

# Влияние полей размагничивания образца на структуру блоховской доменной границы в магнитоупорядоченном кубическом (001)-кристалле

© С.А. Дяченко, В.Ф. Коваленко, Б.Н. Таныгин, А.В. Тычко

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,  
03022 Киев, Украина

E-mail: dsa@univ.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 28 февраля 2007 г.)

Рассмотрены плоские блоховские доменные границы в неограниченной пластине кубического (001)-кристалла с отрицательной первой константой магнитной анизотропии для различных соотношений между энергиями магнитокристаллографической анизотропии и размагничивания образца. Показано, что энергия и структура таких доменных границ зависят от соотношения между плотностью энергий магнитокристаллографической анизотропии и размагничивания образца, а также от ориентации вектора, равного разности векторов намагниченности соседних доменов.

PACS: 75.70.Kw, 75.60.Ch

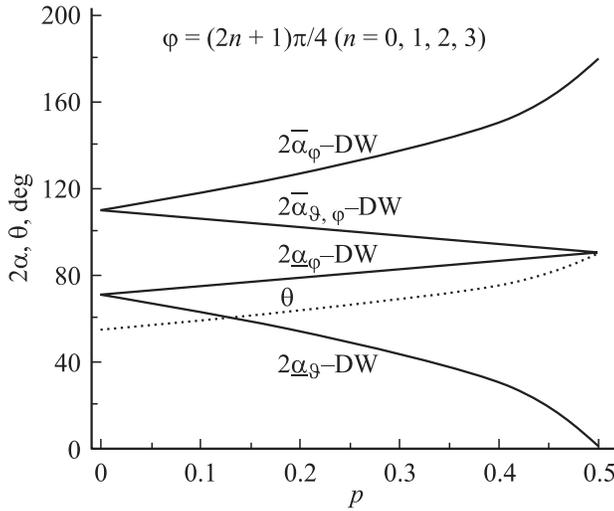
## 1. Введение

Размагничивающее поле, обусловленное магнитными зарядами на свободных поверхностях магнитоупорядоченного образца, может достигать существенных значений, соизмеримых с полем магнитокристаллографической анизотропии (МКА) магнитоупорядоченной среды [1,2]. При этом поле размагничивания становится фактором, влияющим на энергию и структуру плоских блоховских доменных границ (ДГ) [1–9]. В частности, это влияние заключается в изменении удельной энергии ДГ и распределения вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в ее объеме [1–3], появлении неоднородного по толщине образца распределения  $\mathbf{M}$  [1,4], возникновении асимметрии и субструктуры в объеме такой ДГ [5–7], смене блоховского характера разворота намагниченности неелевским [8–10] и т.п. Размагничивающее поле магнитоупорядоченного образца конечных размеров также отклоняет вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  в объеме магнитных доменов от осей легкого намагничивания (ОЛН) среды [2,9,11,12]. При этом изменяются граничные условия и тип ДГ [10,13], т.е. это поле становится фактором, влияющим на ее структуру. Именно для таких ДГ в (001)-кристаллах с отрицательной кубической МКА наблюдались фотоиндуцированные изгиб и сдвиг [11,12] их локальных участков. Существующие расхождения в интерпретации причин подобного поведения ДГ [11,12,14,15] могут быть обусловлены неучтенными особенностями их структуры, связанными с упомянутыми изменениями граничных условий и типа ДГ. В настоящей работе изучается структура изолированной плоской блоховской ДГ в неограниченной в плоскости (001) пластине кубического кристалла с отрицательной первой константой МКА для различных соотношений между плотностями энергии МКА ( $e_{\text{МКА}}$ ) и энергии размагничивания ( $e_M$ ).

## 2. Типы плоских блоховских ДГ

Для пространственно однородного распределения намагниченности направление  $\mathbf{M}$  ( $\mathbf{M} = M\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{a}$  — единичный вектор) в объеме неограниченной пластины совпадает с направлением легкого намагничивания (НЛН), ориентация которого соответствует минимуму плотности энергии магнитной анизотропии  $e_A = e_M + e_{\text{МКА}}$ , где  $e_M = 2\pi M^2 \alpha_3^2$ ;  $e_{\text{МКА}} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2)$ ;  $M$  — намагниченность насыщения;  $K_1$  — первая константа МКА;  $\mathbf{a} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ ;  $\alpha_1, \alpha_2$  и  $\alpha_3$  — направляющие косинусы  $\mathbf{M}$  в системе координат  $Ox_1x_2x_3$  с осями вдоль [100], [010] и [001] соответственно. Соотношение между  $e_{\text{МКА}}$  и  $e_M$  задается величиной параметра  $p$  ( $p = |2\pi M^2 / K_1|$ ). Если ориентация НЛН определяется полярным  $\theta$  и азимутальным  $\varphi$  углами ( $\theta$  и  $\varphi$  отсчитываются соответственно от [001] и [100]), то с ростом  $p$  в диапазоне  $0 \leq p \leq 0.5$  для  $K_1 < 0$  имеет место монотонный рост величины  $\theta$  при неизменных значениях угла  $\varphi$ :  $\theta = \arcsin \sqrt{2(p+1)}/3$ ;  $\varphi = (2n+1)\pi/4$ , где  $n = 0, 1, 2, 3$  (рис. 1). Для (001)-кристалла с  $K_1 < 0$  ориентация НЛН непрерывно изменяется между ОЛН (кристаллографические направления типа  $\langle 111 \rangle$  при  $p = 0$ ) и ее проекцией на плоскость (001) (направления типа  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (001) при  $p = 0.5$ ).

Значения углов  $\theta$  и  $\varphi$  (рис. 1) задают возможность ориентации  $\mathbf{M}$  в объеме доменов. Если ДГ разделяет два соседних домена с векторами намагниченности  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  ( $\mathbf{M}_1 = M\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{M}_2 = M\mathbf{m}_2$ ,  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  — единичные векторы, определяющие направления  $\mathbf{M}$  в объеме доменов), то их ориентация задается соответственно полярными  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ , а также азимутальными  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  углами. Угол  $2\alpha$  между  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  определяет тип ДГ [13]:  $\alpha = \arccos[(1 + (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2))/2]^{1/2}$ . В соответствии с этим ДГ для краткости называются  $2\alpha$ -градусными. В работе различаются ДГ с  $2\alpha \leq 90^\circ$  и  $2\alpha > 90^\circ$  (в дальнейшем соответственно  $2\alpha$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}$ -ДГ). Для фиксированной



**Рис. 1.** Тип ДГ (сплошные кривые) и ориентация вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  (пунктирная кривая) в объеме доменов для различных значений параметра  $p$ .

величины  $p$  полярные и азимутальные углы векторов  $\mathbf{m}_1$  или  $\mathbf{m}_2$  могут принимать соответственно любые из двух  $(\theta; \pi - \theta)$  и четырех  $(\pi/4; 3\pi/4; 5\pi/4; 7\pi/4)$  значений. Эти значения задают ориентацию вектора  $\Delta\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$  относительно развитой (в данном случае (001)) плоскости кристалла: параллельную ( $\vartheta_1 = \vartheta_2$ ;  $\varphi_1 \neq \varphi_2$ ); перпендикулярную ( $\vartheta_1 \neq \vartheta_2$ ;  $\varphi_1 = \varphi_2$ ); наклонную ( $\vartheta_1 \neq \vartheta_2$ ;  $\varphi_1 \neq \varphi_2$ ). Соответственно различаются  $2\alpha_{\varphi}$ -,  $2\alpha_{\vartheta}$ - и  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ.

