

Zjawisko magnetoelektryczne i perspektywy jego zastosowań

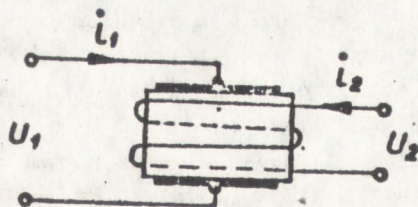
1. WSTĘP

Zjawisko magnetoelektryczne polega na zmianie indukcji elektrycznej \vec{D} pod wpływem pola magnetycznego \vec{H} i zmianie indukcji magnetycznej \vec{B} pod wpływem pola elektrycznego \vec{E} .

$$\vec{D} = \beta \vec{H} \qquad \vec{B} = \beta \vec{E} \qquad (1.1)$$

gdzie przenikalność magnetoelektryczna została nazwana β .

Zasada pomiaru zjawiska magnetoelektrycznego jest prosta, zilustrowana na rys. 1. Zmieniając pole magnetyczne za pomocą prądu i_2 mierzy się indukcję elektryczną \vec{D} za pomocą napięcia U_1 . Odwrotnie mierzy się indukcję magnetyczną \vec{B} zmieniając pole \vec{E} .



Rys. 1. Schemat pomiaru indukcji elektrycznej \vec{D} /przez pomiar napięcia U_1 / pod wpływem zmian pola magnetycznego \vec{H} /przez zmianę prądu i_2 / oraz indukcji magnetycznej \vec{B} /przez pomiar napięcia U_2 / pod wpływem zmian pola elektrycznego \vec{E} /przez zmianę napięcia U_1 /

Zjawisko magnetoelektryczne /ME/ jest stosunkowo słabe, niemniej mierzone napięcia są rzędu napięć Halla i zależą od rodzaju materiału. Zjawisko to jest obserwowane w antyferromagnetykach, ferrimagnetykach, ferromagnetykach i paramagnetykach. W diamagnetykach, w tym w półprzewodnikach, jest obserwowane dotychczas tylko połowa tego zjawiska, tzn. zmiana indukcji elektrycznej \vec{D} pod wpływem zmian pola magnetycznego \vec{H} . Teoretycznie możliwa jest obserwacja również drugiej połowy tego zjawiska. Prób takich nie dokonywano.

Zjawisko ME dosyć obszernie analizował teoretycznie Van Vleck [1] zapatrując się pesymistycznie na możliwość jego pomiaru. Podobną opinię wyrazili Landau i Lifszic [2]. Działoszyński [3] był zdania, że intensywność tego zjawiska zależy od symetrii kryształu. Wskazał na antyferromagnetyczny kryształ Cr_2O_3 jako na jeden z najbardziej odpowiednich do badań eksperymentalnych. Astrow [4] mierzył indukcje \vec{E} i \vec{D} tego kryształu i istotnie wykrył zjawisko ME. Od tego czasu zaczęto bardzo intensywnie badać ten efekt i stwierdzono, że istotnie symetria kryształów ma wpływ na intensywność zjawiska. Jeśli jednak stosować jednocześnie stałe pola elektryczne i magnetyczne, a efekt ME mierzyć za pomocą prądów zmiennych, to symetria kryształu jest kwestią drugorzędną. Przykładem jest popularny granat YIG, który nie powinien wykazywać zjawiska ME /wg kryteriów Działoszyńskiego/. Jeśli jednak przyłoży się do niego pewne napięcie stałe, to efekt ME jest wyjątkowo silny.

Próby wyjaśnienia i opisu teoretycznego zjawiska ME są dokonywane w dwóch kierunkach. Pierwszy z nich, zapoczątkowany przez Landaua i Lifszica [2] /tzw. kierunek termodynamiczny/, polega na rozwinięciu potencjału termodynamicznego $\Phi(E, H)$ na szereg Taylora względem zmiennych pól E i H oraz obliczeniu indukcji $B = f(E)/D = f(H)$. Drugi kierunek polega na możliwie trafnej konstrukcji hamiltonianu spinowego wg reguł stosowanych w przybliżeniu teorii pola krystalicznego. Znając hamiltonian układu przez rutynowe uśrednienia określa się indukcje \vec{D} i \vec{B} .

Zjawisko ME nie jest wyłącznie zjawiskiem termodynamicznym. Gdyby nim było, to zostałoby odkryte prawdopodobnie już w XIX wieku. Rezultaty otrzymywane na podstawie obliczeń drugiego kierunku /hamiltonianu spinowego/ również nie wyjaśniają istoty zjawiska.

Zwrócić należy uwagę, że jedynymi klasycznymi równaniami wiążącymi indukcje \vec{D} i \vec{B} z polami \vec{E} i \vec{H} są równania Maxwella. Usilne próby wykorzystania tych równań do interpretacji zjawiska ME [5] zostały zaniechane. Zakres mechaniki kwantowej stosowanej dotychczas do interpretacji zjawisk w półprzewodnikach, laserach, maserach i innych urządzeniach technicznych nie wystarcza do interpretacji zjawiska ME.

Zdaniem autorów, zjawisko magnetoelektryczne wynika z istoty relatywistycznej teorii kwantów i da się opisać tylko za pomocą pewnych niżej

sprecyzowanych form relatywistycznego równania Diraca.

Celem niniejszej pracy jest teoretyczna interpretacja tego zjawiska oraz ilościowy opis wyników eksperymentalnych.

Powodem natomiast zamieszczenia tych wyników w Materiałach Elektronicznych jest zwrócenie uwagi, że w wykorzystaniach technicznych wkraczamy już w zakres relatywistycznej teorii kwantów.

Niżej przedstawiona analiza zjawisk MEI została równocześnie wysłana do publikacji w czasopiśmie zagranicznych.

2. MOMENTY ELEKTRYCZNY I MAGNETYCZNY ELEKTRONU ZE SPINEM W POLACH \vec{E} I \vec{H}

Jeśli swobodny atom umieścić w węźle sieci krystalicznej, to zostanie on poddany działaniu pola elektrycznego kryształu, tzw. pola krystalicznego. Jeśli ponadto kryształ jest magnetyczny, to na rozpatrywany atom działa pewne magnetyczne pole wymienne. Elektron więc w atomie jest poddany działaniu pola elektrycznego \vec{E} i magnetycznego \vec{H} .

Zagadnienie takie opisuje równanie Diraca dla rozwiązań dodatnich, którego operator Hamiltona w reprezentacji Foldy-Wouthuysena ma postać następującą [6-8]

$$\hat{\chi} = mc^2 + \frac{1}{2m} \left(\hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - \frac{e\hbar}{2mc} \hat{\sigma} \vec{H} - \frac{e\hbar}{4m^2 c^2} \hat{\sigma} (\vec{E} \times \hat{p}) + e\phi - \frac{p^4}{8m^3 c^2} - \frac{e\hbar^2}{8m^2 c^2} \nabla \vec{E} \quad /2.1/$$

W dalszej analizie będą pominięte /jako małe/ wyrazy $p^4/8m^3 c^2$ i $e\hbar^2 \nabla \vec{E}/8m^2 c^2$. Ponadto będą przyjęte następujące relacje:

$$\vec{A} = \frac{1}{2} (\vec{H} \times \vec{r}), \quad \mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}, \quad \mu^* = \mu_0 \hat{\sigma}, \quad (\vec{r} \times \hat{p}) = \hbar \hat{l}, \quad \hat{\mu}^* = -\mu_0 \hat{l}, \quad \phi = -\vec{r} \vec{E} \quad /2.2/$$

Hamiltonian zaburzenia układu polami \vec{E} i \vec{H} otrzymany z równania /2.1/ przybiera jedną z dwu następujących postaci równoważnych:

$$\chi^* = -e\vec{r}\vec{E} + (\hat{\mu}^* + \hat{\mu}^*)\vec{H} + \frac{1}{2c} \hat{\mu}^* (\vec{E} \times \hat{v}) \quad /2.3/$$

$$\chi^* = -e\vec{r}\vec{E} + (\hat{\mu}^* + \hat{\mu}^*)\vec{H} - \frac{1}{2c} \vec{E} (\hat{\mu}^* \times \hat{v}) \quad /2.4/$$

gdzie wykorzystano następujące związki $\hat{\mu}^* (\vec{E} \times \hat{v}) = -\vec{E} (\hat{\mu}^* \times \hat{v})$, $\hat{v} = \hat{p}/m$

Dwa pierwsze wyrazy równania /2.3/ lub równanie /2.4/ są operatorami konwencjonalnej energii elektronu w polach elektrycznym \vec{E} i magnetycz-

nym \vec{H} . Ostatni wyraz jest operatorem energii oddziaływań pola elektrycznego \vec{E} ze spinowym momentem magnetycznym $\hat{\mu}^s$.

