

Tadeusz SZKODNY, Jerzy HADZGALA

Politechnika Śląska

NAMAGNESOWANIE LISTWY PERMALOJOWEJ I SIŁY DZIAŁAJĄCE
NA CYLINDRYCZNĄ DOMENĘ MAGNETYCZNĄ - CDM

Streszczenie. W pracy przedstawiono rozkład namagnesowania listwy permalowej z uwzględnieniem i pominięciem pola rozproszenia domeny. Następnie wyznaczone siły działające na domenę.

Dzięki własnościom fizycznym CDM mogą stanowić bity informacji. Rozwój technologii wytwarzania cienkich podłoży będących nośnikami CDM pozwala na wytwarzanie domen o średnicach mniejszych niż 1μ [3]. Pozwala to na budowę układów permalajowych o gęstościach upakowania rzędu dziesiątek kilobitów na mm^2 . Układy te nie wymagają dużej liczby wyprowadzeń elektrycznych, powyższe zalety czynią permalajowe układy propagacji CDM atrakcyjnymi dla pamięci o dużych gęstościach upakowania.

Zależenia dotyczące permalaju są takie same jak w [1]. W rozkładzie namagnesowania listwy pominięte namagnesowanie w kierunku prostopadłym do jej powierzchni i w kierunku y (patrz rys. 3). Taki sposób postępowania uzasadnione w punkcie pierwszym i w uzupełnieniu.

W pierwszym punkcie przedstawiono rozkład namagnesowania listwy z pominięciem i uwzględnieniem pola rozproszenia domeny dla różnych jej położzeń. Pola to obliczone wg [1].

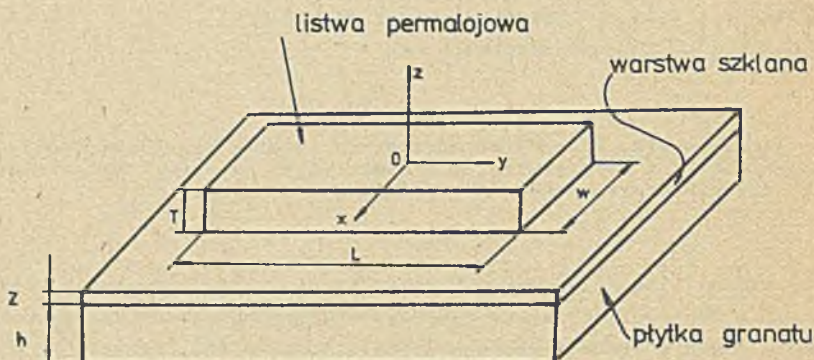
W drugim punkcie dla przedstawionego rozkładu wyznadzone gradienty uśrednionej wzdłuż grubości płytki składowej prostopadłej pola rozproszenia listwy. Przyjęte, że gradient tak uśrednionej składowej na powierzchni domeny jest stały [4]. Przy tym założeniu wyznaczone siły działające na domenę.

W uzupełnieniu obliczone pole demagnetyzacji w kierunku prostopadłym do płytki i wnioskowano o słuszności pominięcia namagnesowania w tym kierunku.

Taki sposób określania rozkładu jest bardziej rygorystyczny niż w pracy [9]. W pracy tej z góry przyjmowano jednorodne namagnesowanie, którego wartość zależna była od stosunku pola zewnętrznego do średniego pola demagnetyzacji elementu. W pracy [10] listwy permalajowe przybliżano elipsoidami, co dawało bardzo niedokładny obraz namagnesowania. Według [9] przybliżenie takie daje błędy rzędu 50% w stosunku do danych eksperymentalnych.

1. Namagnesowanie listwy

Dla uproszczenia obliczeń rozkładu namagnesowania listwy jak na rys. 3 i 5 zaniedbano namagnesowanie w kierunku prostopadłym do płytki i pominięto składową y pola rozproszenia domeny.