В неограниченном ( $e_M = 0$ ) кубическом кристалле с  $K_1 < 0$  реализуются  $71^\circ$ -,  $109^\circ$ - и  $180^\circ$ -ДГ [10,16]. В пространственно ограниченном объемном кубическом (001)-кристалле с  $K_1 < 0$  упомянутые  $71^\circ$ -ДГ могут быть  $2\alpha_{\varphi}$ - или  $2\alpha_{\vartheta}$ -ДГ,  $109^\circ$ -ДГ —  $2\alpha_{\varphi}$ - или  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ, а  $180^\circ$ -ДГ — только  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ. Для исключения неоднозначности при описании изменений  $109^\circ$ - и  $180^\circ$ -ДГ в дальнейшем будем обозначать  $180^\circ$ -ДГ как  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ. С ростом  $p$  имеет место изменение этих „исходных“ (при  $p \approx 0$ ) ДГ. Его характер зависит от ориентации  $\Delta\mathbf{m}$  и типа ДГ. Тип  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ остается неизменным ( $2\alpha = 180^\circ$ ) для  $0 \leq p < 0.5$ . Изменяются только углы  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ , причем  $\vartheta_1 = \pi - \vartheta_2$  для произвольного  $p$ . При  $p = 0.5$  эти углы становятся равными ( $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \pi/2$ ) и такая ДГ трансформируется из  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ в  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с  $2\alpha = 180^\circ$ . В случае  $71^\circ$ - и  $109^\circ$ -ДГ при  $p > 0$  имеют место изменения типа „исходной“ ДГ: значение  $2\alpha$  непрерывно изменяется от  $71^\circ$  (при  $p = 0$ ) к  $0$  или  $90^\circ$  (при  $p \rightarrow 0.5$ ) соответственно для  $2\alpha_{\vartheta}$ -ДГ или  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ либо от  $109^\circ$  (при  $p = 0$ ) к  $90$  или  $180^\circ$  (при  $p \rightarrow 0.5$ ) соответственно для  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ или  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ (рис. 1). При  $p = 0.5$  имеет место трансформация  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ и  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ в  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ и  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ для которых  $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \pi/2$ . Упомянутые изменения типа ДГ аналитически описываются выражениями  $2\alpha = \arccos[\pm(4p + 1)/3]$  и  $2\alpha = \arccos[\pm(1 - 2p)/3]$ ,

где знаки „+“ или „-“ соответствуют  $2\alpha_{\vartheta}$ -ДГ или  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ и  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ или  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ.

### 3. Методика расчета

В системе координат  $O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ , связанной с плоскостью ДГ (оси  $O\tilde{z}$  и  $O\tilde{y}$  совпадают с направлениями нормали к плоскости ДГ  $\mathbf{n}$  и вектора  $\Delta\mathbf{m}$ ) [13], направление  $\mathbf{M}$  определяется полярным  $\tilde{\vartheta}$  и азимутальным  $\tilde{\varphi}$  углами, которые отсчитываются соответственно от  $\mathbf{n}$  и  $O\tilde{x}$ . При этом пространственное распределение  $\mathbf{M}$  в объеме ДГ описывается переменной  $\tilde{\varphi}$  ( $\tilde{\theta}$  не изменяется в объеме ДГ вследствие сохранения нормальной компоненты  $\mathbf{M}$ :  $\tilde{\theta} = \arcsin \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \lambda}$ , где  $\lambda$  — угол между  $\mathbf{n}$  и плоскостью векторов  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ ) [10,13]. Угол  $\lambda$  определяется соотношением  $\lambda = \pi/2 - \arccos(\mathbf{n} \cdot [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2] / |[\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2]|)$  для всех рассматриваемых ДГ за исключением  $2\alpha_{\vartheta, \varphi}$ -ДГ и  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ при  $p = 0.5$ . В последнем случае, т.е. для  $2\alpha$ -ДГ с  $2\alpha = 180^\circ$ , он задается выражением  $\lambda = \arcsin(\mathbf{n} \cdot \{-(\Delta\mathbf{m})_y, (\Delta\mathbf{m})_x, 0\} / \sqrt{3/[8(p+1)]})$ , где  $(\Delta\mathbf{m})_x$  и  $(\Delta\mathbf{m})_y$  — соответственно проекции вектора  $\Delta\mathbf{m}$  на кристаллографические направления [100] и [010]. Угол  $\lambda$  изменяется в диапазоне  $-\pi/2 \leq \lambda \leq \pi/2$ .

Для изолированной ДГ пространственное распределение  $\tilde{z}$  угла поворота  $\tilde{\varphi}$ , а также удельная энергия  $\sigma$  определяются соотношениями [9,10]:

$$\tilde{z} = \int_0^{\tilde{\varphi}} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} / (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\xi}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\xi}$$

и

$$\tilde{z} = \int_{\pi}^{\tilde{\varphi}} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} / (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\xi}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\xi}$$

соответственно для право- и левовинтового вращения, а также

$$\sigma = 2 \int_{\tilde{\varphi}_1}^{\tilde{\varphi}_2} \sqrt{A \sin^2 \tilde{\theta} (e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}) - e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1))} d\tilde{\varphi},$$

где  $A$  — обменная константа;  $\tilde{\varphi}_1 = -\tilde{\varphi}_0 < \tilde{\varphi} < \tilde{\varphi}_2 = +\tilde{\varphi}_0$  и  $\tilde{\varphi}_1 = \tilde{\varphi}_0 < \tilde{\varphi} < \tilde{\varphi}_2 = 2\pi - \tilde{\varphi}_0$  соответственно для право- и левовинтового вращения  $\mathbf{M}$ ;

$$\tilde{\varphi}_0 = \arccos \left( \cos \alpha \sin \lambda / \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \lambda} \right)$$

— половина угла между проекциями  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  на плоскость ДГ ( $\alpha < \tilde{\varphi}_0 < \pi - \alpha$ );

$$e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_1) = e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}_2) = -|K_1|(1 + 3 \cos^4 \vartheta_1)/4.$$

Для однозначности в определении право- и левовинтового направления вращения  $\mathbf{M}$  полагается, что

$\varphi_2 = \varphi_1 + \Delta\varphi$ , где  $\Delta\varphi = \pi/4, \pi/2, 0$  в случае  $2\alpha_\varphi$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\varphi}$ -ДГ,  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\varphi}$ -ДГ,  $2\alpha_\varphi$ -ДГ соответственно. Различаются [13] длинный ( $\Delta\tilde{\varphi} > \pi$ ) и короткий ( $\Delta\tilde{\varphi} < \pi$ ) пути разворота  $\mathbf{M}$  в объеме ДГ, которые характеризуются параметром  $L = \Delta\tilde{\varphi} \sin \tilde{\theta}$ , где  $\Delta\tilde{\varphi} = \tilde{\varphi}_2 - \tilde{\varphi}_1$ .

Преобразование, описывающее связь системы координат  $Oxyz$  и системы координат  $O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ , приведено ранее [13]. Для  $2\alpha$ -ДГ с  $2\alpha \neq 180^\circ$  слагаемые  $e_{\text{МКА}}(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi})$  и  $e_M(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi})$ , определяющие  $e_A(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi})$ , задаются выражениями

$$e_M(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}) = 2\pi M^2 [(h^2 + k^2 + 2m^2)4 + (h^2 - k^2) \cos 2\tilde{\varphi}/4 + \cos 2\tilde{\theta}(2m^2 - h^2 - k^2) + hk \sin 2\tilde{\varphi}/2 + \cos 2\tilde{\theta} \cos 2\tilde{\varphi}(k^2 - h^2)/4 - (hk/2) \cos 2\tilde{\theta} \sin 2\tilde{\varphi} + m \sin 2\tilde{\theta}(h \cos \tilde{\varphi} + k \sin \tilde{\varphi})], \quad (1)$$

$$e_{\text{МКА}}(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}) = |K_1| \left[ \gamma_0 + \gamma_1 \cos 2\tilde{\varphi} + 2 \sin 2\tilde{\theta} (\gamma_7 \sin \tilde{\varphi} - \gamma_{16} \cos \tilde{\varphi} + 2 \cos 2\tilde{\theta} (\gamma_3 \sin \tilde{\varphi} - \gamma_{13} \cos \tilde{\varphi})) + \cos 4\tilde{\theta} (\gamma_{10} + 2\gamma_4 \cos 2\tilde{\varphi} + \gamma_{14} \sin 2\tilde{\varphi}) + 4 \sin 2\tilde{\theta} (\cos 2\tilde{\theta} - 1) (\gamma_5 \sin 3\tilde{\varphi} - \gamma_{15} \cos 3\tilde{\varphi}) + \gamma_2 \cos 4\tilde{\varphi} + \cos 2\tilde{\theta} (\gamma_9 + 2\gamma_8 \cos 2\tilde{\varphi}) + 2\gamma_6 \cos 4\tilde{\varphi} (\cos 4\tilde{\theta} - 4 \cos 2\tilde{\theta}) + \sin 2\tilde{\varphi} (\gamma_{11} + 2\gamma_{17} \cos 2\tilde{\theta}) + 2\gamma_{12} \cos 4\tilde{\varphi} (3 + \cos 4\tilde{\theta} - 4 \cos 2\tilde{\theta}) \right] / 3, \quad (2)$$

Коэффициенты  $m, h, k$  и  $\gamma_0, \dots, \gamma_{17}$  в (1) и (2) определяются взаимной ориентацией векторов  $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$  и  $\mathbf{n}$  (см. Приложение 1).