Z równań /2.3/ i /2.4/ można określić operatory pola magnetycznego \vec{H} i momentu elektrycznego \vec{p}^T w sposób następujący:

$$\hat{H} = -\frac{\partial \hat{\chi}'}{\partial \hat{\mu}^s} = -\left[\vec{H} + \frac{1}{2c}(\vec{E} \times \hat{v})\right] \quad /2.5/$$

$$\hat{p}^T = -\frac{\partial \hat{\chi}'}{\partial \vec{E}} = \hat{p} + \frac{i}{2c}(\hat{\mu}^s \times \hat{v}), \quad \hat{p} = e\hat{r} \quad /2.6/$$

Z równań powyższych wynika, że operatory pola magnetycznego \vec{H} i momentu elektrycznego \vec{p}^T również składają się z części konwencjonalnej i części relatywistycznej reprezentowanej przez ich ostatnie wyrazy. Analogicznie do zjawiska magnetoelektrycznego, dodatkowe pole magnetyczne jest indukowane przez pole elektryczne \vec{E} , a dodatkowy moment elektryczny przez moment magnetyczny.

Aby przejść od operatorów energii i momentów do ich odpowiedników mierzonych eksperymentalnie, będzie zastosowana procedura określenia wartości własnej hamiltonianu /2.3/ za pomocą rachunku zaburzeń, zgodnie z formułą:

$$W = W_0 + \langle n | \hat{\chi}' | n \rangle - \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n | \hat{\chi}' | n' \rangle \langle n' | \hat{\chi}' | n \rangle}{E_n' - E_n} \quad /2.7/$$

gdzie n jest zbiorem liczb kwantowych określających niezwyrodniałe stany orbitalne stomu oraz

$$\langle n | n \rangle = 1, \quad \langle n' | n' \rangle = 0$$

Ostatni wyraz równania /2.3/ przedstawia się zwykle jako operator energii oddziaływania spinowo-orbitalnego zakładając, że potencjał φ pola elektrycznego \vec{E} ma symetrię sferyczną. Wówczas

$$\begin{aligned} \frac{1}{2c} \hat{\mu}^s (\vec{E} \times \hat{v}) &= -\frac{1}{2mc} \frac{i}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \hat{\mu}^s (\vec{r} \times \hat{p}) = -\frac{\hbar}{2mc} \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} (\hat{\mu}^s \times \hat{l}) = \\ \frac{i}{\hbar e r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} (\hat{\mu}^s \hat{l}) &= \frac{1}{\mu_B} \xi (\hat{\mu}^s \hat{l}), \quad \xi = \frac{1}{\hbar e r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \mu_B^2 \end{aligned} \quad /2.8/$$

W niniejszej pracy nie będą nakładane warunki na potencjał pola elektrycznego φ . Będzie przyjęte, że potencjał φ składa się zarówno z potencjału o symetrii sferycznej, jak i z potencjału o symetrii niesferycznej, jaki cechuje sieć krystaliczna lub pole zewnętrzne. Zatem całkowite pole elektryczne \vec{E} składać się będzie z części \vec{E}_s odpowiadającej potencjałowi o symetrii sferycznej i części \vec{E}_n odpowiadającej potencjałowi o symetrii niesferycznej, tzn. $\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_n$. Ostatni więc wyraz hamiltonianu /2.3/ rozpadnie się na dwie części: jedną wyrażoną przez relacje

/2.8/ i jedną w formie niezmienniczej, odpowiadającej potencjałowi o symetrii niesferycznej, tzn.

$$\chi' = -e\vec{r}\vec{E} + (\hat{\mu}^l + \hat{\mu}^s)\vec{H} + \frac{1}{\mu_B^2} \xi(\hat{\mu}^s\hat{\mu}^l) + \frac{1}{2c} \hat{\mu}^s(\vec{E} \times \hat{v}) \quad /2.9/$$

Przejścia do układu wieloelektronowego dokonuje się wykorzystując zasadę sprzężenia Russella-Saundersa, tzn.

$$M^l = \sum_l \mu_l^l, \quad M^s = \sum_s \mu_s^s, \quad \rho = \sum_p \rho_p, \quad \rho = e r$$

gdzie sumowania momentów dokonuje się w 1 cm³ kryształu.

Uwzględniając powyższe w równaniu /2.6/, ostateczną postać hamiltonianu zaburzeń dla układu wieloelektronowego zapisze się w formie

$$\chi' = -\vec{E} \sum_p \epsilon r_p + (\vec{M}^l + \vec{M}^s)\vec{H} + \frac{1}{N^2 \mu_B^2} \lambda(\vec{M}^s \vec{M}^l) + \frac{1}{2c} \vec{M}^s(\vec{E} \times \hat{v}) \quad /2.10/$$

gdzie N jest liczbą momentów μ^l i μ^s w 1 cm³, a λ - stałą sprzężenia L-S.

Jeśli podstawić powyższy hamiltonian do równania /2.7/, wówczas w przybliżeniu pierwszego rzędu rachunku zaburzeń otrzymuje się

$$W_i = \langle n | M_i H_i | n \rangle = M_i H_i \quad /2.11/$$

Drugi rząd rachunku zaburzeń daje

$$W_2 = \chi_{ij} E_i E_j - \Lambda_{ij} H_i H_j - \frac{\lambda^2}{(N^2 \mu_B^2)^2} M_i M_j \Lambda_{ij} - \frac{2\lambda}{N^2 \mu_B^2} H_i M_j \Lambda_{ij} - a_{ij} H_i M_j - b_{ij} M_i M_j - c_{ij} M_i M_j \quad /2.12/$$

gdzie

$$\chi_{ij} = \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n | \epsilon r_i | n' \rangle \langle n' | \epsilon r_j | n \rangle}{E_{n'} - E_n} \quad \Lambda_{ij} = \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n | M_i^l | n' \rangle \langle n' | M_j^l | n \rangle}{N^2 \mu_B^2 (E_{n'} - E_n)}$$

$$a_{ij} = \frac{1}{2c} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n | M_i^l | n' \rangle \langle n' | (\vec{E} \times \hat{v})_j | n \rangle}{E_{n'} - E_n} \quad b_{ij} = \frac{\lambda}{N \mu_B} a_{ij}$$

$$c_{ij} = \frac{1}{(2c)^2} \sum_{n' \neq n} [\langle n | (\vec{E} \times \hat{v})_i | n' \rangle \langle n' | (\vec{E} \times \hat{v})_j | n \rangle] (E_{n'} - E_n)^{-1} \quad /2.13/$$

Poza wyrazami przedstawionymi w równaniu /2.12/ otrzymuje się w wyniku mnożenia wg formuły /2.7/ inne wyrazy, które znikają albo z powodu nie zachowania parzystości albo wzajemnie się odejmują jako wynik hermitowości operatorów \hat{f}_i , \hat{L}_i oraz \hat{D}_i .

