Ryszard JABŁOŃSKI
INSTYTUT TECHNOLOGII MATERIAŁÓW ELEKTRONICZYCH - WARSZAWA

OBLICZANIE STAŁYCH ANIZOTROPII MAGNETYCZNEJ W CIENKICH WARSTWACH MIERZONYCH METODĄ FMR

WSTĘP

Pomiar anizotropii magnetycznej dostarcza szeregu informacji, w wyniku których można oceniać przydatność badanego materiału w zastosowaniach.

Stałe anizotropii w cienkich warstwach magnetycznych mierzy się na ogół trzema metodami: metodą FMR, metodami magnetooptycznymi oraz przez pomiar momentu skręcającego. W niniejszej pracy przedstawione będą sposoby obliczania stałych anizotropii na podstawie pomiarów metodą rezonansu ferromagnetycznego FMR.

1. PODSTAWOWE ZAŁOŻENIA

Istnieje kilka modeli wyjaśniających mechanizm powstawania anizotropii jednoosiowej:1/ model uporządkowanych par, 2/ model preferencyjnego obsadzenia, 3/ opis fenomenologiczny.

W podejściu fenomenologicznym energię anizotropii rozpatruje się niezależnie od fizycznych mechanizmów wpływających na jej powstanie. Punktem wyjściowym do obliczeń jest metoda rozwiązywania równania ruchu magnetyzacji z uwzględnieniem anizotropii, przeprowadzona przez J.Smita, H.Beljersa [1] i H.Suhla [2]. Metoda niniejsza podana jest także w pracach [3, 4, 5, 6].

Całkowita energia swobodna F układu składa się z energii anizotropii E_k, energii oddziaływania z polem E_H oraz energii odmagnesowania E_M.

$$E_k = \sum_{n=1}^{3} K_n \sin^2 \sphericalangle M K_n$$

$$E_H = -\bar{M}\,\bar{H} = M H \cos \sphericalangle M H$$

$$E_M = 1/2\ \bar{M}\ \bar{\bar{N}}\ \bar{M}$$

$$F = E_k + E_{it} + E_M$$

K_1 - stała anizotropii kubinnej

$K_2 = K_u$ stała anizotropii osiowej

$K_3 = K_p$ stała anizotropii w pł. warstwy

W przypadku, gdy oś łatwego magnesowania jest prostopadła do płaszczyzny próbki $N_x = 0$, $N_y = 0$, $N_z = 4\pi$, wtedy $E_M = 2\pi M^2 \cos^2\theta$

W doświadczeniu FMR badana próbka umieszczona jest w jednorodnym polu magnetycznym o natężeniu dostatecznie dużym, aby namagnesować ją do stanu nasycenia. Prostopadle do stałego pola magnetycznego przyłożone jest zmienne pole mikrofalowe, które oddziaływuje z poruszającą się ruchem precyzyjnym magnetyzacją.

Z warunku na rezonans mamy:

$$\omega = \gamma H_{eff} \tag{2}$$

$$H_{eff} = \frac{1}{M \sin\theta}\left[\frac{\partial^2 F}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\,\partial\varphi}\right)^2\right]^{1/2} \tag{3}$$

gdzie:

ω - pulsacja zmiennego pola mikrofalowego,

γ - współczynnik żyromagnetyczny.

Ostatecznie otrzymujemy:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2\theta}\left[\frac{\partial^2 F}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta\,\partial\varphi}\right)\right]_{\substack{\theta=\theta_0\\ \varphi=\varphi_0}} \tag{4}$$

θ_0 i φ_0 oblicza się z warunków równowagi:

$$\frac{\partial F}{\partial\theta} = 0 \qquad \frac{\partial F}{\partial\varphi} = 0 \tag{5}$$

W oparciu na relacji (1) całkowita energia swobodna uwzględniająca anizotropię ortorombową i kubiczną dla warstwy o orientacji (111) przyjmie postać:

$$\begin{aligned} F = &-\left(K_u - 2\pi M^2\right)\cos^2\theta - K_p \sin^2\theta\cos^2(\varphi - \varphi_p) + \\ &\tfrac{1}{12}K_1\left[\tfrac{1}{2}\cos 2\theta + \tfrac{7}{8}\cos 4\theta + \sqrt{2}\cos 3\varphi\left(\sin 2\theta - \tfrac{1}{2}\sin 4\theta\right)\right] \\ &- MH\left[\sin\theta\sin\beta\cos(\varphi - \varphi_H) + \cos\theta\cos\beta\right] \end{aligned} \tag{6}$$

Wstawiając wyrażenie (6) do równania (4) z uwzględnieniem warunków równowagi (5) możemy obliczyć interesujące nas wartości.

Problem komplikuje się jednak z uwagi na fakt konieczności rozwiązania układu trzech równań nieliniowych o dość złożonej postaci. Dlatego też przy rozwiązaniu analitycznym musimy założyć szereg uproszczeń, ułatwiających wprawdzie rachunki, ale powodujących błędy w obliczanych wartościach.

2.1. Symetria ortorombowa

W symetrii tej zakłada się obecność dwu osi łatwych, osi K_u prostopadłej do płaszczyzny warstwy i osi K_p leżącej w płaszczyźnie. Obliczenia przeprowadzamy stosując wzór (6) z pominięciem członu zawierającego K_1.

Przyjmujemy następujące założenia: dominującą symetrią jest symetria jednoosiowa K_u; K_p traktujemy jako zaburzenie, wektor pola magnetycznego H pokrywa się z wektorem magnetyzacji M.

Rozważamy dwa przypadki: w pierwszym pole magnetyczne obraca się w płaszczyźnie próbki, jest to tak zwany pomiar 1, w drugim (pomiar 2) wektor pola magnetycznego znajduje się w płaszczyźnie, której normalną jest oś K_p.