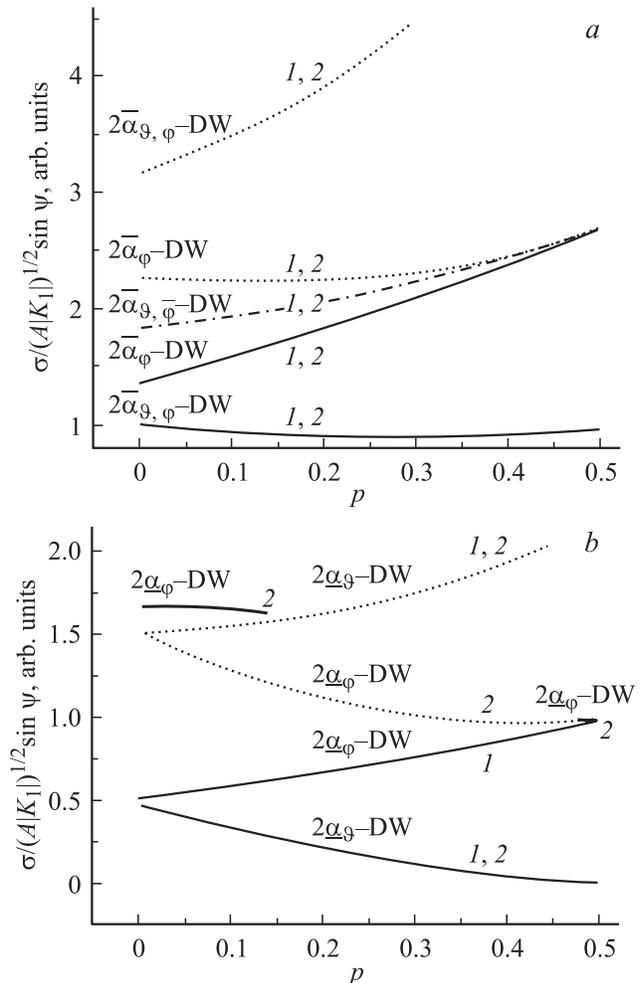
Для  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\varphi}$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ при  $p = 0.5$  выражение для  $e_A(\tilde{\varphi})$  имеет вид

$$e_A(\tilde{\varphi}) = |K_1| \left[ (3(p^2 - 2) - 4p(p + 1) \cos 2\lambda + p(p + 4) \cos 4\lambda) (3 + 4 \cos 2\tilde{\varphi} + \cos 4\tilde{\varphi}) / 8 - 2p(1 + \cos 2\tilde{\varphi})(p(1 - 3 \cos 2\tilde{\varphi}) + (p + 1) \cos 2\lambda (3 \cos 2\tilde{\varphi} - 1) - 2) - 2\sqrt{2(1 - 2p)(p + 1)} (1 - 3p + (p + 2) \cos 2\lambda) \times (1 + \cos 2\tilde{\varphi}) \sin \lambda \sin 2\tilde{\varphi} - 2(1 + p(3p - 2) + (p^2 - 1) \cos 2\tilde{\varphi})(1 - \cos 2\tilde{\varphi}) \right] / 24. \quad (3)$$

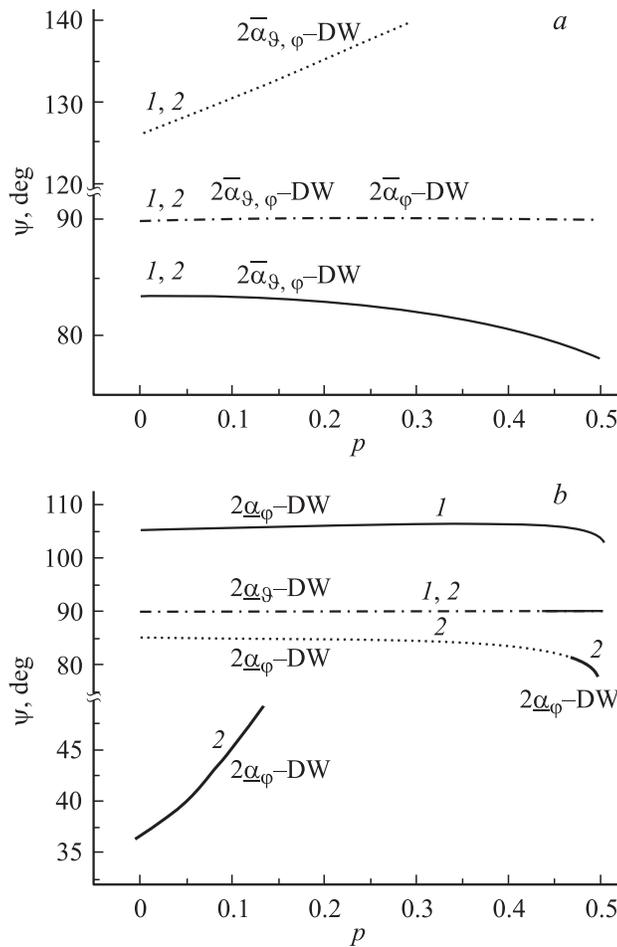
## 4. Результаты

Равновесное состояние ДГ определяется абсолютным минимумом ее энергии. В пространственно ограниченной среде энергетически выгодные ориентации плоскости ДГ зависят от ее ориентации относительно поверхности образца. Изменение площади ДГ при отклонении ее плоскости от поверхности среды учитывается множителем  $1/\sin \psi$  [7,13], где  $\psi$  — угол поворота плоскости ДГ вокруг линии ее пересечения с поверхностью (001) ( $\psi = 0$  при совпадении плоскости ДГ с поверхностью среды). Он связан с углом  $\lambda$  следующим образом:  $\psi = |\xi - \lambda|$ , где  $\xi = \arctg \sqrt{(p + 1)/(1 - 2p)}$  для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ;  $\xi = 0$  для  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ;  $\xi = \lambda + \pi/2$  для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ. В случае  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\varphi}$ -ДГ угол  $\psi = \arccos \left( (p + 1) \sin \lambda / \sqrt{2 + p - p^2} \right)$ .

Удельная энергия (рис. 2) и структура (ориентация плоскости (рис. 3), распределение  $\mathbf{M}$  в объеме (рис. 4)



