближением к пониманию условий фазового перехода в более сложных системах, так и возможной практической важности сегнетомагнитных пленок косого среза в вычислительной технике. Такая задача для «чистых» сегнетоэлектриков решена в [3].

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛЕНКЕ СЕГНЕТОМАГНЕТИКА КОСОГО СРЕЗА

Расположим лабораторную систему $0x_1x_2x_3$ таким образом, чтобы ось x_1 была перпендикулярна плоскости пленки сегнетоферромагнетика толщиной λ, ось x_2 перпендикулярна направлению спонтанной поляризации P_1 и параллельна направлению спонтанной намагниченности M_2.

Угол между осью x и осью спонтанной поляризацией или сегментоэлектрической осью обозначим через ψ.

Кристаллографическая система координат $0x_1'x_2'x_3'$ составляет угол ψ между осями x_1 и x_1', x_3 и x_3', ось x_1' параллельна срезу пленки, направления осей x_2 и x_2' совпадают.

Термодинамический потенциал *Ф* сегнетоферромагнитной пленки в кристаллографической системе координат имеет вид:

$$\Phi=\int\left[\begin{array}{c}\dfrac{\alpha_\perp}{2}p_\perp^2-\dfrac{\alpha_{11}}{2}p_{11}^2+\dfrac{\beta_\perp}{2}M_\perp^2-\\ -\dfrac{\beta_{22}}{2}M_2^2+\dfrac{æ_P}{2}\left(\dfrac{\partial P_{II}}{\partial x_3^1}\right)^2+\dfrac{æ_M}{2}\left(\dfrac{\partial M_3}{\partial x_3^1}\right)^2+\\ +\dfrac{E^2}{8\pi}+\dfrac{H^2}{8\pi}+\gamma_{12}P_1M_2\end{array}\right]dV. \quad (3)$$

Здесь P_{II}, $P_\perp$, $M_\perp$, M_2 — проекции вектора поляризации и намагниченности на направление сегнетоэлектрической оси и перпендикулярное ему соответственно; $P_2=0$, $M_3=0$; $\alpha_\perp$, α_{II}, $\beta_\perp$, β_{22}, $æ_P$, $æ_M$ — параметры разложения термодинамического потенциала по степеням компонента поляризации и намагниченности, причем: $\alpha_{II}=\alpha_0(T_C-T)$, $\beta_{22}=\beta_0(T_C-T)$, T_c — температура Кюри; α_{II}, $\beta_{22}>0$; соответствуют сегнетомагнитной фазе; $E=(E_{II}, E_\perp)$, $H=(H_2, H_\perp)$ — деполяризующее и размагничивающее поля соответственно; $æ\sim a^2$, a — параметр решетки. Рассматривается случай выхода на поверхность пленки сегнетоферромагнетика компоненты вектора поляризации P_1. В рамках рассматриваемого механизма возникновение доменной структуры происходит по механизму потери устойчивости исходной парафазы, поэтому в (3) нелинейные слагаемые не учитываются. В интеграле (3) оставлены два корелляционных слагаемых, отражающих связь значений векторов P_{II} и M_2 в соседних точках, различающихся координатами x_3. Такое приближение оправдано в условиях, когда ширина доменов значительно меньше толщины пластины. Такая ситуация является типичной для рассматриваемой системы [5, 6].

Решение данной задачи удобно проводить в лабораторной системе координат, переход к которой от кристаллографической системы координат определяется следующими выражениями:

$$x_1'=x_1\cos\psi-x_3\sin\psi,$$

$$x_3'=x_1\sin\psi-x_3\cos\psi,$$

$$x_2'=x_2. \quad (4)$$

Отсюда следует:

$$\frac{\partial}{\partial x_1'}=\frac{\partial}{\partial x_1}\cos\psi-\frac{\partial}{\partial x_3}\sin\psi,$$

$$\frac{\partial}{\partial x_3'}=\frac{\partial}{\partial x_1}\sin\psi-\frac{\partial}{\partial x_3}\cos\psi,$$

$$\frac{\partial}{\partial x_2'}=\frac{\partial}{\partial x_2}. \quad (5)$$

Аналогично осуществляется обратный переход от лабораторной к кристаллографической системе координат.