W przypadku pomiaru 1 wyrażenie na energię swobodną (6) przyjmie postać:

$$F = -(K_u - 2\pi M^2)\cos^2\theta - K_p \sin^2\theta \cos^2(\varphi - \varphi_0) - MH \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_H) \tag{7}$$

Wstawiając (7) do (4) i (5) przy pominięciu wyrazów kwadratowych oraz oznaczając $H_u = 2\left(\frac{K_u}{M} - 2\pi M\right)$ $H_p = \frac{K_p}{M}$ otrzymamy:

$$H_{rez} = \frac{\omega}{\gamma} + \frac{1}{2}H_u - \frac{1}{4}H_p - \frac{3}{4}H_p \cos 2(\varphi_H - \varphi_p) \tag{8}$$

Widzimy iż kształt funkcji $H_{rez} = f(\varphi_H)$ $\theta = 90^\circ$ zależy wyłącznie od stałej H_p.

Analiza pomiaru 2 prowadzi do przekształcenia wyrażenia na energię swobodną:

$$F = -(K_u - 2\pi M^2)\cos^2\theta - K_p \sin^2\theta \cos^2(\varphi - \varphi_p) - MH\left[\sin\theta \sin\beta \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos\theta\cos\beta\right] \tag{9}$$

Postępując jak poprzednio otrzymamy:

$$H_{rez} = \frac{\omega}{\gamma} + \frac{H_u}{2} - \frac{H_p}{4} - \frac{3}{4}H_u \cos 2\beta \tag{10}$$

W tym przypadku na kształt krzywej wpływa wyłącznie H_u.

2.2. Symetria osiowa i kubiczna

W większości spotykanych przypadków, gdy orientacja podkładki, na której osadzona jest warstwa magnetyczna, wykonana jest z dokładnością nie gorszą niż 1°, wielkość stałej H_p można pominąć. Oprócz symetrii osiowej występuje jednakże zawsze symetria kubiczna K_1.

Ze względu na istotny wpływ stałej K_1 na funkcję $H_{rez} = f(\theta, \varphi)$ rozważymy powyższy przypadek szczegółowo. Tym razem we wzorze (6) pomijamy człon zawierający K_p. Z warunków równowagi (5) otrzymujemy:

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = MH \sin\theta \sin\beta \sin(\varphi - \varphi_H) - \frac{\sqrt{2}}{4} K_1 \sin 3\varphi \left(\sin 2\theta - \tfrac{1}{2}\sin 4\theta\right) = 0 \tag{11}$$

pochodna znika, gdy $\varphi = \varphi_H$ oraz gdy zaniedbamy K_1 lub gdy $\varphi = \varphi_H$ oraz $\varphi = 0, 60, 120$ przy uwzględnieniu K_1, z $\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0$ oznaczając $H_u = 2\left(\frac{K}{M} - 2\pi M\right)$; $H_1 = \frac{K_1}{M}$ oraz przyjmując $\varphi = \varphi_H$ otrzymamy

$$\sin(\theta - \beta) = -\frac{H_u}{2H}\sin 2\theta + \frac{1}{12}\frac{H_1}{H}\Big[\sin 2\theta + \tfrac{7}{2}\sin 4\theta - 2\sqrt{2}\cos 3\varphi\left(\cos 2\theta - \cos 4\theta\right)\Big] \tag{12}$$

uwzględniając że

$$\sin\beta = \sin\theta\cos(\theta - \beta) - \cos\theta\sin(\theta - \beta) \tag{13}$$

otrsymamy

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \Big\{H\cos(\theta - \beta) + \frac{H_u}{2} + \frac{H_u}{2}\cos 2\theta - \frac{H_1}{12}\Big[\frac{9}{2} + 8\cos 2\theta + \tfrac{7}{2}\cos 4\theta + 2\sqrt{2}\cos 3\varphi\left(\sin 2\theta - \sin 4\theta\right)\Big]\Big\} \cdot \Big\{H\cos(\theta - \beta) + H_u\cos 2\theta - \frac{H_1}{18}\Big[2\cos 2\theta + 14\cos 4\theta + 4\sqrt{2}\cos 3\varphi\left(\sin 2\theta - 2\sin 4\theta\right)\Big]\Big\} \tag{14}$$

Rozwiązując względem H przy zaniedbaniu wyrazów kwadratowych oraz zakładając $\vartheta = \beta$ otrzymamy końcowy wynik w postaci

$$H_{rez} = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{1}{4}H_u - \frac{3}{4}H_u\cos 2\beta + \frac{H_1}{12}\Big[\frac{9}{4} + 5\cos 2\beta + \frac{35}{4}\cos 4\beta + 5\sqrt{2}\cos 3\varphi\left(2\sin 2\beta - \sin 4\beta\right)\Big] \tag{15}$$

Wprowadzając następujące oznaczenia:

$$A_o = a_o^u + a_o^k = -1/4\, H_u + 3/16\, H_1 + \frac{\omega}{\gamma}$$

$$A_2 = a_2^u + a_2^k = -3/4\, H_u + 5/12\, H_1$$

$$A_4 = a_4^k = 35/48\, H_1 \tag{16}$$

$$B_2 = b_2^k = 10\sqrt{2}/12\, H_l \cos 3\varphi$$

$$B_4 = b_4^k = -5\sqrt{2}/12\, H_l \cos 3\varphi$$

możemy przekształcić wzór (15)

$$H_{rez} = A_o + A_2 \cos 2\beta + A_4 \cos 4\beta + B_2 \sin 2\beta + B_4 \sin 4\beta \tag{17}$$

lub rozdzielając symetrię osiową od kubicznej

$$H_{rez} = a_e^u + a_2^u \cos 2 + a_o^k + a_2^k \cos 2 + a_4^k \cos 4 + b_2^u \sin 2 + b_4^k \sin 4 \tag{18}$$

