УДК 537.2

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ЖЕСТКОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНИТОЭЛЕКТРОУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ, СВЯЗАННОМ С ПРОГИБОМ ИХ СЕГМЕНТОВ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

[1]Гадалов В.Н., [1]Родионов А.А., [2]Самойлов В.В., [1]Родионов А.А.

[1]ФГБОУ ВПО «Юго-Западный государственный университет», Курск, e-mail: gadalov-vn@yandex.ru, raa41@inbox.ru;

[2]ОАО «НПП «Геофизика-Космос», Москва, e-mail: samoilovvv@inbox.ru

Рассмотрено влияние прогиба сегментов доменных границ, закрепленных, в том числе линейными дефектами, на коэффициент жесткости доменных границ. Показано, что это влияние на суммарный коэффициент жесткости может быть особенно существенным, когда энергия на единицу площади доменных границ не мала. С ростом длины закрепления доменных границ эта составляющая суммарного коэффициента жесткости увеличивается, а при длине закрепления доменных границ, стремящейся к бесконечности, она зануляется. В динамическом режиме доменным границам с большими массами будет соответствовать большее значение жесткости, связанной с прогибом сегментов доменной границы. Значения коэффициента жесткости, связанного с прогибом сегментов доменной границы, в квазистатическом и динамическом режиме колебаний доменных границ могут отличаться на порядок.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, сегнетомагнетики, доменные границы, сегнетова соль

ABOUT STIFFNESS FACTOR OF DOMAIN BOUNDARIES IN ELECTRICALLY AND MAGNETICALLY ORDERED SYSTEMS, MEDIATED BY THEIR SEGMENTS DEFLECTION IN EXTERNAL FIELDS

[1]Gadalov V.N., [1]Rodionov A.A., [2]Samoylov V.V., [1]Rodionov A.A.

[1]South-West State University, Kursk, e-mail: gadalov-vn@yandex.ru, raa41@inbox.ru;

[2]JSC «Geofizika-Cosmos» Research & Production Enterprise, Moscow, e-mail: samoilovvv@inbox.ru

In this article, the influence of deflection of the domain boundaries segments, fixed by streak defects, on a stiffness factor of domain boundaries is investigated. It is shown, that this influence on a total stiffness factor can be especially essential when the energy per unit of domain boundaries area is not small. With growth of domain boundaries pinning this component of a total stiffness factor is increased, and at tending to infinity domain boundaries pinning it became null. In a dynamic mode, domain boundaries with greater masses are conforming to the greater values of stiffness, associated with domain boundaries segments deflection. Values of this stiffness in quasi-static and dynamic modes of domain boundaries oscillations may differ by an order of magnitude.

Keywords: ferroelectrics, multiferroics, domain boundaries, Seignette's salt

Как известно, доменные границы (ДГ) в ферромагнетиках, ферритах, сегнетоэлектриках и сегнетомагнетиках, а также в антиферромагнетиках и антисегнетоэлектриках обладают свойством противодействовать при их смещении внешней силе F_0, то есть в линейном приближении $F_0 = kx$, где k – жесткость, а x – смещение ДГ из ее исходного положения. Величина k имеет несколько составляющих. Одна из них возникает, например, в ферромагнетиках, не имеющих дефектов, где предполагается, что ДГ – плоская, не меняющая свою кривизну, и связана она с тем, что под действием внешней силы σ возникает разность магнитоупругих (или электроупругих) энергий, приводящая к возникновению возвращающей силы, пропорциональной смещению ДГ. Если в поле σ или магнитном H эти энергии для двух соседних доменов будут одинаковы (как для 180° ДГ), то эта сила не возникает. В некоторых кристаллах, как например в сегнетовой соли, из-за наличия в них электроупругой энергии, связанной с пьезострикцией (она линейна по σ и по $\vec{p}_s$ (спонтанная поляризация), появляются под действием σ смещения 180° ДГ, в то время как её электрострикционная часть $p_s^2\sigma$ вклада в смещение этих ДГ не дает. Но 90° ДГ смещаются за счет обеих составляющих электроупругой энергии. При смещении ДГ вдоль ее границы возникают магнитные полюса, за счет которых также появляется возвращающая сила