Rys. 1. Listwa permalojowa naniesiona na płytkę granatu
0 - środek listwy

Pominięcie składowej rozproszenia uzasadnia mały stosunek szerokości listwy do średnicy domeny. Dlatego też pomija się namagnesowanie w tym kierunku. Zaniedbanie namagnesowania w kierunku prostopadłym do powierzchni listwy uzasadnia uzupełnienie. Wobec powyższego do obliczeń rozkładu namagnesowania skorzystano z równania (18) w pracy [1]. Teraz ma ono następującą postać:

$$H_{x1} = \sum_{i=1}^I b_{i1} M_{x1}, \quad (1)$$

gdzie:

$$b_{i1} = \frac{2T \cdot W \cdot \Delta_1}{(x_1 - x'_1)^3} \hat{A}_1, \quad (2)$$

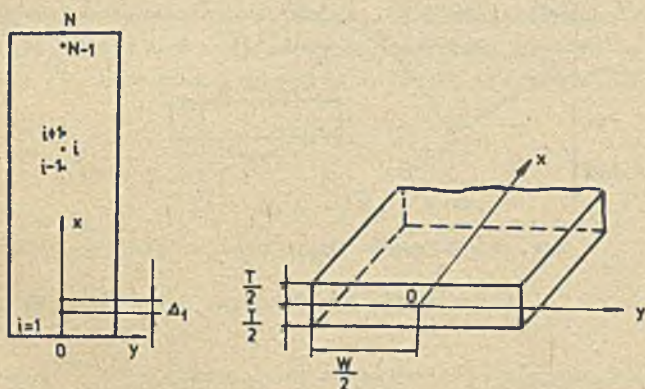
$$x_1 = (i-1) \Delta_1, \quad 1 \leq i \leq I = 31 \quad (3)$$

$$x'_1 = (1 - 0.5) \Delta_1, \quad 1 \leq i \leq L = I \quad (4)$$

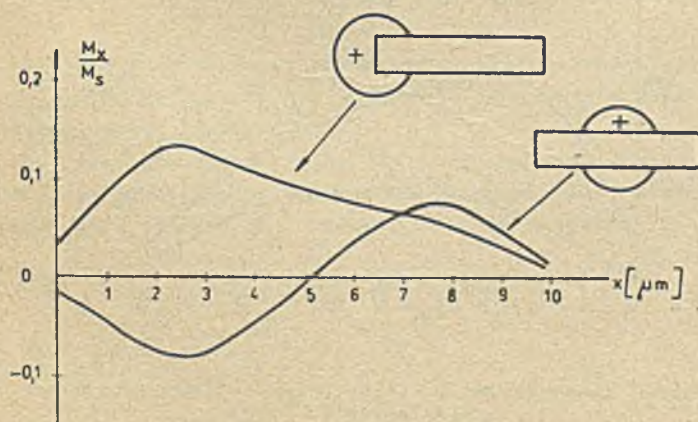
$$H_{x1} = H_{wx1} + H_{Dx1} \quad (5)$$

- T - grubość listwy,
- M_{xi} - namagnesowanie w punkcie $(x_i, 0)$,
- H_{x1} - pole zewnętrzne w punkcie $(x_1, 0)$,
- λ_i - współczynniki aproksymacji Simpsona,
- W - szerokość listwy,
- a - stała równa -12π ,
- H_{wx1} - składowa x pola jednorodnego w punkcie $(x_1, 0)$,
- H_{Dx1} - składowa x pola rozproszenia domeny w punkcie $(x_1, 0)$ [1].

Rysunek 3 przedstawia wyniki obliczeń dla listwy o wymiarach $2 \times 10 \times 0,4 \mu\text{m}$, umieszczonej na cienkiej warstwie szklanej o grubości $0,23 \mu\text{m}$. Warstwa ta naniesiona jest na płytkę ferrimagnetyka o grubości $8 \mu\text{m}$ i namagnesowaniu $M_0 = 800000 \frac{\text{A}}{\text{m}}$. Średnica domeny, dla której wykonane obliczenia, $2R = 5 \mu\text{m}$. Podział listwy do obliczeń numerycznych pokazuje rys. 2.