Rozważymy obecnie przypadek szczególny, gdy $\cos 3\varphi = 0$ wzór (17) przyjmie postać:

$$H_{rez} = A_o + A_2 \cos 2\beta + A_4 \cos 4\beta \tag{19}$$

Ze wzorów (16) i (19) wynika, że na term dwukrotny wpływa głównie H_u (w praktyce $H_l \approx 10^5/4\pi\,[A/m]$ $H_u \approx 10^6/4\pi\,[A/m]$, natomiast na term czterokrotny tylko symetria kubiczna. Zdając sobie sprawę z przyjętych w trakcie wyprowadzeń założeń i uproszczeń, możemy z dużym przybliżeniem obliczyć szukane stałe H_u, H_l ze współczynników A_m, B_m otrzymanych z analizy eksperymentalnej krzywej $H_{rez} = f(\vartheta, \varphi)$, np. metodą Fouriera. Z relacji (16) mamy:

$$H_l = 48/35\, A_4,\ H_u = -4/3\, A_2 - 5/12\, H_l \tag{20}$$

Dla pomiaru $\beta = 90°$ i wzór (15) przyjmie postać:

$$H_{rez} = 1/2\,(H_u + H_l) \tag{21}$$

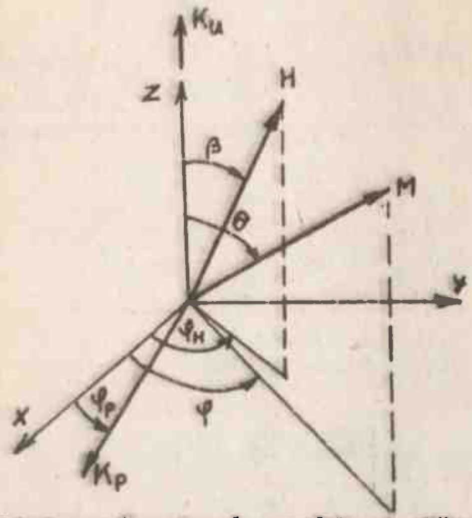
Jak widać, H_{rez} nie będzie zależało od kierunku pola magnetycznego znajdującego się w płaszczyźnie warstwy.

Powyższy tok obliczeń przeprowadzono w pracach [7] i [8].

3. OBLICZENIA NUMERYCZNE

Jak wynika z rozważań przeprowadzonych w poprzednich rozdziałach, rozwiązanie analityczne postawionego problemu możliwe jest jedynie przy wprowadzeniu założeń upraszczających, które ze zrozumiałych względów odbijają się na końcowych wynikach, a w szczególnych przypadkach mogą doprowadzić do fałszywych wniosków. Dlatego też oraz w celu porównania wyników i określenia błędów wnoszonych przez wprowadzone uproszczenia w niniejszym rozdziale przeprowadzimy analizę numeryczną.

W pierwszej kolejności rozważymy sposób otrzymania funkcji $H_{rez} = f(\beta)$ przy zadanych wartościach $\frac{\omega}{\gamma}$, H_u, H_p, H_l.



Rys. 1. Układ współrzędnych przyjęty w obliczeniach

Przyjmujemy następujący sposób postępowania:
Rozwiązujemy układ dwu równań otrzymanych z warunków równowagi, metodą iteracyjną Newtona-Raphsona

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 \qquad \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0$$

Wprowadzając oznaczenia

$$f(\theta,\varphi) = \frac{1}{H}\frac{\partial F}{\partial \varphi} \qquad g(\theta,\varphi) = \frac{2}{M}\frac{\partial F}{\partial \theta} \tag{22}$$

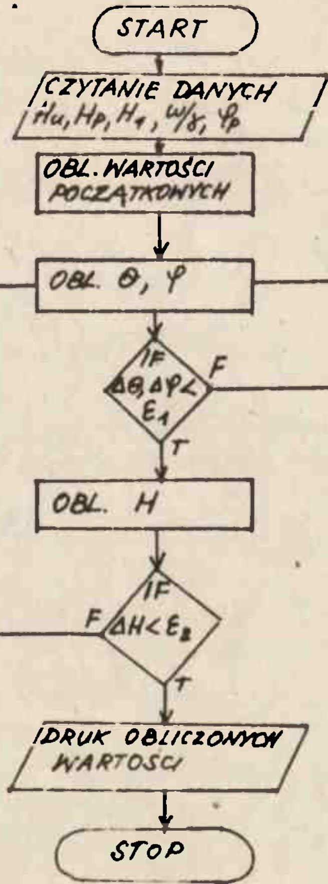
możemy napisać:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial \varphi} & \frac{\partial f}{\partial \theta} \\ \frac{\partial g}{\partial \varphi} & \frac{\partial g}{\partial \theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\varphi \\ \Delta\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f \\ -g \end{pmatrix} \tag{23}$$

$$\theta = \theta_0 + \Delta\theta \qquad \varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi \tag{24}$$

Funkcje $f(\theta,\varphi)$ oraz $g(\theta,\varphi)$ układamy dla parametrów $\frac{\omega}{\gamma}$, H_u, H_p, H_1, φ_p kolejno dla każdego B przy założonym $H = H_o$, gdzie H_o przewidywana wartość średnia. W tym przypadku przez wartość średnią rozumiemy wartość H_o otrzymaną z relacji $\frac{H_{max} - H_{min}}{2}$ Jeżeli zależy nam na zmniejszeniu ilości iteracji, możemy obliczeć H_o z wzoru przybliżonego uwzględniającego tylko symetrię osiową. Przyjmujemy wartości początkowe dla kątów $\theta_0 = \beta$, $\varphi_0 = \varphi_H$.