$$\frac{NI_s^2 x}{q_0} \text{ [2]},$$

где N – размагничивающий фактор, а q_0 – размер домена вдоль x, т.е. жесткость

$$k_x = \frac{NI_s^2 x}{q_0}.$$

Однако есть еще одна составляющая жесткости ДГ. Она возникает за счет того, что ДГ, закрепленная на краях доменов, имеющих размер вдоль z-направления l_Γ, изгибается, располагаясь на отрезке z от $\frac{l_\Gamma}{2}$ до $-\frac{l_\Gamma}{2}$

. Когда на такую изначально плоскую ДГ действует сила F_0, которая однородна вдоль z-оси, ДГ прогибается, как горизонтальная струна, закрепленная на её краях, в поле силы тяжести, приобретающая форму цепной линии. Этот случай прогиба ДГ рассмотрен в работах [2, 3], а подробно в [4, 5]. Там показано, что смещение ДГ x^ зависит от m, в виде:

$$x_{12}(z)=\frac{D_{12}}{B_{12}}\left[1-\frac{e^{\sqrt{B_{12}/\gamma}\cdot z}+e^{-\sqrt{B_{12}/\gamma}\cdot z}}{e^{\sqrt{B_{12}/\gamma}\cdot\frac{l_z}{2}}+e^{-\sqrt{B_{12}/\gamma}\cdot\frac{l_z}{2}}}\right] \quad (1)$$

для 90° ДГ в плоскости (110) с размером доменов вдоль её смещения q_{012}.

Здесь γ – энергия единицы площади ДГ,

$$B_{12}=K+\frac{NI_s^2}{q_{012}},$$

K – жесткость ДГ, связанная с разностью магнитоупругих энергий вдоль смещения ДГ для идеальных бездефектных кристаллов, $D_{12}=I_sH_c\left(\cos\beta_1-\cos\beta_2\right)$, H_c – магнитное поле, приложенное в плоскости (001) с направляющими его углами β_1, β2, то есть в данном случае прогиб ДГ возникает за счет поля H_c. В случае если на ДГ действует упругое напряжение σ, возникает величина D_{12} за счет неодинаковости в соседних доменах магнитоупругих энергий (объемная плотность). В общем случае она является функцией σ_{ij}, то есть направляющих косинусов напряжения σ и ориентации в них векторов спонтанной намагниченности. Если произвести усреднение по z зависимости $x_{12}(z)$, то получается среднее смещение ДГ:

$$<x_{12}>=\frac{D_{12}}{B_{12}}\left(1-\frac{2}{l_z}\sqrt{\frac{\gamma}{B_{12}}}th\left[\frac{l_z}{2}\sqrt{\frac{B_{12}}{\gamma}}\right]\right). \quad (2)$$

Однако при таком смещении ДГ возникает дополнительная возвращающая сила, связанная с коэффициентом жесткости K в идеальных кристаллах и $\frac{NI_s^2x_{12}}{q_{012}}$ за счет размагничивающих полей. Таким образом, в формуле (2), где $th\left[\frac{l_z}{2}\sqrt{\frac{B_{12}}{\gamma}}\right]$ – гиперболический тангенс, при смещении ДГ на расстояние $<x_{12}>$ на нее действуют в нашем случае три возвращающие ее в положение равновесия силы

$$\left(K+\frac{NI_s^2}{q_{012}}+K_D\right)<q_{12}>,$$

где K_D – жесткость ДГ, обусловленная ее стремлением распрямиться. То есть K_D – это отношение средней по z спрямляющей силы $-\gamma\frac{\partial^2x_{12}}{\partial z^2}$ к смещению ДГ. В таком виде сила в точке z по [3], спрямляющая границу, равна $-\gamma\frac{\partial^2x_{12}}{\partial z^2}$. Далее находим для $-\gamma\frac{\partial^2x_{12}}{\partial z^2}$ среднюю силу по z и для нее получаем соотношение:

$$\left\langle\frac{\partial^2x_{12}}{\partial z^2}\right\rangle=\frac{2\gamma A\alpha}{L}\left[e^{\alpha\frac{l_z}{2}}-e^{-\alpha\frac{l_z}{2}}\right], \quad (3)$$