Минимизация (3) по компонентам векторов поляризации и намагниченности дает:

$$\alpha_\perp P_\perp=E_\perp'=-\frac{\partial\phi}{\partial x_1'}=-\frac{\partial\phi}{\partial x_1}\cos\psi+\frac{\partial\phi}{\partial x_3}\sin\psi, \quad (6)$$

$$-\alpha_{\parallel}P_{\parallel} - æ_p \frac{\partial^2 P_{\parallel}}{\partial x_3'^2} + \gamma_{12}M_2 = E_{11}' = \\ = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_3'} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}\sin\psi + \frac{\partial\varphi}{\partial x_3}\cos\psi\right), \quad (7)$$

$$\beta_{\perp}M_{\perp} = H_{\perp} = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_1'} = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}\cos\psi + \frac{\partial\varphi}{\partial x_3}\sin\psi, \quad (8)$$

$$-\beta_{22}M_2 - æ_M \frac{\partial^2 M_2}{\partial x_3'^3} + \gamma_{12}P_1 = H_2 = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_2}. \quad (9)$$

К уравнениям (6)—(9) следует добавить уравнения электростатики и магнитостатики:

$$div\vec{D} = -\frac{4\pi e^2 n_0 \varphi}{kT},\ \vec{E} = -\nabla\phi_c, \quad (10)$$

$$\vec{H} = -\nabla\varphi\ (11),\ div\vec{B} = 0, \quad (11)$$

где – e — элементарный заряд, n_0 — концентрация свободных носителей заряда; k– постоянная Больцмана.

Решение этой системы уравнений в лабораторной системе координат можно записать в виде экспонент ввиду линейности системы уравнений

(6—11) по компонентам векторов $\vec{P},\vec{H}$ и потенциала полей φ:

$$\varphi = \varphi_0 \exp(iqx_3)\exp(i\lambda x_1). \quad (12)$$

Здесь q – вещественное волновое число, определяющее периодичность волны поляризации в направлении оси x_3; λ определяет изменение φ по толщине пластины и в общем случае может быть комплексным.

Совместное рассмотрение системы уравнений (6)—(12) дает выражение для связи между λ и q:

$$\lambda_{1,2} = \frac{4\pi\sin\psi\cos\psi\left(\alpha_{\perp} + \tilde{\alpha}_{11}'\right) \pm \pm\alpha_{\perp}\tilde{\alpha}_{\parallel}'\sqrt{\left(\frac{4\pi}{\tilde{\alpha}_{\parallel}'} - 1\right)\left(\frac{4\pi}{\alpha_{\perp}} + 1\right) + \frac{1}{l^2 q^2}\left(\frac{\cos\psi}{\tilde{\alpha}_{\parallel}'} + \frac{\sin\psi}{\alpha_{\perp}} - 1\right)}}{\alpha_{\perp}\tilde{\alpha}_{\parallel}'\left[1 + 4\pi\left(\frac{\sin^2\psi}{\alpha_{\perp}} - \frac{\cos^2\psi}{\tilde{\alpha}_{\parallel}'}\right)\right]} q^{-1}, \quad (13)$$

здесь $l = \left(kT\big/4\pi e^2 n_0\right)^{1/2}$ – длина экранирования; $\tilde{\alpha}_{\parallel}' = \tilde{\alpha}_{\parallel}\left(1 - \frac{\gamma_{12}^2}{\tilde{\alpha}_{\parallel}\tilde{\beta}_{\parallel}}\right)$,

$$\tilde{\alpha}_{\parallel} = (\alpha_{\parallel} - æ_p q^2\cos^2\psi),$$

$$\tilde{\beta}_{22} = \beta_{22} - æ_M q^2\cos^2\psi.$$

При $\gamma_{12}=0$, $n_0=0$ получается выражение связи между λ и волновым числом k из [3]. При ψ=0 получается ранее известное выражение для λ из [7]:

$$\lambda_{1,2} = \pm k\sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{1}{l\tilde{\alpha}_{\parallel}'}}, \quad (14)$$

где $\varepsilon_{\perp} = 1 + \frac{4\pi}{\alpha_{\perp}}$, $\varepsilon_{\parallel} = \frac{4\pi}{\tilde{\alpha}_{\parallel}'} - 1$. При $n_0=0$ (14) соответствует связи между λ и q в [3].