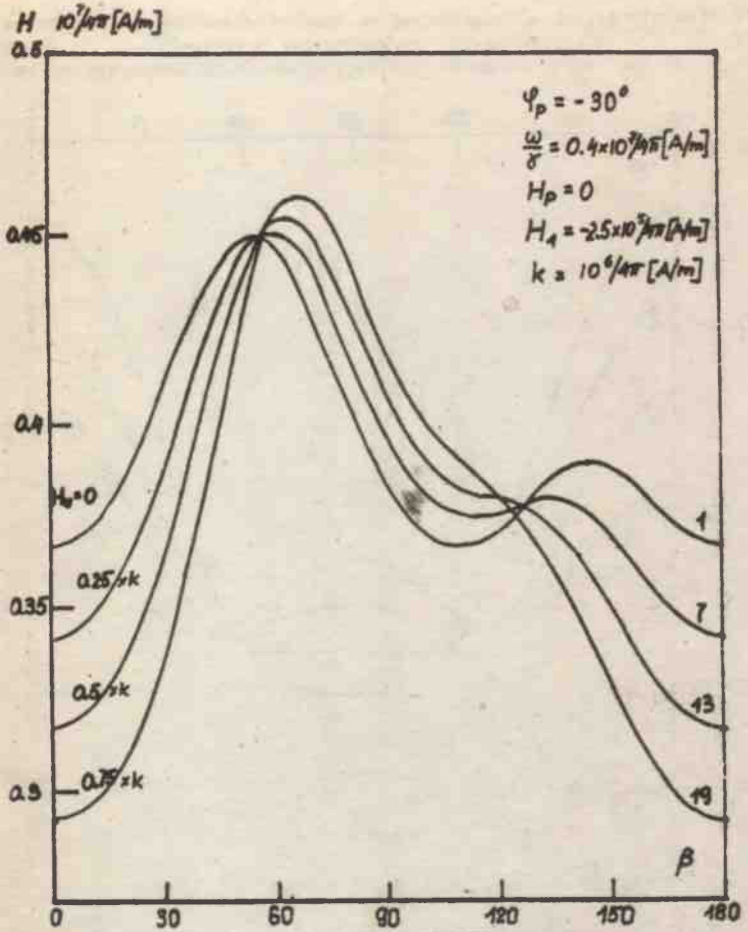
Pętla iteracyjna działa aż kolejny przyrost $\Delta\theta$ i $\Delta\varphi$ osiągnie żądaną wartość, po czym obliczamy nową wartość H z wyrażenia (4), dla której ponownie obliczamy θ i φ. Proces powtarzamy tyle razy, aż kolejne przyrosty H przyjmą żądaną wartość.



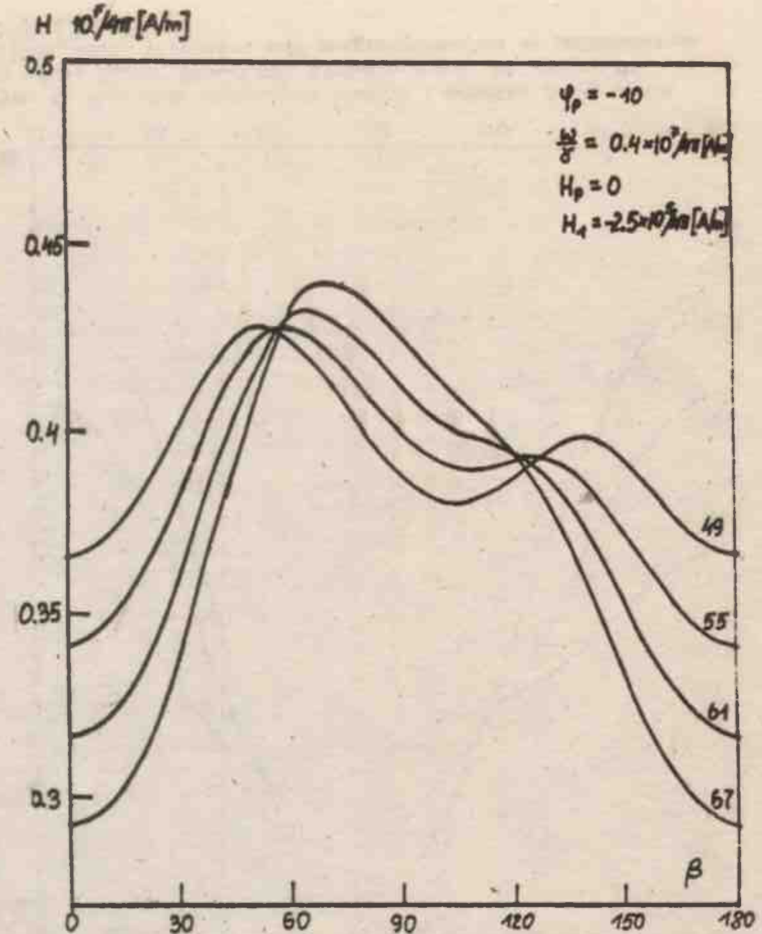
Rys. 2. Schemat blokowy programu ANKORT

Przedstawiony na rysunku 2 program ANKORT drukuje tablice wartości θ, $\beta - \theta$, φ, H_w, H, H_w - H dla kątów β od -20^o do $+200^o$ z krokiem co 10^o. Wykorzystując powyższy program otrzymano szereg krzywych $H_{rez} = f(\beta)$, na których widać zmianę kształtu w zależności od wartości parametrów $\frac{\omega}{\gamma}$, H_u, H_p, H_1, φ_p. Rysunki 3, 4, 5 pokazują krzywe, dla których $\frac{\omega}{\gamma} = 0{,}4 \times 10^7/4\pi$ [A/m], $H_p = 0$, $H_1 = -2{,}5 \times 10^5/4\pi$ [A/m], dla H_u przybierającego wartości (0,0, 0,05, 0,075) x $10^5/4\pi$ [A/m] oraz $\varphi_p = -30^o$ (rys.3), $\varphi_p = -10^o$ (rys.4), $\varphi_p = -0{,}0$ (rys.5).

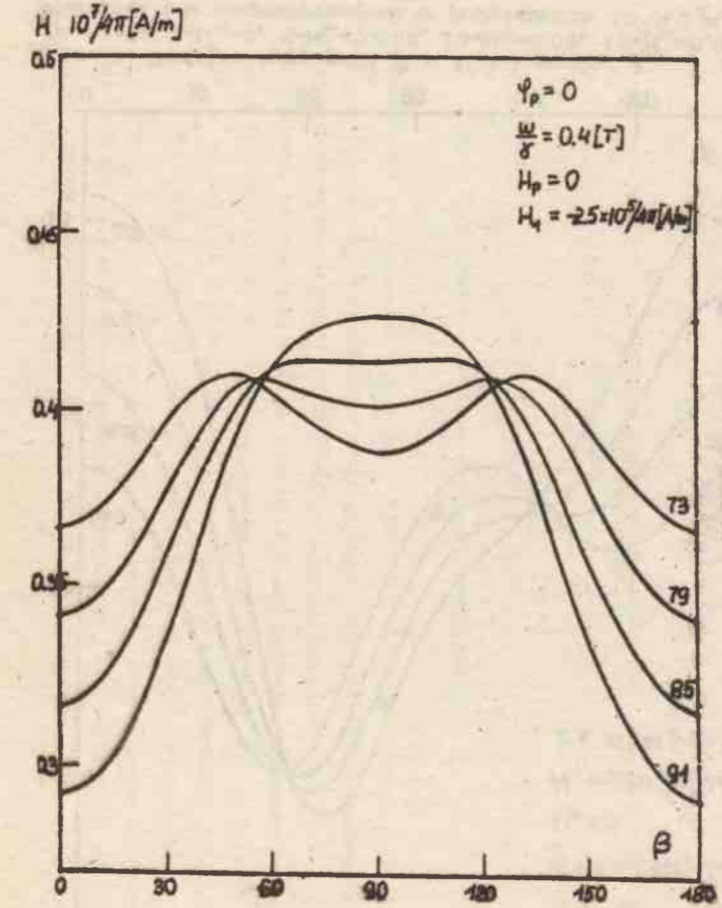
Przy ustalonym φ_p w miarę zmniejszania wartości H_u od 0,075 (T) do 0,0 (T) widać wpływ symetrii kubicznej, za którą zgodnie z wzorem (15) odpowiedzialne są stałe a_1^k, b_2^k, b_4^k.