Energia /2.11/ jest konwencjonalną energią magnetyczną kryształu, a wyraz pierwszy w równaniu /2.12/ - konwencjonalną energią elektryczną. Trzy kolejne wyrazy w równaniu /2.12/ zawierające współczynniki są znane w teorii paramagnetyzmu. Są one niewielkie i nieistotne w dalszej analizie i dlatego zostaną włączone do energii magnetycznej /2.11/. Zjawisko magnetoelektryczne jest opisywane przez ostatnie trzy wyrazy równania /2.12/ zawierającego współczynniki a_{ij} , b_{ij} i c_{ij} . Całkowita więc energia kryształu ma postać następującą:

$$W = W_1 + W_2 = M_i H_i + \chi_{ij} E_i E_j - a_{ij} (H_i + \lambda \frac{M_i}{N \mu_B}) M_j - c_{ij} M_i M_j \quad /2.14/$$

Całkowity moment magnetyczny 1 cm³ kryształu znajduje się następująco:

$$M_i^T = - \frac{\partial W}{\partial H_i} = - M_i + a_{ij} (1 + \lambda \frac{\chi_i}{N \mu_B}) M_j + c_{ij} \chi_i M_j + a_{ij} (H_i + \lambda \frac{M_i}{N \mu_B}) \chi_{ij} + c_{ij} \chi_{ij} M_i \quad /2.15/$$

Z formuły powyższej łatwo już określa się podatność magnetyczną.

$$\chi_{ij}^T = - \frac{\partial W}{\partial H_i \partial H_j} = - \chi_{ij} + a_{ij} (1 + \lambda \frac{\chi_i}{N \mu_B}) \chi_{ij} + c_{ij} \chi_i \chi_j + a_{ij} (\delta_{ij} + \lambda \frac{\chi_{ij}}{N \mu_B}) \chi_{ji} + c_{ij} \chi_{ji} \chi_{ij} \quad /2.16/$$

Całkowity moment elektryczny /polaryzacja P/ 1 cm³ kryształu będzie obliczony z równania /2.14/ dla każdego wyrazu oddzielnie. Pierwszym wyrazem będącym funkcją pola elektrycznego jest

$$W^{(e)} = \chi_{ij} E_i E_j \quad \text{skąd} \quad P_i^{(e)} = - \frac{\partial W^{(e)}}{\partial E_i} = \chi_{ij} E_j \quad /2.17/$$

Kolejną część energii opisuje wyraz zawierający współczynnik a_{ij} w /2.14/. W celu uproszczenia zapisu będzie przeanalizowana tylko jego druga część, tzn.

$$W^{(M)} = -\sigma_{ij} \frac{\lambda}{N\mu_B} M_i M_j$$

/2.18/

Rozwijając /2.18/ otrzymuje się:

$$\begin{aligned} W^{(M)} = & M_x^2 (E_y \alpha_{xyx} - E_z \alpha_{xzy}) + M_x M_y (E_z \alpha_{xzx} - E_x \alpha_{xxx}) + M_x M_z (E_x \alpha_{xxy} - E_y \alpha_{xyx}) + \\ & \sqrt{M_y M_x (E_y \alpha_{yyz} - E_z \alpha_{zyy})} + M_y^2 (E_x \alpha_{yyx} - E_x \alpha_{yxx}) + M_y M_z (E_x \alpha_{yyx} - E_y) + \\ & \sqrt{M_z M_x (E_y \alpha_{zyz} - E_z \alpha_{zzy})} + M_z M_y (E_z \alpha_{zzy} - E_x \alpha_{zxx}) + M_z^2 (E_x \alpha_{zzy} - E_y \alpha_{zyx}) \end{aligned}$$

Odpowiadająca tej energii polaryzacja elektryczna ma postać

$$P_x^{(M)} = -\frac{\partial W^{(M)}}{\partial E_x} = \alpha_{xxy} M_x M_z - \alpha_{xxz} M_x M_y + \alpha_{yxy} M_y M_z - \alpha_{yxz} M_y^2 + \alpha_{zxy} M_z^2 - \sqrt{\alpha_{zxx} M_z M_y}$$

$$P_y^{(M)} = -\frac{\partial W^{(M)}}{\partial E_y} = \alpha_{xyx} M_x^2 - \alpha_{xyx} M_x M_z + \alpha_{yyz} M_y M_x - \alpha_{yyx} M_y M_z + \alpha_{zyx} M_z M_x - \sqrt{\alpha_{zyx} M_z^2} \quad /2.19/$$

$$P_z^{(M)} = -\frac{\partial W^{(M)}}{\partial E_z} = \alpha_{xzx} M_x M_y - \alpha_{xzy} M_x^2 + \alpha_{yzx} M_y^2 - \alpha_{yzy} M_y M_x + \alpha_{zzx} M_z M_y - \sqrt{\alpha_{zzx} M_z M_x}$$

gdzie

$$\alpha_{ikl} = \frac{\lambda}{N\mu_B} \frac{1}{2c} \sum_{n \neq n'} \langle n | M_i^+ | n' \rangle \langle n' | e_k v_l | n \rangle (E_{n'} - E_n)^{-1}$$

przy warunku.

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_x + \vec{e}_y E_y + \vec{e}_z E_z, \quad e_{\pm q} = \pm 1 \quad (q = x, y, z)$$

Polaryzację określoną przez równanie /2.19/ można wyrazić za pomocą jednej formuły

$$P_k^{(M)} = - \frac{\partial W^{(M)}}{\partial E_k} = M_i (\alpha_{ik, k+1} M_{k-1} - \alpha_{ik, k-1} M_{k+1}) \quad /2.20/$$

Jeśli $k=x$ to $k+1=y$, $k-1=z$.

Jeśli uwzględnimy również pole magnetyczne \vec{H} występujące w /2.14/, to polaryzacja elektryczna /2.20/ będzie miała postać

$$P_k^{(M)} = \left(\frac{N\mu_B}{\lambda} H_i + M_i \right) (\alpha_{ik, k+1} M_{k-1} - \alpha_{ik, k-1} M_{k+1}) \quad /2.21/$$

Z formuły powyższej wynika, że jeśli nie są włączone zewnętrzne pola magnetyczne i elektryczne $H=0$, $E=0$, to polaryzacja elektryczna nie znika. Można więc wyciągnąć wniosek, że w kryształach ze spontaniczną magnetyzacją istnieje spontaniczna polaryzacja elektryczna.

Ostatnią część energii opisywaną przez wyraz zawarty w równaniu /2.14/ można przekształcić w sposób następujący:

$$W^{(E)} = -c_{ij} M_i M_j = -d_{ij} E_i E_j \quad /2.22/$$

gdzie

$$d_{ij} = \frac{1}{(2c)^2} \sum_{n \neq n'} \langle n | (\vec{M} \times \hat{v})_i | n' \rangle \langle n' | (\vec{M} \times \hat{v})_j | n \rangle (E_{n'} - E_n)^{-1} \quad /2.23/$$

Z równania /2.22/ łatwo jest obliczyć polaryzację i podatność elektryczną

$$P_i^{(E)} = - \frac{\partial W^{(E)}}{\partial E_i} = d_{ij} E_j, \quad \chi_{ij} = - \frac{\partial W^{(E)}}{\partial E_j \partial E_i} = d_{ij} \quad /2.24/$$

Całkowitą więc polaryzację elektryczną otrzymuje się przez sumowanie polaryzacji /2.17/, /2.21/ i /2.24/

$$P_i = P_i^{(0)} + P_i^{(M)} + P_i^{(E)} = \chi_{ij} E_j + \left(\frac{N\mu_B}{\lambda} H_k + M_k \right) (\alpha_{ki, i+1} M_{k-1} - \alpha_{ki, i-1} M_{k+1}) + d_{ij} E_j \quad /2.25/$$

Powyższy związek opisuje wyniki pomiaru, jeśli są włączone równocześnie oba pola elektryczne i magnetyczne. Niekiedy eksperyment realizuje się bez pola elektrycznego. Wówczas znika wyraz pierwszy $\chi_{ij} E_j = 0$.