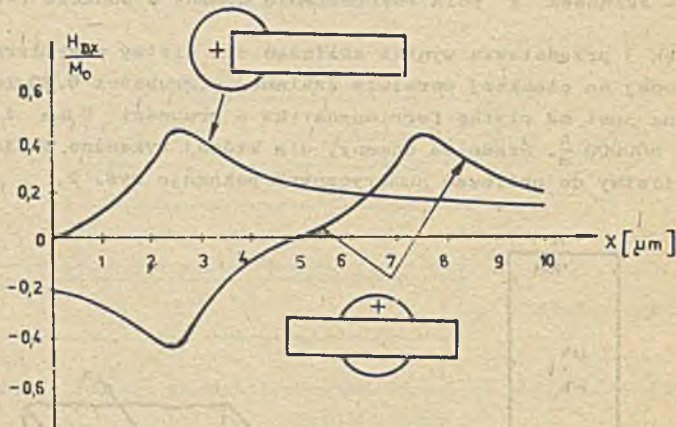


Rys. 2. Podział listwy

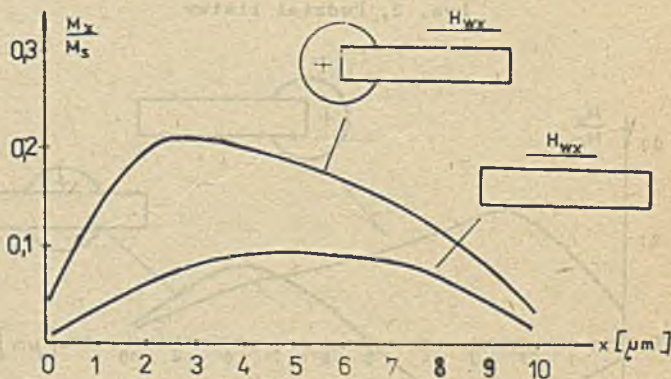


Rys. 3. Rozkład namagnesowania listwy polem CDM

Rysunek 3 obrazuje wpływ płaskiego pola domeny na namagnesowanie. Ekstremalne namagnesowanie znajduje się nad ścianą domeny. Rys. 4 przedstawia składową płaską pola domeny dla położenia jak na rys. 3. Widać, że płaskie pole domeny jest też ekstremalne nad ścianą. Pole to szybko maleje z odległością od ściany. Z rys. 3 wynika, że nie można pomijać jego wpływu na namagnesowanie. Rys. 5 przedstawia namagnesowanie listwy polem jednorodnym $H_w = H_{wx} = 1600 \frac{A}{m}$ i polem domeny.



Rys. 4. Składowa H_{Dx} pola rozproszenia CDM



Rys.5. Rozkład namagnesowania listwy polem rozproszenia CDM i jednorodnym polem zewnętrznym H_{wx}

2. Siły działające na CDM

Na wstępie omówimy energię domeny i płytki bez listwy permalojowej. Siłę działającą na domenę określa wzór [5]:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E_T, \quad (1)$$

$$E_T = E_W + E_H + E_M \quad (2)$$

gdzie:

- E_T - całkowita energia układu,
- E_W - energia ściany domeny,
- E_H - energia oddziaływania układu z polem zewnętrznym,
- E_M - energia własna układu.

W dalszych rozważaniach założymy, że płytka ferrimagnetyka ma stałą temperaturę, stały promień domeny R, jednakową grubość h. Wtedy E_W i E_M nie zależą od położenia i wzór (1) daje się przekształcić następująco:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E_H, \quad (3)$$

$$E_H = -\int \vec{M}_0 \cdot \vec{H} dr, \quad (4)$$

gdzie:

- \vec{M}_0 - namagnesowanie płytki ferrimagnetycznej,
- \vec{H} - pole zewnętrzne.

Gdy pole \vec{H} jest skierowane przeciwnie do namagnesowania domeny i jest jednorodne [6], wtedy:

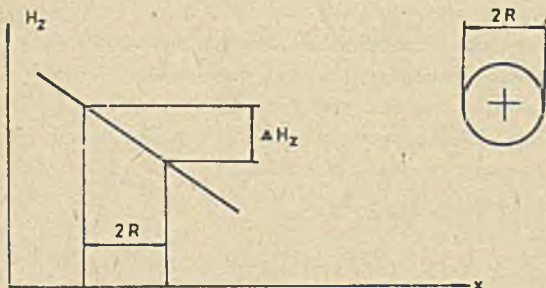
$$E_H = 2\mathcal{K} R^2 h M_0 H + \text{const} \quad (5)$$

W układzie domena-listwa permalojowa pole prostopadłe do płytki stanowi: pole polaryzacji \vec{H}_p [4] i składowe prostopadłe pola rozproszania H_z od namagnesowanej listwy.

Pole \vec{H}_p jest jednorodne, pole \vec{H}_z niejednorodne. Przyjmemy, że pole \vec{H}_z na powierzchni domeny zmienia się liniowo wzdłuż kierunku x. Wtedy otrzymamy wzór na siłę F_x podobny do wzoru w pracy [7]:

$$F_x = \mathcal{K} R h M_0 \Delta H, \quad (6)$$

gdzie ΔH jak na rys. 6.