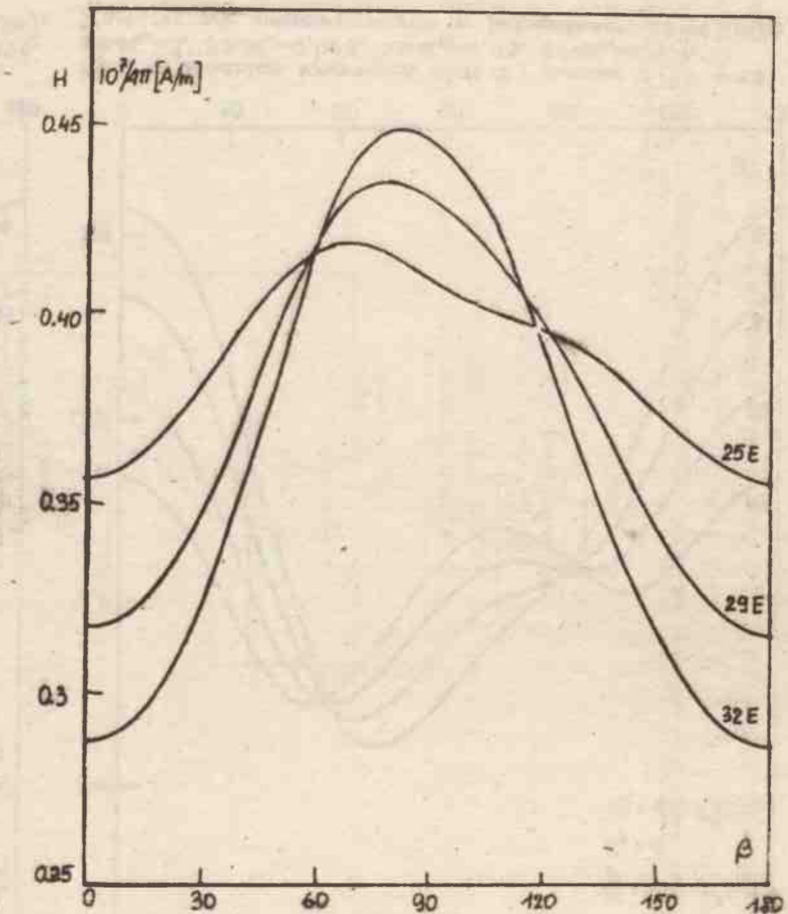
Rys. 3. Rodzina krzywych H = f(β) pomiar 2 φ_p = -30 1-H_u=0, 7-H_u=0,025, 13-H_u=0,05, 19-H_u=0,075. Wartości pól magnetycznych w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m].



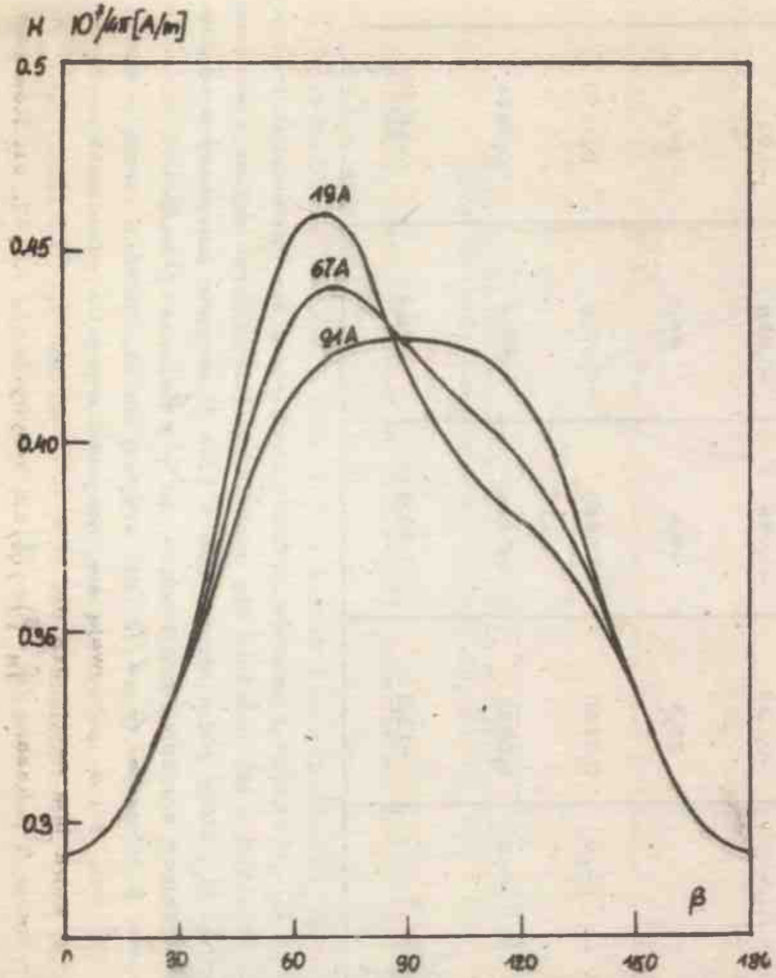
Rys. 4. Rodzina krzywych H=f(β) pomiar 2 φ_p =-10 49-H_u=0, 55-H_u=0,025, 61-H_u=0,05, 67-H_u=0,075. Wartości pól magnetycznych w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m].