где введены обозначения:

$$A=\frac{D_{12}}{B_{12}},\quad \alpha=\sqrt{B_{12}/\gamma},\quad L=e^{\alpha\frac{l_z}{2}}-e^{-\alpha\frac{l_z}{2}}.$$

Величина K_D приближенно равна отношению этой силы к среднему смещению x_{12}. ДГ:

$$K_D=\frac{2\gamma A\alpha}{L}\left[e^{\alpha\frac{l_z}{2}}-e^{-\alpha\frac{l_z}{2}}\right]\Bigg/\left(1-\frac{2}{l_z\alpha}\left[th\frac{l_z\alpha}{2}\right]\right). \quad (4)$$

Структурно-чувствительной величиной здесь может являться l_z, которая зависит от концентрации, вида и распределения дефектов по кристаллу.

Если, например, для железа

m = 1,2·10^{-10} г/см^2, γ = 2 эрг/см^2,

а l_z = 0,04 см, то $\alpha\cong 4{,}5\cdot10^{-1}$ см$^{-1}$

и если

$$K+\frac{NI_s^2}{q_{012}}\approx 1 \text{ дин/см}^3,$$

то $K_D\cong 0{,}02$ дин/см^3.

То есть тогда K_Σ = 1,02 дин/см^3, а

$$\omega_0\cong\sqrt{1{,}02/1{,}2\cdot10^{-10}}=10^5.$$

Это соответствует собственным частотам колебаний ДГ в кристаллах железа, в то же время ω_0 также становится структурно-чувствительной величиной, зависящей от дефектности магнетика и его магнитоструктурных и упругих параметров. Если взять сегнетоэлектрик, например, $BaTiO_3$, то в $<x_{12}>$ величина $D_{12}=P_se\left(\cos\beta_1-\cos\beta_2\right)$, $B_{12}=K+K_N+K_D$, где e – напряженность электрического поля, P_s – спонтанная поляризация. В сегнетомагнетиках есть упругая, магнитоупругая и упруго-электрическая и магнитоэлектрическая подсистемы, то есть суммарный коэффициент жесткости K_Σ будет состоять из первых трех составляющих. Упругая, например, подсистема сегнетомагнетика предопределяет жесткость ДГ бездефектных кристаллов, а ДГ является совмещенной за счет магнитоэлектрической подсистемы.

Рассмотрим далее уже в динамическом режиме жесткость K_D, когда ДГ колеблется под действием периодической силы. В этом случае зависимость $x_{12}(z)$ может быть найдена из уравнения:

$$m\ddot{x}_{12} + \beta_c \dot{x}_{12} + kx_{12} - \gamma \frac{\partial^2 x_{12}}{\partial z^2} = F_0 \cos\omega t. \quad (5)$$

Здесь ДГ закреплены в точках $z = 0$ и l_z. Решение этого уравнения, например, даже при $\beta_c = 0$, $k = 0$ имеет громоздкий вид. Оно представляет суперпозицию по гармоникам в $\sin\frac{(2n+1)\pi z}{l}$, при $n = 0,12$. При четных гармониках средние значения по z $x_{12}(t,z)$ зануляются, а для нечетных с ростом n амплитуды смещения по [1] уменьшаются. Например, для n составляющей:

$$x_{12} = \frac{4l_z F_0}{\pi^2\alpha} \cdot \left[\frac{\omega_{2n+1}\sin\omega t - w\sin(\omega_{2n+1}t)}{\omega^2_{2n+} - \omega^2}\right] \sin\frac{(2n+1)\pi z}{l}, \quad (6)$$

где $\alpha = \sqrt{T/m}$, T – сила натяжения ДГ, m – масса её единицы площади, $\omega_{2n+1} = -\gamma\frac{(2m+1)\pi\alpha}{l}$.