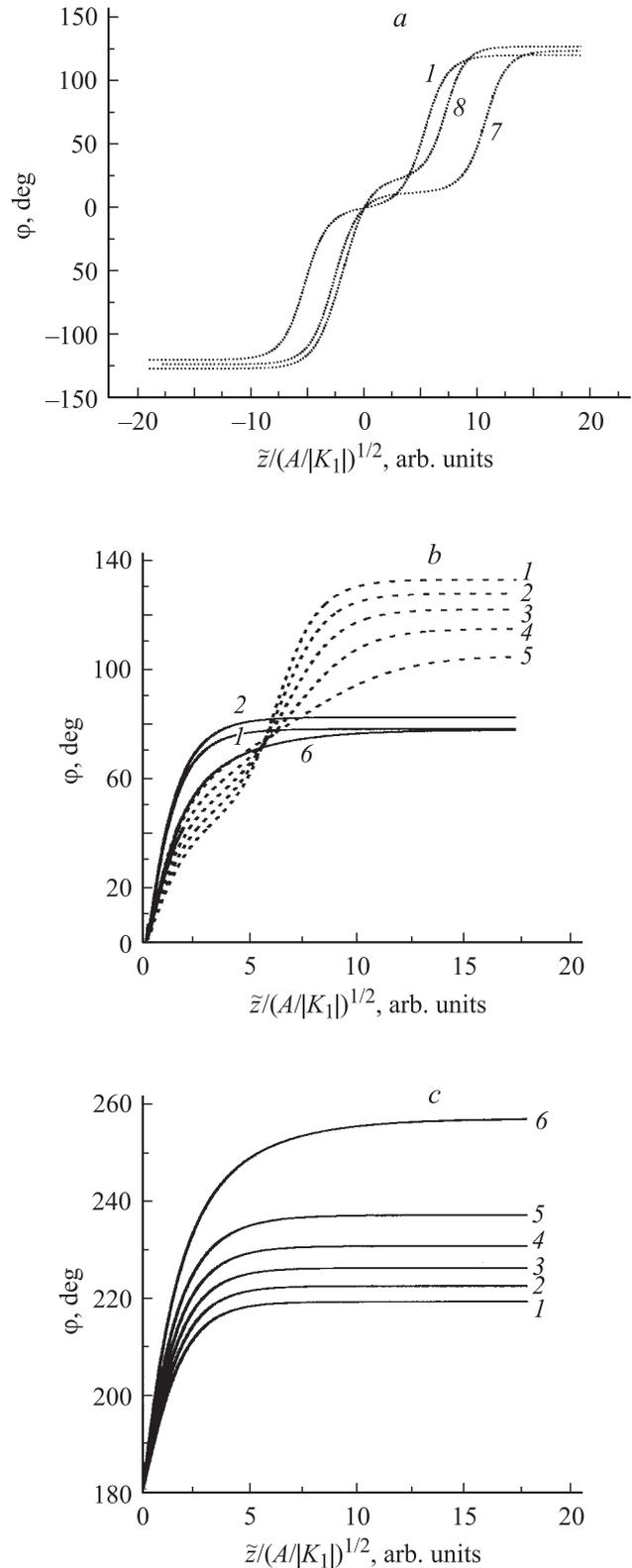
**Рис. 2.** Плотность энергии  $2\bar{\alpha}$ -ДГ (а) и  $2\alpha$ -ДГ (б) с лево- (1) и правовинтовым (2) вращением  $\mathbf{M}$  для различных значений параметра  $p$ . Сплошные и пунктирные кривые получены для ДГ с коротким и длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  соответственно. Штрихпунктирные кривые соответствуют ДГ с неразличимыми коротким и длинным путями разворота  $\mathbf{M}$ .



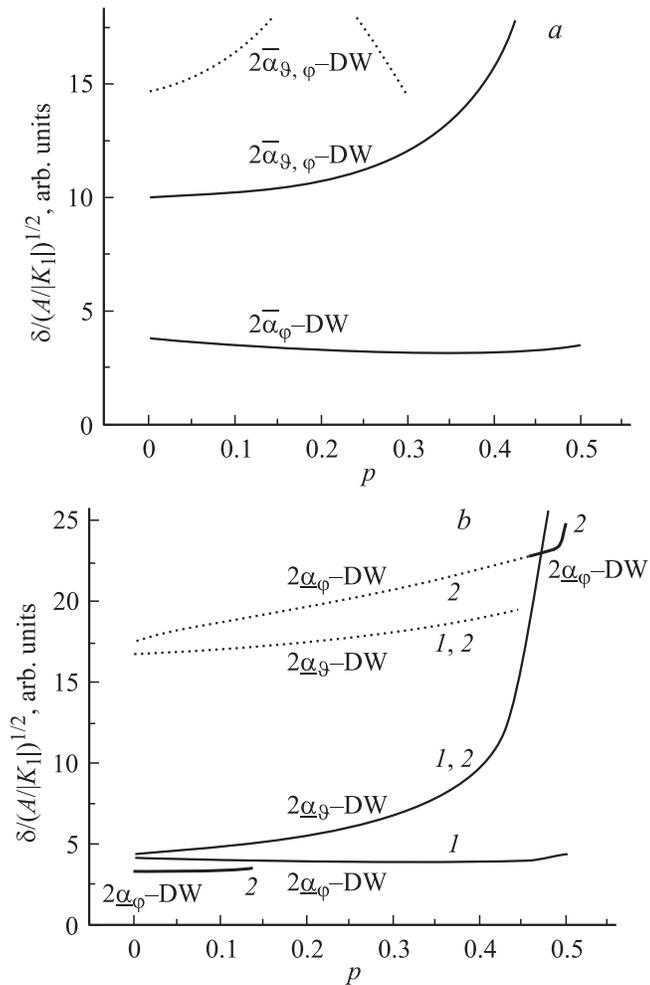
**Рис. 3.** Ориентация плоскости  $2\bar{\alpha}$ -ДГ (a) и  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ (b) с лево- (1) и правовинтовым (2) вращением  $\mathbf{M}$  для различных значений параметра  $p$ . Сплошная и пунктирные кривые получены для ДГ с коротким и длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  соответственно. Штрихпунктирные кривые соответствуют ДГ с неразличимыми ( $2\bar{\alpha}_{\varphi, \varphi}$ -ДГ, часть a) или совпадающими ( $2\bar{\alpha}_{\varphi}$ -ДГ, часть b) зависимостями  $\psi(p)$  для ДГ с коротким и длинным путями разворота  $\mathbf{M}$ .

и толщина (рис. 5)) рассматриваемых ДГ в равновесном состоянии зависят от соотношения между плотностями  $e_{\text{МКА}}$  и  $e_{\text{М}}$ , заданного параметром  $p$ . На рисунках  $\bar{\sigma} = \sigma / (\sigma_0 \sin \psi)$ ;  $\sigma$  — удельная энергия ДГ;  $\bar{\delta} = \delta / \delta_0$ ;  $\delta$  — толщина ДГ (по Лилли [16]);  $\sigma_0 = \sqrt{A|K_1|}$  и  $\delta_0 = \sqrt{A|K_1|}$  — соответственно характерные энергия и размер ДГ [10,16].

Отсутствуют устойчивые ориентации для следующих ДГ:  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \varphi}$ -ДГ и  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  соответственно при  $0.297 < p < 0.5$  (рис. 2, a, 3, a) и  $0.445 < p < 0.5$  (рис. 2, b, 3, b);  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  для право- и левовинтового вращения соответственно при  $0.479 < p \leq 0.5$  (рис. 2, b, 3, b) и  $0 \leq p \leq 0.5$ ;  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с правовинтовым коротким путем разворота  $\mathbf{M}$  при  $0.139 < p \leq 0.479$  (рис. 2, b, 3, b).



**Рис. 4.** Асимметричное (a) и симметричное (b, c) пространственное распределение  $\mathbf{M}$  с монотонным (сплошные кривые) и немонотонным (пунктирные кривые) характером в объеме равновесных  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \varphi}$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  (a);  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с правовинтовым (b) и  $2\alpha_{\varphi}$ -ДГ с левовинтовым (c) вращениями  $\mathbf{M}$  для различных  $p$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5, 7 — 0.15, 8 — 0.297.



**Рис. 5.** Толщина  $2\bar{\alpha}$ -ДГ (а) и  $2\alpha$ -ДГ (б) с лево- (1) и правовинтовым (2) вращением  $\mathbf{M}$  для различных значений параметра  $p$ . Сплошная и пунктирные кривые получены для ДГ с коротким и длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  соответственно.

За исключением  $2\alpha_\varphi$ -ДГ, рассматриваемые ДГ с право- и левовинтовым вращением имеют одинаковые значения  $\bar{\sigma}$  в равновесном состоянии. Для этих ДГ энергетически выгодными являются короткие пути разворота  $\mathbf{M}$  (рис. 2). Короткие и длинные пути разворота  $\mathbf{M}$  остаются или становятся равноэнергетическими для  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ или  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ в диапазоне изменения  $p$  ( $0 \leq p \leq 0.5$ ) или при  $p = 0.5$  соответственно. Качественный характер изменений величины  $\bar{\sigma}$  с ростом  $p$  отличается для различных ДГ (рис. 2). С ростом  $p$  сохраняется общая тенденция увеличения значения  $\bar{\sigma}$  для  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ,  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ с длинным и  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с коротким путями разворота  $\mathbf{M}$ . Имеет место увеличение и уменьшение величины  $\bar{\sigma}$  соответственно для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с длинным и коротким путями разворота  $\mathbf{M}$ . Среди равновесных  $2\bar{\alpha}$ -ДГ и  $2\alpha$ -ДГ минимальные значения  $\bar{\sigma}$  имеют соответственно  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ и  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с короткими путями разворота  $\mathbf{M}$  (рис. 2). С ростом  $p$  эти значения  $\bar{\sigma}$  уменьшаются или изменяются немонотонно для упомянутых  $2\alpha_\varphi$ -ДГ

и  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ соответственно. Характерной особенностью  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ ,  $2\bar{\alpha}_\varphi$ - и  $2\alpha_\varphi$ -ДГ является неизменная ориентация их плоскости ( $\psi = 90^\circ$ ), а следовательно, и постоянная площадь этих ДГ во всем рассматриваемом диапазоне изменений параметра  $p$ . За исключением случая  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$ , ориентация нормали к плоскости этих ДГ совпадает с кристаллографическими направлениями типа  $\langle 110 \rangle$ .