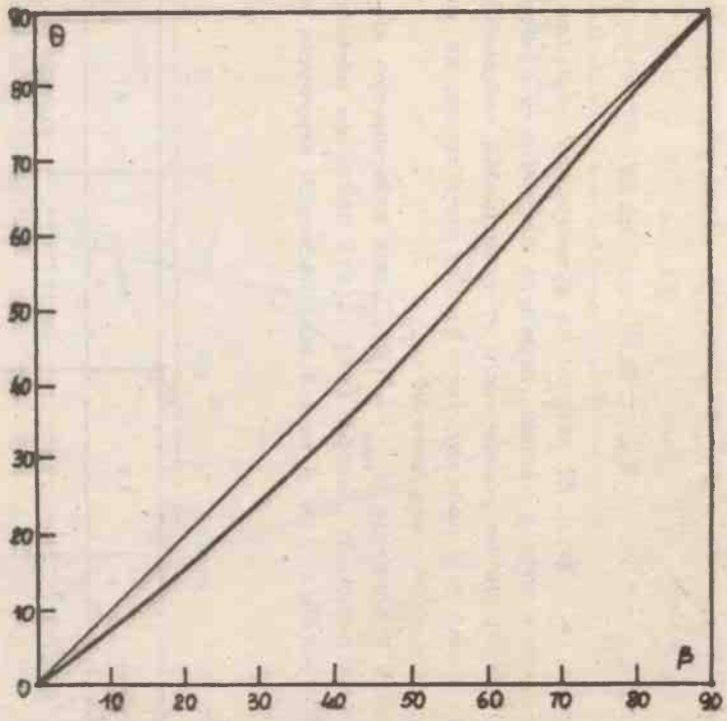
Rys. 5. Rodzina krzywych $H=f(\beta)$ pomiar $2\varphi_p = 0$
73-H_u=0, 79-H_u=0,025, 85-H_u=0,05, 91-H_u=0,075.
Wartości pól magnetycznych w jednostkach $10^7/4\pi$[A/m].



Rys. 6. Rodzina krzywych $H=f(\beta)$ pomiar $2\varphi_p = -15$,
ω/γ =0,4, H_p=0, H_l=-0,01, 25E-H_u=0,03, 29E-H_u=0,07,
32E-H_u=0,1. Wartości pól magnetycznych w jednostkach
$10^7/4\pi$[A/m].



Rys. 7. Rodzina krzywych $H=f(\beta)$ pomiar $2\omega/\gamma = 0{,}4$, $H_u=0{,}075$, $H_l=-0{,}025$, 19A-$\varphi_\rho = -30$, 67A-$\varphi_\rho = -10$, 91A-$\varphi_\rho = 0$



Rys. 8. $\theta = f(\beta)$ dla krzywej Nr 91

Ponieważ $\hat{\Psi}_H - \varphi_p = 90^\circ$, to przy φ_p dążącym do zera wpływ wyrazów b_2^k oraz b_4^k maleje.

$$\varphi_p \longrightarrow 0 \qquad \psi_H \longrightarrow 90 \qquad \cos 3\psi \longrightarrow 0$$

Stąd dla $\varphi_p = 0$ (rys. 5) krzywe są symetryczne względem $\beta = 90^\circ$. Rysunek 6 pokazuje zmianę kształtu badanych krzywych w funkcji H_u przy wartości H_l mniejszej niż na poprzednich wykresach. Jak należało się spodziewać, charakter zmian jest podobny, lecz słabiej zarysowany, ze względu na przeszło dwukrotnie mniejszą wartość H_l.

Rysunek 7 pokazuje $H_{rez} = f(\beta)$, gdzie zmieniającym się parametrem jest kąt φ_p. Na podstawie wzorów (16) i (17) obliczono wartości H_l i H_u analizą Fouriera i porównano je z wartościami badanych krzywych. Z tablicy 1 wynika,

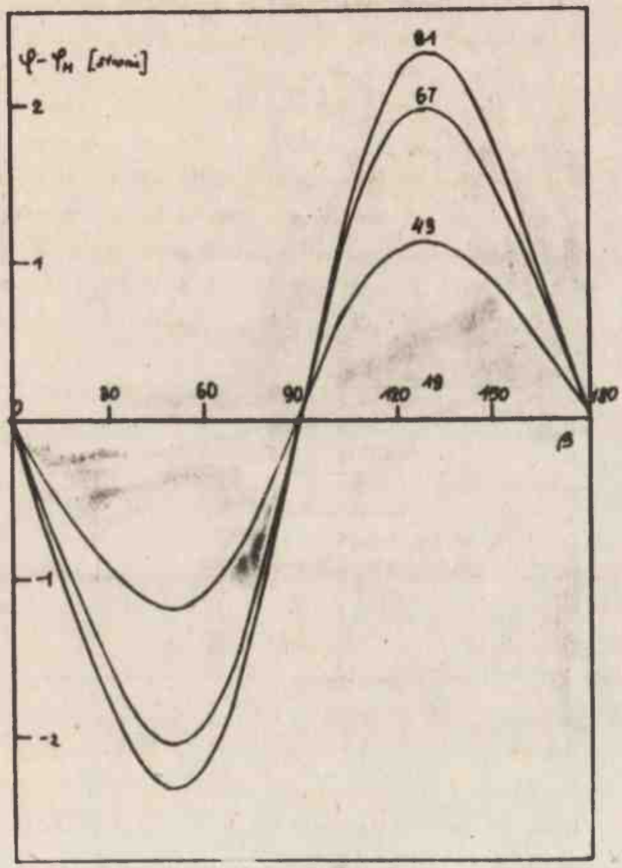
T a b l i c a 1

Nr krzywej	19	43	67	91
H_l^F /10⁷/4π [A/m]	-0,0186	-0,0177	-0,0138	-0,0135
H_l /10⁷/4π [A/m]	-0,025	-0,025	-0,025	-0,025
$\frac{H_l - H_l^F}{H_l}$ %	25,6	29,2	44,8	46,0
H_u /10⁷/4π [A/m]	0,0750	0,0750	0,0750	0,0750
H_u^F /10⁷/4π [A/m]	0,0834	0,0844	0,0886	0,0874
$\frac{H_u - H_u^F}{H_u}$ %	-11,2	-12,53	-15,47	-16,53

iż wartość H_l^F obliczona z wzorów przybliżonych różni się od faktycznej o 25–46%. Natomiast – jak należało się spodziewać – mniejszym błędem obarczona jest wartość H_u, która różni się średnio o 15%. Przyczyną powyższych błędów są upraszczające założenia przyjmujące, że $\varphi = \hat{\varphi}_H$ oraz $\vartheta = \hat{\vartheta}$.