Решение (5) отличается от (6) для $n = 0$ тем, что масса ДГ будет завышать в (5) в сравнении с (6) среднее значение $x_{12}(z)$. Это соответствует некоторой убыли величины K_D в динамическом режиме в сравнении с квазистатическими колебаниями ДГ. В то же время вязкость β в режиме (5) способствует уменьшению среднего значения $x_{12}(z)$, т.е. возрастанию K_D. В (6) также не учитывается та жесткость К ДГ, которая получается для бездефектных кристаллов, когда при смещениях ДГ остается плоской.

Заключение

Учет жесткости с её ростом занижает амплитуду, а значит среднее смещение ДГ, и дает некоторое увеличение K_D. Однако значения K_D для динамического и статического смещения, по-видимому, могут отличаться на порядок.

Работа поддержана грантом НК-529 П(10). Госконтракт П-807.

Список литературы

1. Араманович И.Г., Левин В.И. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1969. – С. 77.

2. Плавский В. В. Численный расчет доменных границ в реальных кристаллах. – Уфа: Уфимский научный центр РАН, 1999. – Деп. в ВИНИТИ. 2001 – 01 F/16.

3. Родионов А.А., Желанов А.Л. Особенности диссипации энергии в магнетиках, связанные с обратимыми смещениями доменных границ в сопровождающих полях // Структурная релаксация в твердых телах: тезисы докл. Межд. конф. – Винница, 2003. – С. 161–163.

3. Родионов А.А., Желанов А.Л. Особенности диссипации энергии в магнетиках, связанные с обратимыми смещениями доменных границ в сопровождающих полях // Ультразвук и термодинамические свойства вещества: Сб. Рос. акустич. общ-ва. – Курск, 2003. – С. 35–42.

4. Родионов А.А., Игнатенко Н.М. Упругие и неупругие явления в сегнетоэлектриках в области линейного отклика. – Курск, 2006. – 172 с.

References

1. Aramanovich A.G., Levin V.I. *Uravneniya matematicheskoy fiziki* [Equations of mathematical physics]. Moscow, Nauka publ., 1969, p. 77.

2. Plavskiy V.V. *Chislenniy raschet domennykh granits v realnykh kristallakh* [Numerical calculation of domain borders in real crystals]. Ufa, Ufa Science Center of Russian Academy of Science, 1999.

3. Rodionov A. A., Zhelanov A.L. *Tezisy dokladov Mezhdunarodnoy Konferentsii «Strukturnaya relaksatsiya v tverdykh telakh»* (Proc Int. Conference "Structural Relaxation in Solids") Vinnytsia, 2003, pp. 161–163.

4. Rodionov A.A., Zhelanov A.L. *Osobennosti dissipatsii energii v magnetikakh, svyazannye s obratimymi smescheniyami domennykh granits v soprovozhdayuschikh polyakh. Sbornik Rossiyskogo Akusticheskogo Obschestva «Ultrazvuk i termodinamicheskie svoystva veschestva»* [Collected Articles by Russian Acoustic Society "Ultrasound and thermodynamic properties of substance"], Kursk, 2003, pp. 35–42.

5. Rodionov A.A., Ignatenko N.M. *Uprugie I neuprugie yavleniya v segnetoelektrikakh v oblasti lineynogo otklika* [The resilient and inelastic phenomena in a ferroelectric material in the area of the linear response]. Kursk, 2006, 172 p.

Рецензенты:

Кузьменко А.П., д.физ.-мат.н., профессор, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики ФГБОУ ВПО «Юго-Западный государственный университет», г. Курск;

Серебровский В.И., д.т.н., профессор, проректор по УР ФГБОУ ВПО «Курская государственная сельскохозяйственная академия», г. Курск.

Работа поступила в редакцию 25.06.2012.