Poza polaryzacją elektryczną dokonuje się również posiaru podatności magnetoelektrycznej zdefiniowanej w sposób następujący:

$$\beta_{ik}^T = - \frac{\partial W}{\partial H_k \partial E_i}$$

wykorzystując równanie /2.25/ podatność magnetoelektryczna przybiera postać

$$\beta_{ik}^T = \beta_{ik}^{(M)} + \beta_{ii}^{(E)} + \beta_{ik}^{(E)} + \beta_{ki}^{(E)} \quad /2.26/$$

gdzie

$$\beta_{ik}^{(M)} = \left(\frac{N\mu_B}{\lambda} + \chi_k \right) (\alpha_{ki, i+1} M_{i-1} - \alpha_{ki, i+1} M_{i+1}) \left(\frac{N\mu_B}{\lambda} H_k + M_k \right) (\alpha_{ki, i+1} \chi_{i-1, k} \chi_{i+1, k})$$

$$\beta_{ii}^{(E)} = \chi_i [E_{i-1} (M_{i+1} v_{i+1, nn'} v_{i-1, nn'} - M_{i-1} v_{i+1, nn'}^2) + E_{i+1} (M_{i-1} v_{i+1, nn'} v_{i-1, nn'} - M_{i+1} v_{i-1, nn'}^2)]$$

$$\beta_{ik}^{(E)} = \chi_k [4E_i (M_k v_{k-1, nn'}^2 - M_{k-1} v_{k, nn'} v_{k-1, nn'}) + E_{i+1} (M_{k-1} v_{k, nn'} v_{k+1, nn'} + M_{k+1} v_{k-1, nn'} v_{k, nn'} - 2M_k v_{k-1, nn'} v_{k+1, nn'}) + E_{i-1} (M_{k-1} v_{k+1, nn'} v_{k-1, nn'} - M_{k+1} v_{k-1, nn'}^2)], \quad i \neq k$$

$$\beta_{ki}^{(E)} = \chi_i [4E_k (M_i v_{i+1, nn'}^2 - M_{i+1} v_{i, nn'} v_{i+1, nn'}) + E_{k+1} (M_{i-1} v_{i, nn'} v_{i+1, nn'} + M_{i+1} v_{i-1, nn'} v_{i, nn'} - 2M_i v_{i-1, nn'} v_{i+1, nn'}) + E_{k-1} (M_{i+1} v_{i+1, nn'} v_{i-1, nn'} - M_{i-1} v_{i+1, nn'}^2)], \quad i \neq k$$

$$v_{k\pm 1, nn'} v_{k\pm 1, nn'} = \sum_{n' \neq n} \langle n | v_{k\pm 1} | n' \rangle \langle n' | v_{k\pm 1} | n \rangle (E_{n'} - E_n)^{-1} (2c)^{-2} \quad /2.27/$$

Formuły powyższe znacznie się upraszczają w warunkach eksperymentalnych.

Otrzymane rezultaty będą skonfrontowane z wynikami eksperymentu w paragrafie 4.

3. CECHY ZJAWISKA MAGNETOELEKTRYCZNEGO

Kryształ magnetoelektryczny określa energia:

$$W = -\alpha_{ij}(H_i + \lambda \frac{M_i}{N\mu_B})M_j - c_{ij}M_iM_j \quad /3.1/$$

Z równania /2.13/ wynika, że pierwszy z tych wyrazów określa energię magnetoelektryczną z dokładnością $1/c$ a drugi - z dokładnością $1/c^2$.

W celu uproszczenia obliczeń na bardzo rozbudowanych wzorach będzie rozpatrzony w niniejszym paragrafie wyraz pierwszy dla $H = 0$. Kryształ będzie traktowany jako magnetycznie nasycony.

Badania eksperymentalne realizuje się w ten sposób, że dokonuje się pomiaru polaryzacji P na jednym kierunku, a pole magnetyczne włącza się w różnych kierunkach. Wykonuje się też pomiary odwrotne. Celem niniejszego paragrafu będzie analiza zależności polaryzacji elektrycznej od kierunku magnetyzacji i odwrotnie oraz przedstawienie oczekiwanych wyników eksperymentalnych.

Rozpatrzony będzie początkowo obrót wektora magnetyzacji w płaszczyźnie $/xz/$ i jego wpływ na polaryzację elektryczną. W tych warunkach $M_y = 0$. Równania /2.19/ znacznie się uproszczą i przybiorą postać:

$$\begin{aligned} P_x^{(M)} &= \alpha_{zxxy} M_z^2 + \alpha_{xxxy} M_x M_z = \alpha_{zxxy} M_0^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{xxxy} M_0^2 \sin 2\theta \\ P_y^{(M)} &= \alpha_{xyyz} M_x^2 - \alpha_{xyyx} M_x M_z + \alpha_{zyyz} M_z M_x - \alpha_{zyyx} M_z^2 = \\ &= M_0^2 (\alpha_{xyyz} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{zyyz} \sin 2\theta) - M_0^2 (\alpha_{zyyx} \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{xyyz} \sin 2\theta) \\ P_z^{(M)} &= -\alpha_{xzyy} M_x^2 - \alpha_{zyyz} M_z M_x = -\alpha_{xzyy} M_0^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{2} \alpha_{zyyz} M_0^2 \sin 2\theta \end{aligned} \quad /3.2/$$

gdzie θ jest kątem między osią z i magnetyzacją.

Równania powyższe opisują zmianę składowych polaryzacji w zakresie zmian kąta $\theta = 0^\circ - 90^\circ$. Aby określić poprawnie zależność tych składowych w całym zakresie kąta θ od 0° do 360° należy dokonywać transformacji równań /3.2/ co 90° . Jest to niezbędne, ponieważ przy obrocie zmieniają się wskaźniki nie tylko składowe magnetyzacji M_i ale również wskaźniki i, k, l we współczynnikach α_{ikl} . Wygodniej jest obracać układ współrzędnych w kierunku przeciwnym do kierunku zamierzonego obrotu magnetyzacji.

Punktem wyjściowym obliczeń będzie ustalenie początkowego kierunku magnetyzacji. Niech więc magnetyzacja będzie zgodna z dodatnim zwrotem osi z . Wówczas z równań /3.2/ otrzymuje się

$$P_x^{(M)} = \alpha_{zxy} M_z^2, \quad P_y^{(M)} = -\alpha_{zyx} M_z^2, \quad P_z^{(M)} = 0, \quad (M_x = M_y = 0) \quad /3.3/$$

Polaryzacja elektryczna będzie zatem miała dwie składowe:

jedną wzdłuż osi $+x$, a drugą wzdłuż osi $-y$.

Przed wszystkim wektor polaryzacji jest prostopadły do magnetyzacji i prostopadłość tę będzie zachowywał niezależnie od położenia magnetyzacji. Będzie on leżał między osiami $+x$ i $-x$, tzn.

$$\vec{p}^{(M)} = i \rho_x^{(M)} - j \rho_y^{(M)} \quad /3.4/$$

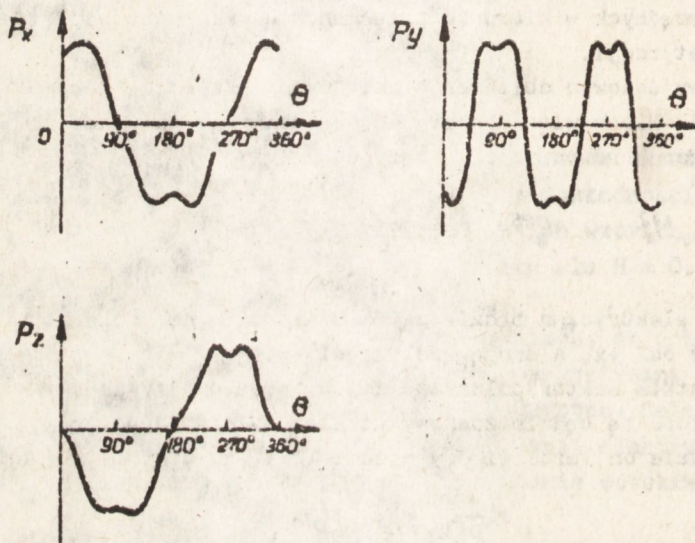
Rozpatrzmy przykład transformacji równań /3.2/ w zakresie zmian kąta θ od 90° do 180° . Niech magnetyzacja obraca się wokół osi y poczynając od $+M_z$ poprzez $+M_x \rightarrow -M_z \rightarrow -M_x$ do położenia wyjściowego $+M_z$. Jeśli przy ustalonym położeniu magnetyzacji obracać układ współrzędnych, wówczas $x \rightarrow z, -z \rightarrow x, y \rightarrow y$. W związku z tym $P_x \rightarrow P_z, P_z \rightarrow -P_x, P_y \rightarrow P_y$. Formuły /3.2/ przekształcą się do postaci

$$P_x^{(M)} = -\alpha_{xzy} M_x^2 - \alpha_{zxy} M_x M_z = -\alpha_{xzy} M_0^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{2} \alpha_{zxy} M_0^2 \sin 2\theta$$

$$P_y^{(M)} = P_y^{(M)}$$

$$P_z^{(M)} = -\alpha_{zxy} M_x^2 - \alpha_{xxz} M_x M_z = -\alpha_{zxy} M_0^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \alpha_{zxy} M_0^2 \sin 2\theta$$

W zakresie zmian kąta θ od 0° do 90° sporządzamy wykresy $P_i = 2\theta'$ na podstawie równań /3.2/. Dalejszy ciąg wykresu, tj. w zakresie $\theta = 90^\circ - 180^\circ$, sporządzamy na podstawie powyższych równań. Powtarzając procedurę dla każdej ćwiartki oddzielnie sporządza się wykres w zakresie $\theta = 0^\circ - 360^\circ$. Wyniki przedstawia rys. 2.