Длинный и короткий пути разворота  $\mathbf{M}$  в объеме  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с правовинтовым вращением  $\mathbf{M}$  являются энергетически выгодными при  $0 \leq p \leq 0.479$  и  $0.479 < p < 0.5$  соответственно. Для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с левовинтовым вращением  $\mathbf{M}$  энергетически выгодным является короткий путь разворота  $\mathbf{M}$  в рассматриваемом диапазоне изменений параметра  $p$  (рис. 2, б). Эта ДГ имеет минимальное значение  $\bar{\sigma}$  среди  $2\alpha_\varphi$ -ДГ при  $0 \leq p \leq 0.5$ . Характерной особенностью  $2\alpha_\varphi$ -ДГ является изменение ориентации их плоскости с ростом  $p$  (рис. 3).

Пространственное распределение  $\mathbf{M}$  в объеме рассматриваемых равновесных ДГ может быть симметричным (рис. 4, а и б) или асимметричным (рис. 4, с) относительно плоскости  $\tilde{z} = 0$  и носить монотонный (с перегибом в точке  $\tilde{z} = 0$ ) (рис. 4, а) или немонотонный (с дополнительными перегибами в точках  $\tilde{z} \neq 0$ ) характер (кривые 3–5 на рис. 4, б). Все равновесные ДГ имеют симметричное монотонное распределение  $\mathbf{M}$  в своем объеме при  $p = 0.5$ . За исключением  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ и  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким правым разворотом  $\mathbf{M}$  при  $0.479 < p < 0.5$ , упомянутое распределение является симметричным монотонным или немонотонным соответственно в объеме рассматриваемых ДГ с коротким или длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  в диапазонах изменений параметра  $p$ , где они имеют устойчивые ориентации. Имеет место симметричное немонотонное распределение  $\mathbf{M}$  для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким правым разворотом при  $0.479 < p < 0.5$ , а также для  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ с длинным и коротким разворотом  $\mathbf{M}$  при  $p = 0$ . Это распределение является асимметричным немонотонным для  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ как с коротким, так и с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  при  $0 < p < 0.5$ , а также для  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ.

При монотонном распределении  $\mathbf{M}$  в объеме ДГ ее толщина может быть описана аналитически: для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с короткими путями разворота  $\mathbf{M}$  значение

$$\delta = 2\sqrt{6}\delta_0 L / \sqrt{8p^2 + 4p(1 + 3\cos 2(\xi - \lambda \pm \tilde{\theta})) + 3\cos 4(\xi - \lambda \pm \tilde{\theta}) + 5},$$

где знаки „+“ и „-“ соответствуют право- и левовинтовому вращению  $\mathbf{M}$ ; для  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ величина  $\delta = \sqrt{3}\delta_0 L / (p + 1)$  в  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с  $2\alpha = 180^\circ$ . Тут параметр  $L$  равен

$$2 \sin \tilde{\theta} \arccos(\cos \alpha \sin \lambda / \sin \tilde{\theta})$$

или

$$2 \sin \tilde{\theta} [\pi - \arccos(\cos \alpha \sin \lambda / \sin \tilde{\theta})]$$

для право- и левовинтового вращения  $\mathbf{M}$  соответственно. Толщина равновесных  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ, а также  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с длин-

ным путем разворота  $\mathbf{M}$  имеет неограниченное значение для  $0 \leq p < 0.5$ . Наблюдаются незначительные немонотонные изменения значения  $\delta$  для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с левовинтовым коротким путем разворота и для  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с коротким путем разворота  $\mathbf{M}$  при  $0 \leq p < 0.5$ . Существенными такими изменения являются для  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$ . Для остальных равновесных ДГ сохраняется общая тенденция увеличения толщины с ростом  $p$  (рис. 5). Это увеличение является неограниченным при  $p \rightarrow 0.5$  для  $2\alpha_\varphi$ - и  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ с короткими путями разворота, а также  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с правовинтовым коротким путем разворота  $\mathbf{M}$ .

При  $p = 0.479$  параметры  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с правовинтовыми коротким и длинным путями разворота  $\mathbf{M}$  становятся идентичными (рис. 2–5), а  $\Delta\varphi \approx 155^\circ$ . Это соответствует переходу правовинтового длинного разворота  $\mathbf{M}$  в короткий.

Все равновесные параметры плоских блоховских  $2\alpha$ -ДГ в неограниченной тонкой (001)-пластине кубического кристалла с  $K_1 < 0$  указаны в табл. 1–5, приведенных в Приложении 2.

## 5. Обсуждение результатов

В общем случае короткий и длинный пути право- и левовинтового вращения  $\mathbf{M}$  соответствуют четырем различным траекториям разворота  $\mathbf{M}$  в объеме ДГ. Траектории право- и левовинтового вращения  $\mathbf{M}$  расположены симметрично относительно плоскости векторов  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ , а траектории короткого и длинного путей разворота  $\mathbf{M}$  лежат по одну сторону от этой плоскости. С ростом  $p$  упомянутая плоскость либо сохраняет свое положение (для равновесных ДГ с  $\psi = 90^\circ$ ), либо отклоняется ( $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ и  $2\alpha_\varphi$ -ДГ) от исходного состояния ( $p = 0$ ) до совпадения с развитой плоскостью (001)-кристалла ( $p = 0.5$ ). Вектор  $\mathbf{m}_\Sigma = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$  остается параллельным (для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ) или ортогональным (для  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ) развитой плоскости образца в первом случае, а также параллельным ( $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ) или наклонным ( $2\alpha_\varphi$ -ДГ) к этой плоскости во втором. Равновесные ДГ с право- и левовинтовым вращением  $\mathbf{M}$  равноэнергетичны, а их параметры — идентичны для произвольных значений  $p$  при параллельной и ортогональной ориентации  $\mathbf{m}_\Sigma$  относительно плоскости (001) кристалла.

Траектория длинного и короткого путей разворота  $\mathbf{M}$  проходят соответственно через четыре или пять (для  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ) и два, три (для  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ) или четыре (для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ при  $0.479 < p < 0.5$ ) октанта прямоугольной системы координат. Во всех случаях два из упомянутых октантов содержат НЛН, вдоль которых направлены векторы  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ . Дополнительные перегибы (при  $\tilde{z} \neq 0$ ) немонотонных распределений  $\mathbf{M}$  в объеме ДГ обусловлены вхождением траектории разворота  $\mathbf{M}$  в любой из других октантов, содержащих НЛН, ориентация которых не совпадает с векторами  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ . В дальнейшем такие НЛН будем называть дополнительными. При  $p = 0.5$

ориентация всех НЛН совпадает с направлениями типа  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (001), т.е. эти НЛН становятся коллинеарными векторам  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ . Асимметричность распределения  $\mathbf{M}$  характерна для ДГ, путь разворота  $\mathbf{M}$  в объеме которых проходит через три или пять октантов системы координат. Она обусловлена различной величиной углов между векторами  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  и НЛН, вблизи которого проходит разворот  $\mathbf{M}$ . Это НЛН всегда неколлинеарно  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ .

В рамках рассмотренной модели некоторые равновесные ДГ имеют неограниченную толщину. Это обусловлено тем, что путь разворота  $\mathbf{M}$  в объеме этих ДГ проходит через дополнительные НЛН. Для произвольной ориентации плоскости ДГ такой разворот  $\mathbf{M}$  реализуется при выполнении условия  $\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ , где  $\mathbf{u}$  — единичный вектор вдоль дополнительного НЛН. Это условие выполняется при критических ориентациях плоскости ДГ, заданных критическими углами  $\lambda = \lambda_i^C$  или критическими ориентациями нормали  $\mathbf{n} = \mathbf{n}_i^C$  к плоскости ДГ.