Можно отметить, что корни $\lambda_{1,2}$ являются здесь вещественными. Выражения (7),(9) получены в приближении $\psi<1$, что позволяет опустить члены типа $\lambda\sin\psi$ в (7), (9) при переходе к лабораторной системе координат в градиентных членах $æ_p$ ($\partial^2 P_{II}/\partial x_3'^2$) и $æ_M$($\partial^2 M_{II}/\partial x_3'^2$) [3]. Учет указанных слагаемых сильно усложняет решение задачи, поэтому рассмотрение образования доменной структуры для углов ψ, близких к $\pi/2$, будет приведено в отдельной работе.

С учетом наличия двух корней (14) решение (12) системы уравнений равновесия для P и M в пленке сегнетомагнетика можно записать в виде:

$$\varphi = A\exp(iqx_1)\exp(i\lambda_1 x_3) - \\ -B\exp(iqx_1)\exp(i\lambda_2 x_1), |x_3| < L. \quad (15)$$

Вне пленки сегнетоферромагнетика потенциал φ есть решение уравнения Лапласа $\nabla^2\varphi = 0$:

$$\varphi = C\exp(iqx_1)\exp(-\lambda x_3), |x_3| > L. \quad (16)$$

Решения (15), (16) должно отвечать граничным условиям на поверхности пленки при $x_1 = \pm L$:

$$\varphi(x_1, x_3)_{x_1=L-0} = \varphi(x_1, x_3)_{x_1=L+0}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}\Big|_{x_3=L-0}-\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}\Big|_{z_3=L+0}=4\pi P_1\Big|_{x_3=L-0}, \quad (18)$$

где $P_1=P_{\parallel}\cos\psi-P_{\perp}\sin\psi$ — нормальная к поверхности пленки проекция поляризации, возникающей при фазовом переходе.

Из (17), (18) в приближении $4\pi/\tilde{\alpha}'_{\parallel}\geq 1$ получаем искомую зависимость между температурно зависящей величиной $y=\gamma_{12}^2-\alpha_{11}\beta_{22}$ и волновым числом q:

$$\sqrt{\varepsilon_{\perp}\frac{4\pi}{\tilde{\alpha}'_{\parallel}}+\frac{1}{l^2q^2}(\frac{\cos\psi}{\tilde{\alpha}'_{\parallel}}+\frac{\sin\psi}{\alpha_{\perp}})}tg(\lambda_1-\lambda_2)L=2\,. \quad (19)$$

В точке фазового перехода $\frac{4\pi}{\tilde{\alpha}'_{\parallel}}>>1$, что позволяет из (19) получить выражение:

$$(\lambda_1-\lambda_2)L=\pi m\,, \quad (20)$$

m – целое число. Используя (13), получим искомую зависимость y от q:

$$y=\frac{\alpha_{II}\gamma_{12}æ_{\mathrm{P}}+\beta_{22}æ_{\mathrm{M}}}{\beta_{22}-æ_M q^2\cos\psi}q^2\cos^2\psi+ \\ +\frac{\pi^3\beta_{22}\cos^4\psi}{L^2(\varepsilon_{\perp}q^2+l^{-2}\cos\psi)+\frac{\pi^2}{4}}\,. \quad (21)$$

При записи (21) был учтен тот факт, что значение m<0. Значение m=0 соответствует зарождению однородного состояния сегнетомагнитной фазы, устойчивому состоянию зарождающейся сегнетомагнитной фазы соответствует значение m=-1.

Фазовый переход в сегнетомагнитное состояние по механизму потери устойчивости исходного однородного состояния определяется из условия минимум $\frac{\partial y}{\partial q}=0$ зависимости y=y(q), что дает значение волнового числа $q_{\min}$ для возникающей при фазовом переходе волны поляризации $q_{\min}$, отвечающее значению $y_{\min}$ в виде:

$$q^2=\frac{\pi^{3/2}\beta_{22}\cos\psi}{(\varepsilon_{\perp}(\gamma_{12}^2æ_{\mathrm{M}}+\beta_{22}^2æ_P))^{1/2}L}-\frac{1}{l^2\varepsilon_{\perp}}\,. \quad (22)$$

Минимальное смещение Δ T от температуры фазового перехода T_c ($\Delta T=T_c-T$) в условиях отсутствия деполяризующего электрического поля определяется из указанного выше условия минимума $\partial y/\partial q=0$, оказывается зависящим от периода q изменения вектора спонтанной поляризации и из выражения (21) при подстановке в него выражения для q из (22) имеет вид:

$$y=\left(\frac{\pi^3(\gamma_{12}^2æ_{\mathrm{M}}+\beta_{12}^2æ_{\mathrm{P}})}{\varepsilon_{\perp}}\right)^{y_2}\frac{1}{L}\cos^3\psi\,. \quad (23)$$

Расчет для случая, когда вектор $\vec{q}\perp P_s$, проведенный для изотропного случая, когда $\alpha_{x_1}=\alpha_{x_2}$, показывает, что структура первого типа, рассмотренная выше, реализуется раньше, чем второго, поскольку получается, что $\Delta T_1<\Delta T_2$ и структура с q $\perp P_s$ практически не реализуется.