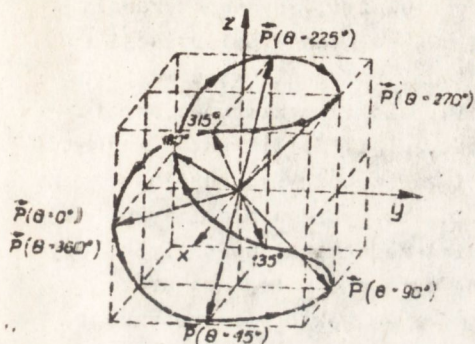


Rys. 2. Zmiany składowych wektora polaryzacji P_i w zależności od kąta θ jaki tworzy magnetyzacja \vec{M} z osią z przy obrocie po drodze $z \rightarrow x \rightarrow -z \rightarrow -x \rightarrow z$ w płaszczyźnie /xz/

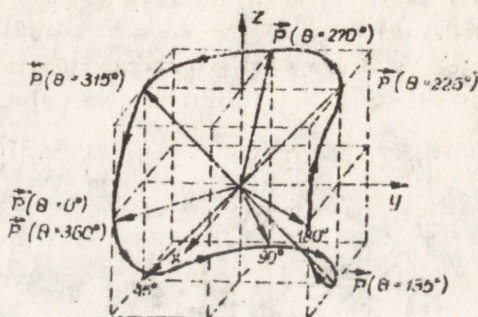
Występujące "garby" na krzywych sinusoidalnej i cosinusoidalnej w kwadracie zapewniają prostopadłość wektorów magnetyzacji i polaryzacji.

Na rys. 3 przedstawiono położenia wektora polaryzacji w przypadku, gdy magnetyzacja obraca się w płaszczyźnie /xz/. Koniec każdego wektora polaryzacji opatrzone symbolem, np. $\vec{P}/\theta = 90^\circ$. Oznacza to pozycję wektora polaryzacji \vec{P} , jeśli magnetyzacja odchylna jest od osi z o kąt $\theta = 90^\circ$, czyli leży na osi x. Wektor magnetyzacji nie został narysowany, aby nie zaciemniać rysunku.

Przy obrocie magnetyzacji w odwrotnym kierunku, tj. po drodze $M_z \rightarrow -M_x \rightarrow -M_z \rightarrow +M_x \rightarrow +M_z$ polaryzacja obraca się również w odwrotnym kierunku po drodze $\vec{P}/\theta = 360^\circ \rightarrow \vec{P}/\theta = 315^\circ$ itd. Składowe P_x , P_y , P_z opisuje również rys. 2, ale kierunek liczenia należy przyjąć od 360° do 0° .



Rys. 3. Ruch wektora polaryzacji przy obrocie magnetyzacji w płaszczyźnie /xz/ na drodze z, x, -x, z



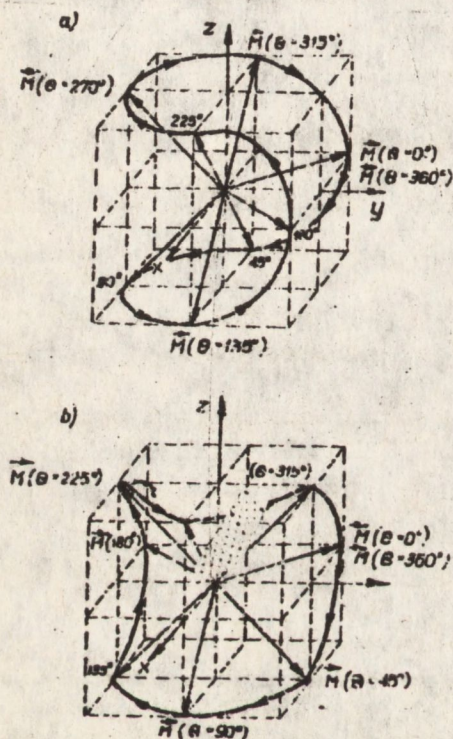
Rys. 4. Obrót wektora polaryzacji P, jeśli wektor magnetyzacji obraca się w płaszczyźnie /yz/ na drodze z, -y, -z, y, z

W analogiczny sposób przeprowadza się analizę ruchu wektora polaryzacji P, jeśli magnetyzacja jest obracana w płaszczyźnie /yz/. Wówczas $M_x = 0$ i z równań /2.19/ składowe polaryzacji można zapisać następująco:

$$\begin{aligned}
 P_x^{(H)} &= \alpha_{zxy} M_z^2 + \alpha_{yxx} M_y M_z - (\alpha_{yxz} M_y^2 + \alpha_{zxx} M_z M_y) = \\
 &= M_0^2 (\alpha_{zxy} \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{yxx} \sin 2\theta) - M_0^2 (\alpha_{yxz} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{zxx} \sin 2\theta) \\
 P_y^{(H)} &= -\alpha_{zyz} M_z^2 - \alpha_{yyx} M_y M_z = -\alpha_{zyx} M_0^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \alpha_{yyx} M_0^2 \sin 2\theta \\
 P_z^{(H)} &= \alpha_{yzx} M_y^2 + \alpha_{zzx} M_x M_y = \alpha_{yzx} M_0^2 \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha_{zzx} M_0^2 \sin 2\theta
 \end{aligned}$$

Jeśli na początku analizy przyjmujemy, że całkowita magnetyzacja jest skierowana wzdłuż osi z, to odpowiada jej para składowych polaryzacji $\{P_x, -P_y\}$. Obracając wektorem magnetyzacji w płaszczyźnie /y,z/ transformuje się równanie /3.5/, analogicznie do równań /3.2/.

Jeśli magnetyzacja jest obracana na drodze $z \rightarrow -y \rightarrow -z \rightarrow y \rightarrow z$, to wektor polaryzacji będzie się obracał po krzywej jak na rys. 4. Jeśli porównać rys. 3 z rys. 4, to łatwo zauważyć, że magnetyzacji odwróconej o 180° , tj. $-M_z$, odpowiadają dwa położenia polaryzacji \vec{P} leżące na jednej osi o przeciwnych zwrotach. Położenie więc wektora polaryzacji zależy nie tylko od położenia, ale i od kierunku obrotu



Rys. 5. Obroty wektora magnetyzacji, jeśli a/ wektor polaryzacji \vec{P} obraca się w płaszczyźnie $/xz/$ na drodze $P_z \rightarrow -P_x \rightarrow -P_z \rightarrow +P_x \rightarrow P_z$ i b/ wektor \vec{P} obraca się w płaszczyźnie $/yz/$ na drodze $P_z \rightarrow P_y \rightarrow -P_z \rightarrow -P_y \rightarrow P_z$. Kąt θ jest kątem jaki tworzy wektor polaryzacji z osią z

magnetyzacji. Jeśli wektor magnetyzacji ma swobodę wyboru płaszczyzny obrotu, to wybiera płaszczyznę najłatwiejszego magnesowania. Eksperymenty cytowane niżej dostarczają dowodów, że wektory magnetyzacji lub polaryzacji nie obracają się do osi łatwego magnesowania lub kierunku pola zewnętrznego po drodze najkrótszej, lecz po energetycznie najkorzystniejszej.