Толщина равновесных  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$ , а также  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ остается неограниченной при  $0 \leq p < 0.5$ . Неограниченно возрастает также толщина  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким разворотом  $\mathbf{M}$  при  $p \rightarrow 0.5$ . Ориентация этих ДГ остается неизменной (рис. 3). Результатом является существование единственной равновесной критической ориентации  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  и  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ в указанном ( $0 \leq p < 0.5$ ) диапазоне изменений  $p$ . Для равновесных  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ ей соответствует критическая ориентация нормали  $\mathbf{n}$ :  $\mathbf{n}_1^C = (s_1/\sqrt{2}, s_2/\sqrt{2}, 0)$ , где  $s_1 = -\text{sgn}[(\mathbf{m}_1)_x]$ ,  $s_2 = \text{sgn}[(\mathbf{m}_1)_y]$ , а для равновесных  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  — критический угол  $\lambda_1^C = -\pi/2$ . Структура таких ДГ может рассматриваться как последовательность нескольких ДГ других типов, разделенных неограниченными расстояниями. В случае  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ с длинным разворотом  $\mathbf{M}$  это соответственно две ( $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ и  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ) и три ( $2\alpha_\varphi$ -ДГ,  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ и  $2\alpha_\varphi$ -ДГ) ДГ с коротким путем разворота  $\mathbf{M}$ . Для  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким разворотом  $\mathbf{M}$  при  $p \rightarrow 0.5$  значение  $\varphi_1 \rightarrow \varphi_2$  и  $2\alpha \rightarrow 0$ , что означает, по сути, переход к однородно намагниченному кристаллу. В процессе такого предельного перехода толщина „пространственно неоднородного распределения ориентации  $\mathbf{M}$ “, являющегося ДГ, формально неограниченно возрастает. Описанные особенности изменения толщины равновесной  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким путем разворота  $\mathbf{M}$  остаются справедливыми при произвольной ориентации плоскости этой ДГ.

Неограниченную толщину при фиксированном значении  $p$  могут также иметь  $2\alpha_\varphi$ -ДГ с коротким правовинтовым разворотом  $\mathbf{M}$ , а также  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ с длинным и короткими путями разворота  $\mathbf{M}$ . Равновесная ориентация таких ДГ изменяется с ростом  $p$ . Для  $2\bar{\alpha}_{\varphi,\bar{\varphi}}$ -ДГ с длинным путем разворота  $\mathbf{M}$  существует значение  $p = 0.219$ , при котором достигается критическая ориентация ее плоскости:  $\lambda_1^C \approx -\pi/3$ . В случае  $2\alpha_\varphi$ -ДГ

и  $2\bar{\alpha}_{\nu,\varphi}$ -ДГ с короткими путями разворота  $\mathbf{M}$  неограниченная толщина обусловлена тем, что при  $p \rightarrow 0.5$  к направлениям  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  приближаются дополнительные НЛН, расположенные симметрично относительно плоскости (001) и траектория разворота  $\mathbf{M}$  в объеме таких ДГ будет проходить вблизи дополнительных НЛН, расположенных сколь угодно близко к  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$ , т.е. приближающихся к предельным ориентациям вектора  $\mathbf{M}$  при  $z \rightarrow \pm\infty$ . По определению [16] это означает неограниченный рост толщины ДГ.

Устойчивость всех упомянутых ДГ обеспечивается учетом других энергий (например, энергии магнитоупругой анизотропии [9,16]).

## 6. Заключение

Таким образом, в неограниченной пластине (001)-кристалла с отрицательной первой константой МКА реализуются плоские блоховские ДГ, тип которых (значение  $2\alpha$ ) может изменяться в диапазоне  $0 < 2\alpha \leq 180^\circ$ . Эти изменения зависят от соотношения между плотностью энергий МКА и размагничивания образца, а также ориентации разностного вектора, характеризующего различие намагниченностей соседних доменов. При изменении этого соотношения тип ДГ изменяется в диапазонах  $70.53 \leq 2\alpha \leq 90^\circ$  или  $109.5 \leq 2\alpha \leq 180^\circ$ ,  $0 < 2\alpha \leq 70.53^\circ$  и  $90 < 2\alpha \leq 109.5^\circ$  соответственно для ДГ с параллельной, ортогональной и наклонной ориентациями разностного вектора относительно развитой поверхности пластины.

Разновесная ориентация плоскости упомянутых типов ДГ (за исключением  $2\alpha$ -ДГ с  $70.53 \leq 2\alpha \leq 109.5^\circ$ ) остается постоянной и соответствует их минимальной площади. Ориентация нормали к плоскости этих ДГ совпадает с кристаллографическими направлениями типа  $\langle 110 \rangle$ . Для такой ориентации этих ДГ, а также равновесной ориентации  $2\alpha$ -ДГ с  $90 < 2\alpha \leq 109.5^\circ$ , ДГ с право- и левовинтовым направлением вращения  $\mathbf{M}$  имеют равную удельную энергию. Равноэнергетичны также равновесные  $180^\circ$ -ДГ с коротким и длинным путями разворота  $\mathbf{M}$ . Одинаковую удельную энергию имеют равновесные  $90^\circ$ -ДГ (а также  $180^\circ$ -ДГ) с право- и левовинтовым короткими путями разворота  $\mathbf{M}$ .

Существуют соотношения между плотностью энергий МКА и размагничивания образца, для которых отсутствуют устойчивые ориентации ДГ некоторых типов. К ним относятся  $2\alpha$ -ДГ ( $70.53 \leq 2\alpha \leq 90^\circ$ ) с длинным или коротким разворотом правовинтового вращения  $\mathbf{M}$  и длинным разворотом левовинтового вращения  $\mathbf{M}$ , а также  $2\alpha$ -ДГ ( $0 < 2\alpha \leq 70.53^\circ$ ) с длинным разворотом право- или левовинтового вращения  $\mathbf{M}$ .

Энергетически выгодными в рассматриваемом (001)-кристалле с отрицательной МКА являются  $2\alpha$ -ДГ ( $2\alpha > 90^\circ$ ) с коротким путем разворота  $\mathbf{M}$ , а также  $2\alpha$ -ДГ ( $2\alpha \leq 90^\circ$ ) с левовинтовым коротким путем разворота  $\mathbf{M}$ .

## Приложение 1

Коэффициенты разложения плотности энергии магнитной анизотропии в системе координат, связанной с плоскостью ДГ, имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \left\{ 3(d^2 + h^2)(3a^2 + b^2) + 4(g^2 + m^2) \right. \\ &\quad \times (a^2 + b^2 + 6c^2) + 3k^2(a^2 + d^2 + 3(b^2 + f^2)) \\ &\quad + 12[ab(df + hk) + dfhk] + 16[c(a(dg + hm) \\ &\quad + b(fg + km)) + gm(dh + fk)] + 3[f^2(a^2 + h^2 + 3b^2) \\ &\quad + 3d^2h^2] + 4[(c^2 + m^2)(d^2 + f^2) \\ &\quad \left. + (c^2 + g^2)(h^2 + k^2) + 6g^2m^2 \right\} / 64, \\ \gamma_1 &= \left\{ 3[a^2(d^2 + h^2) + d^2h^2 - b^2(f^2 + k^2) - k^2f^2] \right. \\ &\quad + (c^2 + m^2)(d^2 - f^2) + (h^2 - k^2)(c^2 + g^2) \\ &\quad \left. + (a^2 - b^2)(g^2 + m^2) \right. \\ &\quad \left. + 4[ac(dg + hm) + gm(dh - fk) - bc(fg + km)] \right\} / 16, \\ \gamma_2 &= 3[(d^2 - f^2)(a^2 - b^2) + (h^2 - k^2) \\ &\quad \times (a^2 - b^2 + d^2 - f^2) - 4(ab(df + hk) + dfhk)] / 64, \\ \gamma_3 &= -\left\{ bc[d^2 + h^2 + 3(f^2 + k^2) - 4(g^2 + m^2)] \right. \\ &\quad + fg[a^2 + h^2 + 3(b^2 + k^2) - 4(c^2 + m^2)] \\ &\quad + km[a^2 + d^2 + 3(b^2 + f^2) - 4(c^2 + g^2)] \\ &\quad \left. + 2[ac(hk + df) + dg(ab + hk) + hm(ab + df)] \right\} / 32, \\ \gamma_4 &= \left\{ (a^2 - c^2)(d^2 + h^2) + d^2(h^2 - m^2) + g^2(b^2 - h^2) \right. \\ &\quad + (m^2 - k^2) + (b^2 + f^2) + f^2(c^2 - b^2) \\ &\quad \left. + k^2(c^2 + g^2) - a^2(g^2 + m^2) \right. \\ &\quad \left. + 4[bc(fg + km) - ac(dg + hm) + gm(fk - dh)] \right\} / 32, \\ \gamma_5 &= -\left\{ bc(d^2 - f^2 + h^2 - k^2) + fg(a^2 - b^2 - k^2 + h^2) \right. \\ &\quad + km(a^2 - b^2 + d^2 - f^2) + 2(a[c(df + hk) \\ &\quad + b(dg + hm)] + dh(gk + hm)) \left. \right\} / 32, \\ \gamma_6 &= \left\{ (a^2 - b^2)(d^2 - f^2 + h^2 - k^2) \right. \\ &\quad \left. + (h^2 - k^2)(d^2 - f^2) - 4[ab(df + hk) + dfhk] \right\} / 128, \\ \gamma_7 &= \left\{ bc[d^2 + h^2 + 3(f^2 + k^2) + 4(g^2 + m^2)] \right. \\ &\quad + fg[a^2 + h^2 + 3(b^2 + k^2) + 4(c^2 + m^2)] \\ &\quad + km[a^2 + d^2 + 3(b^2 + f^2) + 4(c^2 + g^2)] \\ &\quad \left. + 2[ac(hk + df) + dg(ab + hk) + hm(ab + df)] \right\} / 16, \end{aligned}$$