Rys. 6. Pole H_z nad domeną

Składową H_z zmienia się wzdłuż grubości płytki. Dlatego uśredniamy ją (przyjmując układ współrzędnych jak na rys. 1) następująco:

$$\bar{H}_z = \frac{1}{h} \int_{-Z-h-0,5T}^{-Z-0,5T} H_z dz \quad (7)$$

gdzie:

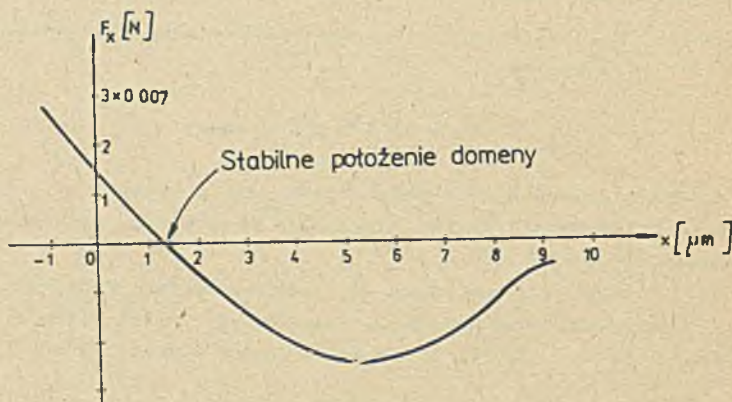
Z - grubość warstwy szklanej (rys. 1)

Względniając, że H_z można wyrazić jako ujemną pochodną potencjału magnetycznego φ [8] po Z , otrzymamy:

$$\bar{H}_z = \frac{1}{h} [\varphi(x, y, -h-Z-0,5T) - \varphi(x, y, -Z-0,5T)]. \quad (8)$$

Znając rozkład namagnesowania listwy, można określić potencjał magnetyczny φ (wyrażenie (3) z pracy [1]).

Dla przykładu obliczono siłę dla płytki $2\mu\text{m} \times 10\mu\text{m} \times 0,4\mu\text{m}$, grubości warstwy szklanej $Z = 0,47\mu\text{m}$ i parametrów materiałowych jak w punkcie pierwszym o średnicy domeny $2R = 5,0\mu\text{m}$.



Rys. 7. Siła F_x działająca na domenę, pochodząca od namagnesowanej listwy polem domeny i polem jednorodnym $H_{wx} = 1600 \frac{\text{A}}{\text{m}}$.

W pracy [9] przeanalizowano ruch domeny w torze permalojowym obliczając siłę działającą na domenę przy tych samych założeniach, t.j. przy stałym promieniu domeny R , stałej temperaturze i liniowym rozkładzie pola rozproszenia na powierzchni domeny. Okazało się, że obliczenia te potwierdziły obserwacje laboratoryjne.

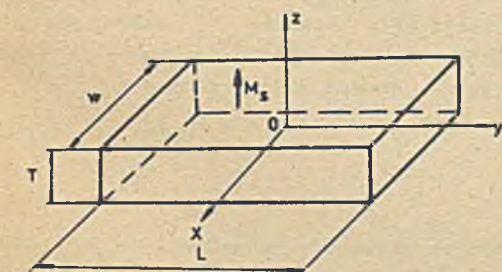
3. Zakończenie

Z przedstawionych obliczeń widać, że wpływ pola rozproszenia na namagnesowanie listwy jest znaczny. Szczególnie silne oddziaływanie domeny na listwę zaznacza się w pobliżu ściany domeny, co jest zgodne z przewidywaniami. Obliczenia rozkładu sił działających na domenę w różnych punktach toru permalojowego pozwalają na analizę ich pracy.

Uzupełnienie

W pracy zaniedbano namagnesowanie listwy w kierunku prostopadłym. Aby wykazać słuszność tego, obliczmy pole demagnetyzacji w środku płytki, która jest namagnesowana jednorodnie do nasycenia w całym objętości jak na rys. 8.