W celu wyczerpania zagadnienia rozpatrzmy jeszcze przypadki analogiczne do opisanych wyżej, kiedy polaryzacja \vec{P} jest obracana w płaszczyźnie $/xz/$ i $/yz/$, poczynając od kierunku z . Na podstawie równań /2.1/ można otrzymać analogiczne rysunki do rys. 3 i rys. 4. Jeśli polaryzacja jest obracana na drodze $P_z \rightarrow -P_x \rightarrow -P_z \rightarrow +P_x \rightarrow P_z$, to obroty wektora magnetyzacji przedstawia rys. 5a, a jeśli obrotu dokonuje się w płaszczyźnie $/yz/$ na drodze $P_z \rightarrow P_y \rightarrow -P_z \rightarrow -P_y \rightarrow P_z$, to ruch magnetyzacji opisuje rys. 5b.

Z przedstawionej analizy wynikają trzy podstawowe wnioski:

1. Wektory magnetyzacji i polaryzacji są wzajemnie prostopadłe.
2. Jednej wartości magnetyzacji odpowiadają dwie przeciwnie skierowane wartości polaryzacji $\pm P$

i odwrotnie. Wynika to z równań /2.1/ i rysunków /2-5/.

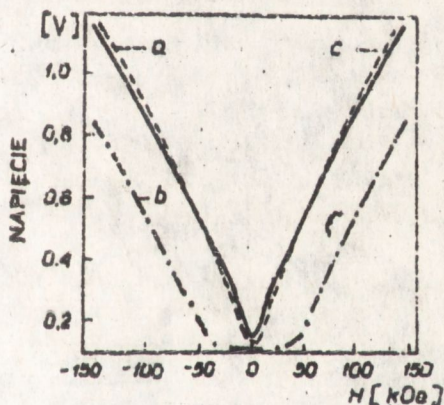
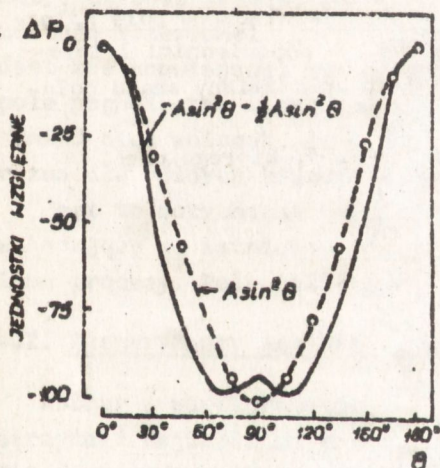
3. Staże się zrozumiały mechanizm zjawiska magnetoelektrycznego.

Wnioski powyższe umożliwiają interpretację wyników eksperymentalnych.

4. PORÓWNANIE WYNIKÓW EKSPERYMENTALNYCH Z TEORETYCZNYMI

4.1. Eksperymenty Rado, Ferrari i Remaiki [9]

Rado i współpracownicy [9] badali kryształ ferrytu litowego $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$. Mierzone polaryzację elektryczną \vec{P} w funkcji kąta θ między wektorem polaryzacji a polem magnetycznym \vec{H} , w stanie nasycenia magnetycznego. Wyniki eksperymentalne są przedstawione na rys. 6 punktami.



Rys. 6. Zależność polaryzacji elektrycznej P od kąta θ między polaryzacją P i magnetyzacją M_0 . Wyniki eksperymentalne są oznaczone punktami [9], a teoretyczne linią ciągłą

Rys. 7. Zależność polaryzacji P mierzonej wzdłuż osi b kryształu od natężenia pola magnetycznego wiaźczonego wzdłuż osi a , b i c [10]

Jeśli założyć, że polaryzacja jest skierowana wzdłuż osi z , a magnetyzacja obraca się w płaszczyźnie $/zx/$, to z równań /3.2/ otrzymuje się

$$P_z = -\alpha_{xzy} M_0^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{2} \alpha_{zzy} M_0^2 \sin 2\theta \quad /4.1/$$

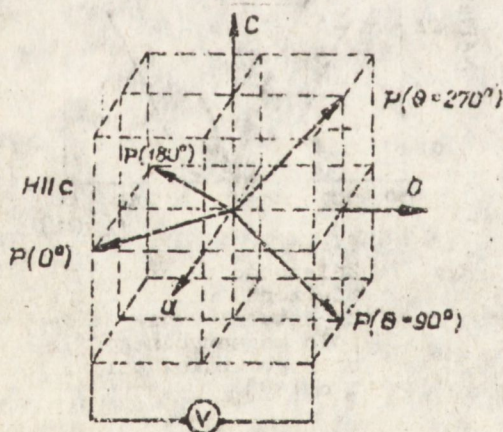
Wyniki obliczeń otrzymane z powyższego równania przedstawiono linią ciągłą na rys. 6.

Nie rozatrując na razie różnic między wynikami eksperymentalnymi a obliczeniami na podstawie rys. 6 można stwierdzić, że doświadczenie potwierdza podstawowe tezy niniejszej pracy. Dla równoległej magnetyzacji do kierunku pomiaru $\theta = 0^\circ$ polaryzacja $P = 0$, a dla kąta $\theta = 90^\circ$ polaryzacja jest bliska maksymalnej. Bliska też teoretycznej jest zależność funkcyjna $P = i/\theta$ / 1 zgodna co do znaku z równaniem /4.1/.

Obserwowane różnice polegają na występowaniu dwóch garbów na krzywej teoretycznej. Wynikają one z ostatniego wyrazu równania /4.1/ zawierającego $\sin 2\theta$. Wyrazu tego nie da się wyeliminować nie naruszając ścisłości teorii.

Jeszcze jedną cechą zjawiska magnetoelektrycznego ujawnia inny eksperyment Rado [10] wykonany na kryształach $\text{GaO}_{0,92}\text{Fe}_{1,08}\text{O}_3$ o strukturze perowskitu ze stałymi sieci a, b, c. Pomiar polaryzacji wykonywano na kierunku osi b. Pole magnetyczne włączono wzdłuż osi a i otrzymany wynik oznaczono na rys. 6 przez a. Następnie włączono pole kolejno wzdłuż osi c i b. Wyniki oznaczono na rys. 7 odpowiednimi literami. Znamiennym wynikiem tych doświadczeń jest brak zmiany znaku polaryzacji przy odwróceniu magnetyzacji o 180° .

Rezultaty otrzymane przez Rado wyjaśnia rys. 3, którego część powtórzono na rys. 6.



Rys. 6. Lewa strona rysunku przedstawi zmianę polaryzacji przy odwróceniu magnetyzacji od +c do -c. Prawa strona rysunku ilustruje zmianę polaryzacji przy odwróceniu magnetyzacji od +a do -a. Polaryzacja jest mierzona na kierunku b.

Jeśli magnetyzacja jest skierowana wzdłuż osi c, to polaryzacja przybiera kierunek $\vec{P} / \theta = 0$. Jeśli magnetyzacja odwróci się o 180° do kierunku -c, to polaryzacja zajmie pozycję oznaczoną przez $\vec{P} / 180^\circ$. Napięcie mierzone na kierunku b i oznaczone symbolicznie na rys. 3 przez V nie zmieni kierunku. Analogiczna sytuacja wystąpi, kiedy pole będzie włączane wzdłuż osi a. Otrzymane wyniki opisuje analitycznie

funkcja P_y $f(\theta)$ z równania /3.2/ z uwzględnieniem zewnętrznego pola magnetycznego w myśl równania /2.21/, tzn.

$$P_y = - \left(\frac{NH_B}{\lambda} H_z M_z + M_z^2 \right) \alpha_{zyx} \quad /4.2/$$

Ponadto eksperyment wykazuje, że dla pól mniejszych od nasycających $H_z < 4\pi M_z$, funkcja $P = f(H)$ jest kwadratowa, a powyżej pól nasycających $H_z \gg 4\pi M_z$ - liniowa. Potwierdza to formułę /4.2/.