$$\gamma_8 = [-a^2(d^2 + h^2) - d^2h^2 + b^2(f^2 + k^2) + k^2f^2]/8,$$

$$\begin{aligned} \gamma_9 = & -\{a^2[f^2 + k^2 + 3(d^2 + h^2)] \\ & + b^2[d^2 + h^2 + 3(f^2 + k^2)] + h^2(f^2 + 3d^2) \\ & + k^2(d^2 + 3f^2) - 4[2(c^2(g^2 + m^2) + g^2m^2) \\ & + ab(df + hk) + dfhk]\}/16, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{10} = & \{a^2[f^2 + k^2 + 3(d^2 + h^2)] + b^2[d^2 + h^2 \\ & + 3(f^2 + k^2)] + h^2(f^2 + 3d^2) + k^2(d^2 + 3f^2) \\ & - 4[2(c^2(g^2 + m^2) + g^2m^2) - ab(df + hk) - dfhk \\ & + 4(ac(dg + hm) + bc(fg + km) + gm(dh + fk)) \\ & + (c^2 + m^2)(d^2 + f^2) + (h^2 + k^2)(c^2 + g^2) \\ & + (a^2 + b^2)(g^2 + m^2)]\}/64, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{11} = & \{df[3(a^2 + b^2 + h^2 + k^2) + 2(c^2 + m^2)] \\ & + ab[3(d^2 + f^2 + h^2 + k^2) + 2(g^2 + m^2)] \\ & + hk[3(a^2 + b^2 + d^2 + f^2) + 2(c^2 + g^2)] \\ & + 4[ac(fg + km) + dg(bc + km) + hm(bc + fg)]\}/16, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{12} = & 3\{ab[d^2 + h^2 - (f^2 + k^2)] + hk[a^2 + d^2 \\ & - (b^2 + f^2)] + df[a^2 + h^2 - (b^2 + k^2)]\}/32, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{13} = & \{ac[f^2 + k^2 + 3(d^2 + h^2) - 4(g^2 + m^2)] \\ & + dg[b^2 + k^2 + 3(a^2 + h^2) - 4(c^2 + m^2)] \\ & + hm[b^2 + f^2 + 3(a^2 + d^2) - 4(c^2 + g^2)] \\ & + 2[bc(df + hk) + ab(fg + km) + fk(gh + dm)]\}/32, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{14} = & \{ab[d^2 + f^2 + h^2 + k^2 - 2(g^2 + m^2)] \\ & + df[a^2 + b^2 + h^2 + k^2 - 2(c^2 + m^2)] \\ & + hk[a^2 + b^2 + d^2 + f^2 - 2(c^2 + g^2)] \\ & - 4[ac(fg + km) + dg(bc + km) + hm(bc + fg)]\}/32, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{15} = & \{ac[d^2 + h^2 - f^2 - k^2] + dg[a^2 + h^2 - b^2 - k^2] \\ & + hm[a^2 + d^2 - b^2 - f^2] - 2[ab(fg + km) \\ & + bc(df + hk) + fk(gh + dm)]\}/32, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{16} = & -\{ac[f^2 + k^2 + 3(d^2 + h^2) + 4(g^2 + m^2)] \\ & + dg[b^2 + k^2 + 3(a^2 + h^2) + 4(c^2 + m^2) \\ & + hm[b^2 + f^2 + 3(a^2 + d^2) + 4(c^2 + g^2)] \\ & + 2[bc(df + hk) + ab(fg + km) + fk(gh + dm)]\}/16, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{17} = & -\{ab[d^2 + h^2 + f^2 + k^2] + hk[a^2 + d^2 + b^2 + f^2] \\ & + df[a^2 + h^2 + b^2 + k^2]\}/8, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a = & (\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 \cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) \\ & \times \cos \lambda / (2 \sin 2\alpha) + (\cos \varphi_2 \sin \vartheta_2 + \cos \varphi_1 \sin \vartheta_1) \\ & \times \sin \lambda / (2 \cos \alpha), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d = & (\cos \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 - \sin \vartheta_2 \cos \vartheta_1 \cos \varphi_2) \\ & \times \cos \lambda / (2 \sin 2\alpha) + (\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 + \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) \\ & \times \sin \lambda / (2 \cos \alpha), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h = & \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \cos \lambda / (\sin 2\alpha) \\ & + (\cos \vartheta_2 + \cos \vartheta_1) \sin \lambda / (2 \cos \alpha), \end{aligned}$$

$$b = (\sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1) / (2 \sin \alpha),$$

$$f = (\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 - \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) / (2 \sin \alpha),$$

$$k = (\cos \vartheta_2 - \cos \vartheta_1) / (2 \sin \alpha),$$

$$\begin{aligned} c = & (\sin \vartheta_2 \cos \varphi_2 + \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1) \cos \lambda / (2 \cos \alpha) \\ & - (\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 \cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) \\ & \times \sin \lambda / (\sin 2\alpha), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g = & (\sin \vartheta_2 \sin \varphi_2 + \sin \vartheta_1 \sin \varphi_1) \cos \lambda / (2 \cos \alpha) \\ & - (\cos \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 - \sin \vartheta_2 \cos \vartheta_1 \cos \varphi_2) \\ & \times \sin \lambda / (\sin 2\alpha), \end{aligned}$$

$$m = (\cos \vartheta_2 + \cos \vartheta_1) \cos \lambda / (2 \cos \alpha)$$

$$- \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \sin \lambda / (\sin 2\alpha).$$

Значения углов  $\varphi_1$ ,  $\vartheta_1$  и  $\varphi_2$ ,  $\vartheta_2$  задают соответственно ориентацию  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  в соседних доменах.

## Приложение 2

Энергия и структура  $2\alpha$ -ДГ различных типов в кубическом кристалле с отрицательной магнитной анизотропией охарактеризованы в табл. 1–5. В этих таблицах  $\bar{\sigma} = \sigma / (\sigma_0 \sin \psi)$ ,  $\bar{\delta} = \delta / \delta_0$ ,  $\delta$  — толщина ДГ,  $\sigma$  — удельная энергия,  $\psi$  — угол поворота плоскости ДГ вокруг линии ее пересечения с поверхностью (001),  $\bar{\sigma}_{\text{ex}}$ ,  $\psi_{\text{ex}}$  и  $\bar{\delta}_{\text{ex}}$  — экстремальные значения соответственно параметров  $\bar{\sigma}$ ,  $\psi$  и  $\bar{\delta}$  в диапазонах их немонотонного изменения,  $L$  — длина пути разворота  $\mathbf{M}$ ,  $\sigma_0 = \sqrt{A|K_1|}$ ,  $\delta_0 = \sqrt{A/|K_1|}$ . Отсутствие данных в некоторых ячейках таблиц означает отсутствие стабильного состояния этой ДГ в соответствующих диапазонах изменения параметра  $p$ .