Rysunek 8 pokazuje $\hat{\vartheta} = f(\beta)$ dla krzywej Nr 91. Widać z niego, iż dla $\beta = 0, 90^\circ$ kąty β i ϑ pokrywają się, natomiast wewnątrz przedziału występują różnice, która jest największa dla $\beta = 40^\circ$ i wynosi $6{,}46^\circ$.

Na rysunku 9 pokazano $(\varphi_H - \varphi) = f(\beta)$ dla krzywych 19, 43, 67, 91. Równość kątów φ i φ_H zachodzi dla krzywej 19, gdzie φ_ρ = − 30°. Ponieważ φ_H = φ_ρ + 90° = − 30° + 90° = 60°, sin 3φ = 0 i wtedy $\frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0$. Zgodne jest to z obliczeniami zestawionymi w tablicy 1.

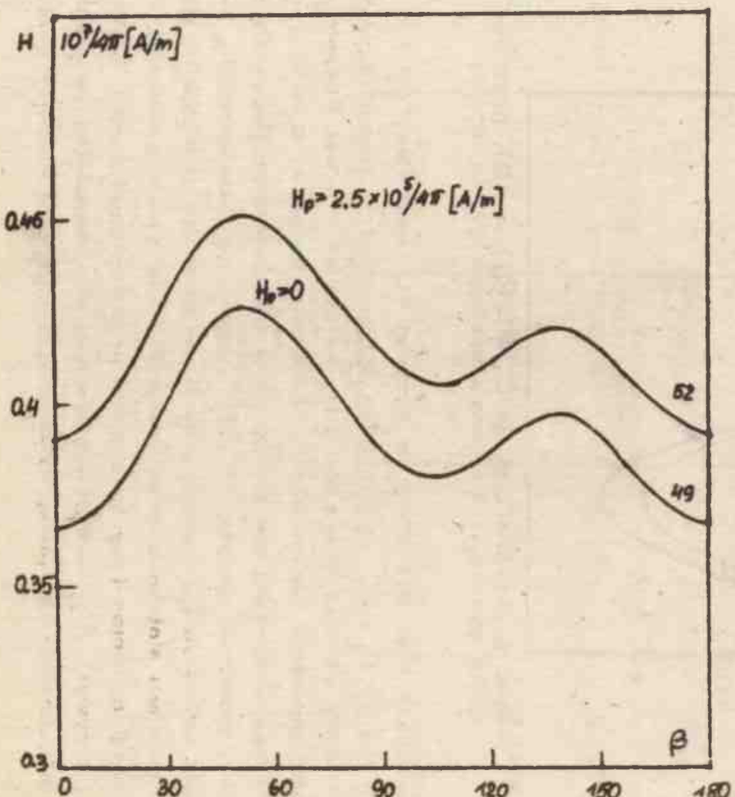


Rys. 9. Rodzina krzywych $(\varphi - \varphi_H) = f(\beta)$, poszczególne wykresy odpowiadają krzywym 19, 43, 67, 91

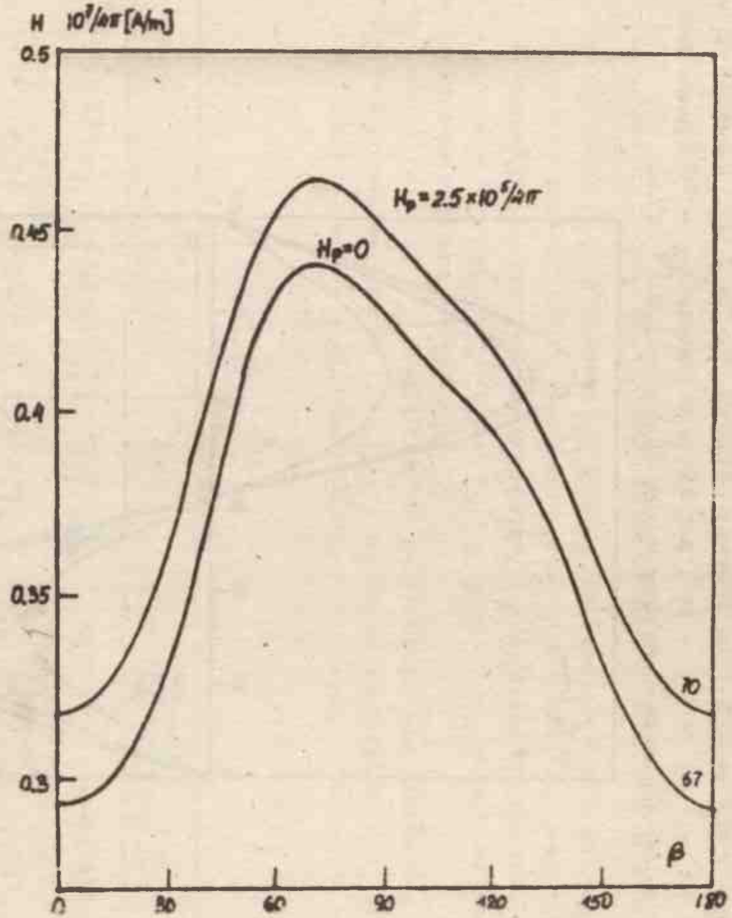
Największy błąd otrzymany dla krzywej 91, najmniejszy dla 19, w której różnica między H_1 i H_1^F wynika tylko z niespełnienia równości $\Theta = \beta$.