Interesujący jest przypadek, kiedy kierunek pomiaru jest zgodny z kierunkiem zewnętrznego pola, tj. zgodnie z osią b. W zakresie pól $H = \pm 50$ kOe, polaryzacja elektryczna jest równa zeru. Wynika to z prostopadłości polaryzacji \vec{P} i magnetyzacji \vec{M} i jest jeszcze jednym potwierdzeniem podstawowego wniosku tej pracy.

Powyżej jednak pola magnetycznego $H = 50$ kOe przestają obowiązywać dotychczasowe zasady. Siły wiążące polaryzację \vec{P} z magnetyzacją \vec{M} zostają rozerwane.

Jest zastanawiające, że w poprzednio opisywanym eksperymencie z rys. 6 pole magnetyczne miało wartość 100 kOe i dla $\theta = 0$ polaryzacja $P = 0$. Wynika stąd wniosek, że wartość krytyczna pola magnetycznego jest różna dla różnych kryształów.

Jest to dotychczas jedyny i niezwykle interesujący eksperyment wskazujący na istnienie pola krytycznego, powyżej którego zachodzą inne procesy. Pole takie byłoby odpowiednikiem pola wymiennego.

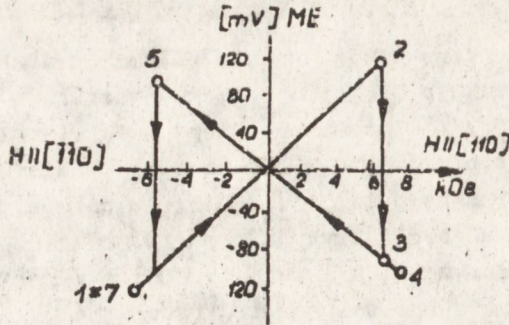
4.2. Eksperymenty Aschera i współpracowników [11]

Ascher i współpracownicy [11] badając zjawisko magnetoelektryczne otrzymali najbardziej zaskakujące wyniki jakie dotąd opublikowano. Jednocześnie wyniki te ujawniają bardzo zawiłe cechy tego zjawiska. Badano kryształ $Ni_3B_7O_{13}I$ będący słabym ferromagnetykiem. Stwierdzono istnienie spontanicznej polaryzacji \vec{P} skierowanej wzdłuż osi [001]. Magnetyzacja jest równoległa albo do osi [110] albo odwrócona jest o 180° , tzn. równoległa do osi $[\bar{1}\bar{1}0]$. Ponadto stwierdzono, że:
 a/ obrót polaryzacji \vec{P} o 180° od osi [001] do osi $[00\bar{1}]$ przez pole elektryczne $E = 5$ kV/cm powoduje obrót magnetyzacji o 90° od osi [110] do osi $[\bar{1}\bar{1}0]$;
 b/ obrót magnetyzacji \vec{M} o 90° od osi [110] do osi $[\bar{1}\bar{1}0]$ przez pole magnetyczne $H = 6$ kOe powoduje obrót polaryzacji o 180° od osi [001] do osi $[00\bar{1}]$.

Są to wyniki identyczne z przewidywanymi teoretycznie i przedstawionymi na rys. 5.

Ci sami autorzy wykonali jeszcze jeden eksperyment. Mierząc polaryzację P w funkcji kierunku θ i pola magnetycznego otrzymano

krzywą w rodzaju pętli histerezy z samorzutną zmianą kierunku polaryzacji powyżej pewnego magnetycznego pola progowego, analogicznie do układu trygerowego. Równocześnie z opisem eksperymentu będzie dokonana jego interpretacja.



Rys. 9. Zależność polaryzacji elektrycznej w mV od natężenia pola magnetycznego. Początek pomiaru rozpoczęto od punktu 1 [11]

Ascher ze współpracownikami rozpoczęli eksperyment od namagnesowania kryształu w kierunku $[1\bar{1}0]$, tj. od punktu 1 na rys. 9. Sposób przeprowadzenia eksperymentu ma istotny wpływ na końcowy rezultat. Interpretacja będzie dokonana za pomocą rys. 5b. Namagnesowanie kryształu wzdłuż osi $[1\bar{1}0]$ odpowiada na rys. 5b wektorowi magnetyzacji oznaczonemu przez $\vec{M}/180^\circ$. Odpowiada to ujemnej polaryzacji skierowanej wzdłuż osi -z. Jeśli pole magnetyczne jest wyłączone, to kryształ powraca do obojętnego stanu wyjściowego, tzn. od punktu 1 do punktu 0 na rys. 9. Natomiast na rys. 5b polaryzacja kompensuje się w płaszczyźnie /yz/, a magnetyzacja rozkłada się niekolinearnie na krzywej nieszkiecowanej dla magnetyzacji. Jeśli teraz odwrócimy pole \vec{H} o 180° do kierunku $[110]$ i zaczniemy magnesować kryształ, to wektory magnetyzacji będą obracały się po tej krzywej do kierunku najbliższego kierunkowi pola.

Polaryzacja natomiast będzie zmierzała w płaszczyźnie /yz/ do kierunku prostopadłego do pola \vec{H} . Kierunkiem takim jest kierunek osi +z. Na kierunku tym dokonuje się pomiaru polaryzacji. Odpowiada mu położenie wektora magnetyzacji oznaczone symbolem $\vec{M}/\theta = 0^\circ$.

W pewnej chwili wytworzy się sytuacja, w której pole magnetyczne jest skierowane wzdłuż osi $[110]$, wektor polaryzacji - wzdłuż osi z, tj. $[001]$, a magnetyzacja wzdłuż osi $[1\bar{1}0]$, tj. w położeniu oznaczonym symbolem $\vec{M}/\theta = 0^\circ$. Jeśli pole magnetyczne osiągnie wartość, przy której jego energia oddziaływania z magnetyzacją osiągnie wartość energii magnetoelektrycznej, wówczas nastąpi przeskok magnetyzacji od $\vec{M}/\theta = 0^\circ$ do kierunku pola \vec{H} , tj. $[110]$. Z rys. 5a wynika, że taka

położenie magnetyzacji jest możliwe tylko wówczas, jeśli nastąpi przeskok polaryzacji od zwrotu $+z$ do zwrotu $-z$. Jednocześnie nastąpi zmiana płaszczyzny obrotu polaryzacji z płaszczyzny $/yz/$ na płaszczyznę $/xz/$.

W punkcie 5 na rys. 9 nastąpi odwrotny do opisanego obrót magnetyzacji i powtórna zmiana płaszczyzny obrotu polaryzacji od płaszczyzny $/xz/$ do płaszczyzny $/yz/$.

Należy zwrócić uwagę, że proces obrotów magnetyzacji poniżej pewnego pola krytycznego odbywa się nie na drodze najkrótszej, lecz na energetycznie najkorzystniejszej.

Cytowane wyżej eksperymenty również potwierdzają koncepcje przedstawione w tej pracy.

Autorom nie są znane eksperymenty, których by nie opisywała prezentowana wyżej teoria.

5. O PERSPEKTYWACH ZASTOSOWAN ZJAWISKA MAGNETOELEKTRYCZNEGO

Mechanizm zjawiska magnetoelektrycznego $/ME/$ nie był znany dotychczas. Było to powodem, że niemal wszystkie badania prowadzono w najbardziej niekorzystnych dla tego efektu warunkach, tzn. kiedy kierunki pól elektrycznego \vec{E} , magnetycznego \vec{H} i kierunek pomiaru były zgodne. Tymczasem efekt jest najintensywniejszy wtedy, kiedy kierunek pomiaru jest prostopadły do jednego z pól. Jest to warunek konieczny ale niewystarczający, ponieważ zjawisko to jest anizotropowe i optymalne warunki pomiaru i ewentualne wykorzystanie określa rys. 2.

Przedstawione w poprzednim paragrafie eksperymenty są jedynymi, w których kierunki pomiaru i zewnętrznego pola były zarówno zgodne jak i różne. Zmierzone cechy tych materiałów przypisywano raczej własnościom określonych kryształów niż własnościom zjawiska.

Powiększeniem zamieszania była opinia niektórych autorów [12], że z powodu znacznej różnorodności kryształów, w których zmierzono efekt magnetoelektryczny, jest niemożliwe obecnie zbudowanie spójnej teorii zjawiska.