Таблица 1. Энергия и структура  $2\alpha_\varphi$ -ДГ

Разворот $\mathbf{M}$	$p$	Тип ДГ	Короткий путь разворота	Длинный путь разворота
Правовинтовой	$0 \leq p \leq 0.139$	$70.53 \leq 2\alpha \leq 76.07^\circ$	$36.08 \leq \psi \leq 49.17^\circ$ $91.77 \leq L \leq 107.42^\circ$ $1.66 \geq \bar{\sigma} \geq 1.62; 3.2 \leq \bar{\delta} \leq 3.5$	$85.04 \geq \psi \geq 84.74^\circ;$ $206.51 \geq L \geq 188.19^\circ;$ $1.5 \geq \bar{\sigma} \geq 1.21; 16.7 \leq \bar{\delta} \leq 17.8$
	$0.139 < p \leq 0.479$	$76.07 < 2\alpha \leq 89.20^\circ$	–	$84.74 > \psi \geq 80.49^\circ;$ $188.19 > L \geq 126.46^\circ;$ $1.21 > \bar{\sigma} \geq \bar{\sigma}_{\text{ex}} = 0.95,$ $\bar{\sigma}_{\text{ex}} < \bar{\sigma} \leq 0.97;$ $17.8 < \bar{\delta} \leq 23.0$
	$0.479 < p < 0.5$	$89.20 < 2\alpha < 90^\circ$	$80.49 > \psi > 77.03^\circ$ $126.46 > L > 112.11^\circ;$ $0.97 < \bar{\sigma} < 0.98;$ $23.0 < \bar{\delta} < \infty$	–
	$p = 0.5$	$2\alpha = 90^\circ$	$\psi = 77.03^\circ; L = 112.11^\circ;$ $\bar{\sigma} = 0.98; \bar{\delta} = 4.5$	–
Левовинтовой	$0 \leq p \leq 0.5$	$70.53 \leq 2\alpha \leq 90^\circ$	$105.23 \leq \psi \leq \psi_{\text{ex}} = 106.35^\circ$ $\psi_{\text{ex}} > \psi \geq 102.97^\circ;$ $71.61 \leq L \leq 112.11^\circ;$ $0.51 \leq \bar{\sigma} \leq 0.98;$ $3.9 \geq \bar{\delta} \geq \bar{\delta}_{\text{ex}} = 3.8,$ $\bar{\delta}_{\text{ex}} < \bar{\delta} \leq 4.5$	–

Таблица 2. Энергия и структура  $2\alpha_\varphi$ -ДГ

$p$	Тип ДГ	Короткий путь разворота $\mathbf{M}$	Длинный путь разворота $\mathbf{M}$
$0 \leq p \leq 0.445$	$70.53 \geq 2\alpha \geq 22.08^\circ$	$\psi = 90^\circ; 70.53 \geq L \geq 22.08^\circ$ $0.46 \geq \bar{\sigma} \geq 0.02; 4.3 \leq \bar{\delta} \leq 12.2$	$\psi = 90^\circ; 205.65 \leq L \leq 223.10^\circ$ $1.50 \leq \bar{\sigma} \leq 2.03; 16.3 \leq \bar{\delta} \leq 19.5$
$0.445 < p < 0.5$	$22.08 > 2\alpha > 0^\circ$	$\psi = 90^\circ; 22.08 > L > 0^\circ$ $0.02 > \bar{\sigma} > 0; 12.2 < \bar{\delta} < \infty$	–

Таблица 3. Энергия и структура  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ

$p$	Тип ДГ	Короткий путь разворота $\mathbf{M}$	Длинный путь разворота $\mathbf{M}$
$0 \leq p \leq 0.219$	$109.47 \geq 2\alpha \geq 100.78^\circ$	$83.50 \geq \psi \geq 82.80^\circ$ $137.29 \geq L \geq 128.66^\circ$ $0.99 \geq \bar{\sigma} \geq 0.89; 9.9 \leq \bar{\delta} \leq 10.6$	$126.01 \geq \psi \geq 136.19^\circ;$ $228.17 \leq L \leq 239.06^\circ;$ $3.16 \leq \bar{\sigma} \leq 3.97; 14.5 \leq \bar{\delta} < \infty$
$0.219 < p \leq 0.297$	$100.78 > 2\alpha \geq 97.78^\circ$	$82.80 > \psi \geq 82.16^\circ;$ $137.29 > L \geq 124.95^\circ;$ $0.89 > \bar{\sigma} > 0.88; 10.6 < \bar{\delta} \leq 11.6$	$136.19 < \psi \leq 139.87^\circ;$ $239.06 < L \leq 241.65^\circ;$ $3.97 < \bar{\sigma} \leq 4.45; \infty > \bar{\delta} \geq 16.0$
$0.297 < p < 0.5$	$97.78 > 2\alpha > 90.00^\circ$	$82.16 > \psi > 77.03^\circ;$ $124.95 > L > 112.11^\circ;$ $0.88 < \bar{\sigma} < 0.98; 11.6 < \bar{\delta} < \infty$	–

Таблица 4. Энергия и структура  $2\bar{\alpha}_\varphi$ -ДГ

$p$	Тип ДГ	Короткий путь разворота $\mathbf{M}$	Длинный путь разворота $\mathbf{M}$
$0 \leq p < 0.5$	$109.5 \leq 2\alpha < 180^\circ$	$\psi = 90^\circ; 109.47 \leq L < 180^\circ;$ $1.37 \leq \bar{\sigma} < 2.72;$ $3.3 \geq \bar{\delta} \geq \bar{\delta}_{\text{ex}} = 3.2, \bar{\delta}_{\text{ex}} < \bar{\delta} \leq 3.6$	$\psi = 90^\circ; 250.53 \geq L > 180^\circ$ $2.29 \geq \bar{\sigma} \geq \bar{\sigma}_{\text{ex}} = 2.25,$ $\bar{\sigma}_{\text{ex}} \leq \bar{\sigma} < 2.72; \bar{\delta} \rightarrow \infty$
$p = 0.5$	$2\alpha = 180^\circ$	$\psi = 90^\circ; L = 180^\circ; \bar{\sigma} = 2.72; \bar{\delta} = 3.6$	$\psi = 90^\circ; L = 180^\circ; \bar{\sigma} = 2.72; \bar{\delta} = 3.6$

Таблица 5. Энергия и структура  $2\bar{\alpha}_{\varphi, \bar{\varphi}}$ -ДГ

$p$	Тип ДГ	Короткий и длинный пути разворота $\mathbf{M}$
$0 \leq p \leq 0.5$	$2\alpha = 180^\circ$	$\psi = 90^\circ; L = 180^\circ; 1.83 \leq \bar{\sigma} < 2.72; \bar{\delta} \rightarrow \infty$

## Список литературы

- [1] E. Schlomann. *J. Appl. Phys.* **44**, 1837; 1851 (1973).
- [2] M. Kisielewski, A. Maziewski, V. Zablotskii, T. Polyakova, J.M. Garcia, A. Wawro, L.T. Baczewski. *J. Appl. Phys.* **93**, 6966 (2003).
- [3] M. Kisielewski, A. Maziewski, T. Polyakova, V. Zablotskii. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, e825 (2004).
- [4] J.C. Slonzewski. *J. Appl. Phys.* **44**, 1759 (1973).
- [5] S. Shtrikman, D. Treves. *J. Appl. Phys.* **31**, 1304; 147S (1960).
- [6] Г.С. Кринчик, О.М. Бенидзе. *ЖЭТФ* **67**, 2180 (1974).
- [7] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. *ЖЭТФ* **71**, 2291 (1976).
- [8] L. Neel. *Compt. Rend.* **241**, 533 (1955).
- [9] A. Hubert, R. Shafer. *Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures.* Springer-Verlag, Berlin (1998). 697 p.
- [10] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1974). 306 с.
- [11] V.P. Sohatskii, V.F. Kovalenko. *Письма в ЖЭТФ* **61**, 988 (1995).
- [12] A.B. Chizik, I.I. Davidenko, A. Maziewski, A. Stupakiewicz. *Phys. Rev. B* **57**, 57 (1998).
- [13] О.А. Антонюк, А.В. Тычко, В.Ф. Коваленко. *ФТТ* **46**, 837 (2004).
- [14] V.P. Sohatskii, V.F. Kovalenko. *J. Phys. IV (France)* **7**, C1-699 (1997).
- [15] И.И. Давиденко, А. Ступакевич, А.Л. Сукстанский, А. Мазевски. *ФТТ* **39**, 1824 (1997).
- [16] В.А. Lilley. *Phil. Mag.* **41**, 729 (1950).