Во внешнем электрическом поле характер перехода не меняется, и наличие поля приводит к смещению температуры фазового перехода в область низких температур без существенного изменения периода доменной структуры [3].

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В отсутствие магнитоэлектрического эффекта (γ=0), при ψ=0, $n_0=0$ получается обычное выражение для q в сегнетоэлектриках:

$$q^2=\frac{\pi^3 2}{\varepsilon_{\perp}æ^{1/2}L}\,, \quad (24)$$

определяющее период доменной структуры $d=\frac{\pi}{q}$.

С ростом концентрации носителей заряда n_0 наступит момент, когда q=0, что отвечает монодоменному состоянию, которое реализуется при длине экранирования l равной:

$$l^2=\frac{(\alpha_{22}æ_M+\beta_{22}æ_P)^{y_2}}{(\pi^3\varepsilon_{\perp})^2\beta_{22}\cos\psi}L\,. \quad (25)$$

Концентрация свободных носителей заряда при этом должна быть:

$$n_0=\frac{(\pi^3\varepsilon_{\perp})^4\cos\psi\beta_{22}kT}{4\pi e^2(\gamma_{12}^2æ_M+\beta_{22}^2æ_P)^4L}\,. \quad (26)$$

При обычных значениях величин $\varepsilon_{\perp}$, k, β_{22}, x, γ, T~300 K, толщин пленок $L\sim10^{-7}$–10^{-6}см, концентрация n_0 свободных носителей заряда, обеспечивающая монодоменное состояние, составляет величину $n_0\sim10^{15}$–10^{18} см$^{-3}$. С ростом угла ψ монодоменное состояние наступит при меньшей концентрации n_0.

Случай выхода на поверхность сегнетомагнитной пленки компоненты вектора M_2 рассмотрен в [4] и проводится аналогично.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что сегнетоферромагнитные материалы могут быть использованы в качестве компонентов в запоминающих устройствах, функционирующих на основе новых физических эффектов. Например, в качестве управляющего сигнала может быть использовано электрическое поле, превосходящее коэрцитивное, а для регистрации поляризации элемента памяти может быть использован магнитооптический эффект, возникающий при отражении поляризованного света. Поскольку при считывании состояния поляризации не происходит его изменение, процесс проходит безинерционно и не требует переполяризации. Это является важным преимуществом данного способа считывания.

Знание зависимости параметров доменной структуры от ориентации среза образца расширяет возможности применения на практике, в частности в вычислительной технике.

Работа выполнена при поддержке ФЦП, ГК № 16.513.11.3014 от 08.04.2011 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика сегнетоэлектрических явлений / Под ред. Г. А. Смоленского. Л.: Наука, 1985. С. 395.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: ФИЗ-МАТЛИТ, 2003. С. 651.
3. *Даринский Б. М., Лазарев А. П., Сидоркин А. С.* // ФТТ. 1993. Т. 35. № 7. С. 1942—1946.
4. *Аль Рифаи С. А., Даринский Б. М., Лазарев А. П. и др.* // ФТТ. 2012. Т. 54. № 5. С. 921—923.
5. *Ченский Е. В., Тарасенко В. В.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3 (9). С. 1086—1099.
6. *Лазарев А. П. Федосов В. Н.* // Изв.АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 48. № 6. С. 1193—1195.
7. *Даринский Б. М., Лазарев А. П., Сидоркин А. С.* // Кристаллография.1991. Т. 36. № 3. С. 757—758.

Лазарев Александр Петрович — к.ф.-м.н., ООО «Росбиоквант», Воронеж; тел.: (915) 5424262, e-mail: me144@phys.vsu.ru

Lazarev Aleksandr P. — Cand. Sci. (Phys.–Math.), LLC «Rosbiokvant», Voronezh; tel.: (915) 5424262, e-mail: me144@phys.vsu.ru