Rozważmy obecnie wpływ stałej H_u na kształt krzywej. Rozpatrzymy dwa przypadki pokazane na rysunku 10 i 11. Jest to pomiar 2, w którym wg wzoru (10) kształt krzywej nie zależy od H_p, natomiast przesuwa się tylko poziom stały. Jak widać na rysunku 10 i 11, wniosek ten jest spełniony przy $H_u = 0$, natomiast pewne różnice widać przy $H_u = 0{,}075\ /10^7/4\pi\ [A/m]$, gdzie oprócz zmiany poziomu stałego zmodyfikowany jest nieco kształt krzywej.

Z uwagi na wnioski wypływające z przedstawionej analizy porównawczej badanych krzywych $H_{rc} = f(\beta)$ ułożono program dopasowujący ADOP, który umożliwia obliczenia z żądaną dokładnością interesujących nas parametrów.



Rys. 10. $H = f(\beta)$ pomiar 2, $\psi_p = -10$, $\omega/\gamma = 0{,}4$, $H_l = -0{,}025$, $H_u = 0$, 52-$H_p = 0{,}025$, 49-$H_p = 0$. Wartości pól magnetycznych w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m].



Rys. 11. $H = f(\beta)$ $\psi_p = -10$, $\omega/\gamma = 0{,}4$, $H_l = -0{,}025$, $H_u = 0{,}075$, 70-$H_p = 0{,}025$, 67-$H_p = 0$. Wartości pól magnetycznych w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m].

Obliczenia przeprowadzono w dwóch wariantach ADOP1 oraz ADOP2. ADOP1 wykorzystuje program ANKORT oraz program 11.1 GRIDLS. ADOP2 wykorzystuje program ANKORT oraz program 11.5 CURFIT. SUBROUTINE GRIDLS oraz SUBROUTINE CURFIT (11) zmodyfikowano przystosowując je do pracy z kompilatorem XFAT w EMC ODRA 1305.

Tablica 2

PROGRAM 11-1 GRIDLS

DANE POCZĄTKOWE: Z, HU, HI = 0.4100 0.0900 -0.025

FY, FAS, FAD = 1000.0 20.0 20.0

EI = 0.050 MODE = 1 HP = 0.0000 FIPP = -15.0

MAPA ZMIANY PARAMETRW A

CHISOR	Z	HU	HI
-	/T/	/T/	/T/
474.1469	0.4010	0.0899	-0.0161
119.4545	0.3971	0.0925	-0.0123
58.1658	0.3968	0.0951	-0.0109
27.8844	0.3976	0.0970	-0.0103
11.6169	0.3984	0.0982	-0.0101
4.4212	0.3990	0.0990	-0.0100
1.5477	0.3994	0.0994	-0.0100
0.5170	0.3995	0.0997	-0.0100
0.1690	0.3996	0.0998	-0.0100
0.0565	0.3999	0.0999	-0.0100
0.0215	0.3999	0.0999	-0.0100
0.0105	0.4000	0.1000	-0.0100
0.0075	0.4000	0.1000	-0.0100

CZAS = 466 SEK

Uwaga: wartości Z, HU, HI podano w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m]

W tablicach 2 i 3 pokazano mapę dopasowań parametrów A. Jak wynika, z załączonych wydruków, przy założonym ε = 0,01 program ADOP1 realizuje się w 16 krokach w ciągu około 600 sek., natomiast ADOP2 w 3 krokach w czasie 100 sek.

WNIOSKI

Z przedstawionych rozważań porównawczych między przybliżonymi metodami analitycznymi a dokładnymi metodami numerycznymi wynika, iż stosowalność przybliżonych wzorów analitycznych jest możliwa tylko w przypadku zgrubnej oceny

T a b l i c a 3

PROGRAM 11-5 CURFIT

DANE POCZĄTKOWE: Z, HU, HI = 0.4100 0.0900 -0.0250

FY, FAS, FAD = 1000.0 20.0 20.0

FLAMDA = 0.0010

EI = 0.010 MODE =1 HP = 0.0000 FIPP = -15.0

MAPA ZMIANY PARAMETRÓW A

CHISOR	Z /T/	HU /T/	HI /T/
2.3405	0.3995	0.0994	-0.0098
0.0060	0.4000	0.1000	-0.0100
0.0060	0.4000	0.1000	-0.0100

CZAS = 99 SEK

Uwaga: wartości Z, HU, HI podano w jednostkach $10^7/4\pi$ [A/m]

parametrów. Najmniejszy błąd, około 15%, występuje przy obliczaniu stałej H_u, natomiast obliczając stałą anizotropii kubicznej H_1 popełniamy błąd rzędu 50%. Obliczenia numeryczne pozwalają nam otrzymać poszukiwane stałe z dokładnością uwarunkowaną tylko danymi pomiarowymi. Przydatność obliczeń analitycznych oprócz zgrubnej oceny szukanych parametrów mogą mieć zastosowanie jako dane początkowe w programie dopasowującym, pozwalając w ten sposób skrócić czas jego pracy. Jak wynika z map dopasowań (tablica 2, 3), należy stosować program wykorzystujący SUBROUTINE CURFIT ze względu na krótki czas pracy, około 100 sek. Czas ten można by skrócić do kilku sekund przy pracy na szybszych maszynach, np. CYBER 60 lub IBM 360.

(Wpłynęło 10.I.1981)

LITERATURA

1. Smit J., Beljers H.G., Philips Res. Rep., 10, 113, (1955).
2. Suhl H., Phys. Rev., 97, 555 (1955).
3. Gurewicz A.G., Magnitnyj rezonans w ferritach i antiferromagnetikach, Moskwa (1973).
4. Morrish A.H., Fizyczne podstawy magnetyzmu, PWN, Warszawa (1970).
5. Vittoria C., Lessoff H., Wilsey D., Intermag Conference, 273 (1972).
6. Wadas R., Zjawiska rezonansowe w ferrytach, PWN (1964).
7. Maryško M., Nitch K., Czech. J. Phys., B 28, 343 (1978).

Jabłoński R., Palczewska M., Sarnecki J., 4th International Conf. on Microwave Ferrite 268, Jabłonna (1978).

Bevington P.R., Data reduction and error analysis for physical sciences, New York (1969).