Obliczając potencjał magnetyczny [8], a następnie różniczkując go względem Z i całkując po objętości tej płytki, otrzymamy formułę określającą składową Z pola demagnetyzacji w środku listwy:



Rys. 8. Listwa permalojowa namagnesowana do nasycenia w kierunku z

$$H_{dZ0} = \frac{2M_s}{\pi} \arctg \frac{W \cdot L}{T \cdot \sqrt{L^2 + T^2 + W^2}} \quad (1)$$

Po podstawieniu wymiarów płytki $T = 0,4 \mu\text{m}$, $W = 2,0 \mu\text{m}$, $L = 10 \mu\text{m} \cdot M_s = 8 \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}}$, otrzymamy $H_{dZ0} = 7,82 \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}}$. Warunkiem koniecznym istnienia CDM jest [6] następująca nierówność:

$$H_p < N_0, \quad (11)$$

gdzie:

H_p - natężenie polaryzacji prostopadle do płytki i skierowane przeciwnie do magnesowania domeny,

M_0 - namagnesowanie płytki ferrimagnetyka.

Przyjmujemy, że miarą nienasyconia namagnesowania jest stosunek H_{Zmax}/H_{dzo} . Siuzna jest równość:

$$H_{Zmax}/H_{dzo} = M_z/M_s, \quad (III)$$

gdzie:

H_{Zmax} - maksymalna składowa Z pola prostopadłego do listwy,

M_z - składowa Z namagnesowania listwy permalowej.

Składową pola prostopadłą do listwy stanowią pole polaryzacji H_p i przeciwnie skierowana składowa pola rozproszania domeny. Tak więc w najgorszym wypadku maksymalnym polem prostopadłym H_{Zmax} może być H_p . Uwzględniając (II) i (III) oraz podstawiając $M_0 = 12 \cdot 10^{-4} \frac{A}{m}$, otrzymamy:

$$H_{Zmax}/H_{dzo} = M_z/M_s < M_0/H_{dzo} = 0.015 \quad (IV)$$

Czyli M_z w środku jest w przybliżeniu setną częścią M_0 . Należy zwrócić uwagę, że namagnesowanie M_z w innych punktach będzie jeszcze mniejsze. Wynika to stąd, że pole demagnetyzacji w środku jest najmniejsze.

LITERATURA

- [1] Szkodny T.: Rozkład namagnesowania elementów permalowych, Arch. Elektrot., PWN (w druku).
- [2] Babeck A.H.: A second Look at Magnetic Bubbles, IEEE Trans. on Magn. 1970 - Mag - 6, no 3.
- [3] Góral A.: Współczesne przyrządy elektronowe. WNT, Warszawa 1979.
- [4] Thiele A.A.: Device Implication of the Theory of Cylindrical Magnetic Domains, Bell Syst. Techn. J. 1971, vol. 50, no. 30.
- [5] Thiele A.A., Babeck A.H., Della Torre E., Gianola V.F.: The Energy and General Translation Force Cylindrical Magnetic Domains, Bell. Syst. Techn. J. 1971, vol. 50, no. 30.
- [6] Thiele A.A.: The theory of Cylindrical Magnetic Domains, Bell Syst. J. 1969, vol. 48, no. 10.
- [7] Nalecz M.: Cylindryczne domeny magnetyczne w technice cyfrowej. PWN Warszawa 1973.
- [8] Morish A.H.: Fizyczne podstawy magnetyzmu. WNT, Warszawa 1970.
- [9] Kempter K.: Cylindrical Domain Propagation by Permalloy Bar Stray Fields, IEEE Trans. on Magn., Mag-8 no. 4, 1972.
- [10] Goldstein R.M., Copeland J.A.: Permalloy Rail-Cylindrical Magnetic Domain Systems. J.Appl.Phys. vol.42, no.6, 1971.

Recenzent: Prof. dr hab. inż. Arkadiusz Góral

**НАМАГНИЧЕННОСТЬ ПЕРМАЛЛОВЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ АППЛИКАЦИЙ
И СИЛЫ ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ****Р е з ю м е**

В статье рассчитана намагниченность пермалловой аппликации с учётом и без учёта поля цилиндрической магнитной домены. Определено градиент поля намагничиваемой пермалловой аппликации и силы действующие на домены.

**THE MAGNETIZATION OF PERMALLOY BAR
AND THE FORCES ACTING UPON CYLINDRICAL MAGNETIC DOMAIN****S u m m a r y**

The paper deals with the calculation of the distribution of magnetization of a Permalloy bar, considering and neglecting stray field domain. The gradient stray field of magnetized bar is presented. This makes possible to define the force acting upon domain.