Ponadto sądziło się, a niektórzy nadal sądzą [12], że zjawisko ME jest właściwe tylko kryształom o określonej symetrii. Jest to słuszne tylko w części. Autorzy są zdania, że przy włączonych obu polach magnetycznym i elektrycznym efekt wystąpi w każdym kryształ. Dowodem eksperymentalnym jest wystąpienie silnego efektu ME w granacie itrcowo-żelazowym z regularną strukturą sześcienną.

W związku z przedstawionymi wyżej argumentami dotychczasowy pogląd na zjawisko ME powinien być poddany rewizji. Wszystkie dotychczas wykonane eksperymenty powinny być przeanalizowane i powtórnie wykonane selektywnie z punktu widzenia optymalnych warunków eksperymentu.

Wyniki powinny być radykalnie różne.

Istnieją już listy perspektywiczne zastosowań efektu ME [13], [12]. Listy te są długie, niemniej parametry ME kryształów nie są konkurencyjne z parametrami kryształów i rozwiązań stosowanych dotychczas. Wyraża się nadzieję, że uda się to zmienić i prowadzi się intensywne prace technologiczne nad otrzymaniem kryształów z silnym efektem ME. Przy dotychczasowym systemie pomiarów, zdaniem autorów, efekt ME będzie tym słabszy, im kryształ będzie doskonalszy. Wszystkie prace są skazane na niepowodzenie dopóty, dopóki nie zostanie zmieniona koncepcja pomiaru, a w związku z tym koncepcja poszukiwań technologicznych. Na listach wymieniających urządzenia magnetoelektryczne wskazuje się na takie, w których magnetyzacja M jest niezależna od polaryzacji P . Realizacja takich urządzeń nie jest możliwa, ponieważ istota efektu ME polega na wzajemnej zależności tych wielkości.

Autorzy nie będą powtarzali sporządzonych już list i zainteresowanych odsyłają do wskazanej poniżej literatury. Pragną natomiast zwrócić uwagę na niektóre cechy zjawiska ME, istotne dla zastosowań.

Zjawiskami magnetoelektrycznymi są wszystkie zjawiska optyczne występujące w kryształach zawierających momenty magnetyczne oraz w pozostałych kryształach, jeśli jest włączone zewnętrzne pole magnetyczne. Przedstawione w tej pracy prawa obowiązują również i w tym paśmie fal.

Technika zmierza ku falom coraz krótszym i w tym zakresie autorzy widzą największe perspektywy zastosowań. Magnetoptyczne efekty Faradaya, Kerra, dwujłonności, rozpraszania koherentnego i niekoherentnego, w tym zjawisko Ramana w różnych wersjach, mogą być wykorzystane technicznie jako elementy bierne i czynne w myśl sporządzonej już listy zastosowań [13], [12].

Zjawiskami ME są również wszystkie zjawiska galwanomagnetyczne a ich szczególnym przypadkiem jest efekt Halla. Autorzy sądzą, że nawet w efekcie Halla można zwiększyć czułość skierowując pole magnetyczne nie prostopadle do kierunku zewnętrznego napięcia lecz pod pewnym kątem określonym przez maksymalne nachylenie funkcji $P_y = f(\theta)$ na rys. 2. Ponadto z rys. 2 wynika, że funkcja $P_y = f(\theta)$ ma dwa razy większy period od pozostałych funkcji P_x i P_y oraz od periodu obrotu magnetyzacji, co może być wykorzystane do precyzyjnego podwajania czułości.

Do zjawisk ME należy również zjawisko magnetostrykcji i elektrostrykcji w segnetomagnetykach. Zjawisko to jest o tyle interesujące, że przetwarza drgania magnetyczne /lub elektryczne/ na dwa rodzaje drgań: mechaniczne i elektryczne /lub magnetyczne/ jednocześnie. Jest więc skondensowanym przetwornikiem. Zjawisko to występuje również w zakresie mikrofal i <http://pau.chem.pwr.edu.pl>

Efekt ME ma tę właściwość, że zawiera dwa dotychczas wykorzystywane efekty - magnetyczny i elektryczny. Wszędzie tam, gdzie są stosowane te dwa zjawiska, można będzie połączyć je razem w jednym kryształu. Powinno to przynieść efekty ekonomiczne.

Autorzy sądzą, że opóźnianie się w zastosowaniach zjawiska ME nie wynika z braku kryształów o odpowiednich własnościach /jak się sądzi/, lecz z braku znajomości mechanizmu tego zjawiska.

Autorzy starali się jak najdokładniej je opisać i miałoby wielką satysfakcję, gdyby ich wysiłek przyczynił się do rozwoju tego kierunku również w zakresie zastosowań.

6. WNIOSKI

Zjawisko magnetoelektryczne, tj. indukowanie momentu elektrycznego w kryształu przez pole magnetyczne oraz indukowanie momentu magnetycznego przez pole elektryczne jest zjawiskiem relatywistycznym i jest opisywane przez równanie Diraca w reprezentacji Foldy-Wouthuysena dla energii dodatnich. Wykazano, że obecność magnetyzacji pociąga za sobą konieczność istnienia spontanicznej polaryzacji elektrycznej, czyli efektu piroelektrycznego właściwego kryształom o określonej symetrii. Magnetyzacja i polaryzacja są wzajemnie prostopadłe.

Do efektu magnetoelektrycznego należą wcześniej znane zjawiska. Są nimi zjawiska galwanomagnetyczne w tym efekt Halla, zjawiska magneto-optyczne w tym efekt Faradaya, Keira, dwujonowości, rozpraszanie koherentnego i niekoherentnego.

Zjawisko ME jest przyczyną anizotropii magnetokrystalicznej oraz magnetostrykcji, opisanych poprzez równania przedstawione w tej pracy.

Wymienione wyżej efekty są stosowane już w technice bez zdawania sobie sprawy, że są to zjawiska ME. W sposób świadomy kryształy ME nie są jeszcze wykorzystywane w technice. Zdaniem autorów powodem tego jest brak zrozumienia mechanizmu tego zjawiska, co pociągnęło za sobą stosowanie niewłaściwych metod pomiarowych. Mimo to sporządzono już listy ewentualnych zastosowań tych materiałów z optymistyczną opinią, że wkrótce do tego dojdzie.

/Tekst dostarczone 15.11.1983 r./

WYKAZ LITERATURY

1. J.H. Van Vleck: The theory of electric and magnetic susceptibilities, Oxford UP, 1952.
2. L.D. Landau i E.M. Lifszic: Elektrodynamika spłosznych sried, GII-TL, Moskwa, 1957.
3. I.E. Działozszyński: K. woprosu o magnito-elektriczskom effekte w antifierromagnetykach, ŻETF, 37, /1969/, 881-882.
4. D.N. Astrov: Magnetolectric effect in chromium oxide, Soviet Phys. JETP, 13, /1961/, 729-733.
5. T.H. O'dell: The electrodynamic of magnetolectric media, North-Holland Publ. Co., Amsterdam-London, 1970.
6. J.D. Bjorken, S.D. Drell: Relativistic Quantum Mechanics, New York, 1965.
7. W.B. Bierestecki, E.M. Lifszyc, L.P. Pitajewski: Relatywistyczna teoria kwantów, część I, PWN.
8. A.S. Dawydow: Mechanika kwantowa, PWN, W-wa, 1967.
9. G.T. Rado, J.M. Ferrari, J.P. Remeika: Electric field dependence of a uniaxial anizotropy energy in lithium ferrite, J. Appl. Phys., 49, /1978/, 1953-1955.
10. G.T. Rado: Present status of the theory of magnetolectric effects, Int. J. Magnetism, 6, /1974/, 121-133.
11. E. Ascher, H. Rieder, H. Schmid, and H. Stössel: Some properties of ferromagneto-electric nickel-iodine boracite, $Ni_3B_7O_{13}I$, J. Appl. Phys., 37, /1966/, 1404-1405.
12. Ju.N. Wieniewiew, W.W. Gagulin, W.N. Liubimow: Segnetomagnetiki, JN, Moskwa, 1982.
13. E. Wood, A.E. Austin: Possible application for magnetolectric materials, Intern. J. Magn., 5, /1974/, 303-315.