

Interpretacja zjawisk magnetoptycznych

1. WSTĘP

Zjawiskami magnetoptycznymi przyjęto nazywać wszystkie zjawiska optyczne zachodzące w kryształach magnetycznych. Niekiedy do zjawisk tych zaliczane są zjawiska obserwowane w ośrodkach dielektrycznych poddanych działaniu zewnętrznego pola magnetycznego.

Kryształy magnetyczne stosowane są w optyce jako izolatory, cyrkulatory, modulatory amplitudy i przesuwniki fazy. Przewiduje się, że będą one wykorzystane jako detektory podczerwieni, rotatory fazy, modulatory częstotliwości, podwajacze częstotliwości, generatory i wzmacniacze fal spinowych.

W ostatnich latach odkryto nowe zjawisko nazwane magnetoelektrycznym. Polega ona na indukowaniu momentu magnetycznego przez pole elektryczne, a momentu elektrycznego przez pole magnetyczne. Momenty te są niewielkie, ale w pełni wystarczające do zastosowań technicznych. Odkryte zostały w antyferromagnetykach, tj. w kryształach złożonych z dwu podsieci, w których momenty magnetyczne skierowane są antyrównolegle i kompensują się wzajemnie. Oczekuje się, że kryształy, w których występuje zjawisko magnetoelektryczne będą konkurencyjne ze stosowanymi dotąd kryształami diamagnetycznymi np. (niobian litu) w takich urządzeniach jak modulatory optyczne, przełączniki, i urządzenia piezomagnetyczne wykorzystujące fonony optyczne.

Stosunkowo późne wykorzystanie kryształów magnetycznych w technice było prawdopodobnie przyczyną, że zjawiska magnetoptyczne pozostawały niewyjaśnione.

Jeśli światło pada na substancję dielektryczną, to tylko składowa elektryczna fali elektromagnetycznej oddziałuje z momentami elektrycznymi substancji. Momenty elektryczne albo w niej istnieją, albo są indukowane właśnie przez składową elektryczną fali elektromagnetycznej. Składowa magnetyczna fali elektromagnetycznej nie oddziałuje z ośrod-

kiem, ponieważ podatność magnetyczna na częstotliwościach optycznych bliska jest zeru. Tak jest we wszystkich ośrodkach, również magnetycznych. Tymczasem obserwuje się silny wpływ własności magnetycznych kryształów na zjawiska optyczne. Parametry optyczne są wręcz określane przez parametry magnetyczne, takie jak: magnetyzacja, anizotropia magnetyczna, stałe wymiany i magnetostrykcji. Domyślano się niektórych przyczyn wzajemnego związku między momentem elektrycznym a własnościami magnetycznymi kryształu, a ściślej jego momentem magnetycznym. Domyśły te były niepełne, nie były określone ilościowo i pozostały hipotezami.

Tymczasem jest możliwe wykazanie, że moment elektryczny istniejący w kryształach lub indukowany przez składową elektryczną falę elektromagnetyczną światła jest ściśle związany z momentem magnetycznym. Związek ten obserwuje się i mierzy we wspomnianych wyżej antyferromagnetykach, słabych ferromagnetykach, magnetycznych granatach i wielu ferrytach. Okazało się, że jest to efekt relatywistyczny, który może być opisany za pomocą operatora Hamiltona równania Diraca [1-3]. Nie jest to nic dziwnego, ponieważ samo istnienie spinu, lub odpowiadającego mu momentu magnetycznego, wynika tylko z teorii relatywistycznych. Oddziaływanie spinowego momentu magnetycznego z momentem elektrycznym należą do efektów stosunkowo słabych i w związku z tym ich ilościowy opis wymaga uwzględnienia dalszych wyrazów w operatorze Hamiltona. Wyrazy te nie mają swoich odpowiedników w nierelatywistycznych równaniach stosowanych dotąd do opisu kryształów magnetycznych. Dlatego niemożliwy jest opis zjawisk magnetoptycznych za pomocą formuł nierelatywistycznych, które nie byłyby fenomenologiczne.

Być może, również dlatego zjawiska te nie zostały dotąd opisane.

Oddziaływanie pola elektrycznego, również składowej elektrycznej fali elektromagnetycznej z momentem magnetycznym, następuje dwoma niezależnymi "kanałami". Jednym z nich są bezpośrednie oddziaływania pola elektrycznego z momentem magnetycznym. Oddziaływania te nie mają swego odpowiednika w formułach nierelatywistycznych.

Moment magnetyczny atomu składa się ze "spinowego" momentu magnetycznego μ_s i orbitalnego μ^l . Otóż magnetyczny moment orbitalny jest funkcją momentu elektrycznego

$$\mu_z^l = -l_z \mu_B = -\frac{1}{2c} (p_x^e v_y - p_y^e v_x) \quad (1)$$

gdzie $p^e = |e| r$ jest właśnie momentem elektrycznym, l momentem orbitalnym, μ_B magnetonem Bohra, v prędkością elektronu i c prędkością światła.

Powyższa formuła ma swój odpowiednik w równaniach nierelatywistycznych i może być otrzymana z funkcji Hamiltona.

Jeśli więc pole elektryczne indukuje moment elektryczny, to tym samym indukuje magnetyczny moment orbitalny. Oddziaływania między

magnetycznymi momentami orbitalnymi i spinowymi jest już łatwo wydedukować. Opisane związki są drugim "kanałem" oddziaływań pola elektrycznego z momentem magnetycznym.

Jesteśmy przyzwyczajeni, że pole elektryczne oddziałuje tylko z momentem elektrycznym a pole magnetyczne tylko z momentem magnetycznym. Odwrotne oddziaływania są mierzone nie tylko w zjawiskach magnetoptycznych.

Możliwe jest również podanie formuł określających momenty elektryczny i magnetyczny. Całkowity moment magnetyczny ma postać:

$$\mu_i^T = \mu_i + \chi_{ij} H_j - \gamma_{ij} E_j \quad (2)$$

Dwa pierwsze wyrazy prawej strony powyższego wzoru są znane. Pierwszy z nich jest magnetycznym momentem spinowym. Drugi nosi nazwę wyrazu Van Vlecka a χ_{ij} magnetycznej podatności Van Vlecka. Ostatni wyraz jest właśnie momentem magnetycznym indukowanym przez pole elektryczne. Współczynnik γ nosi nazwę podatności magnetoelektrycznej a jego wartość waha się w granicach $10^{-3} - 10^{-7}$. Jest to wartość mała w porównaniu do wartości podatności do jakich jesteśmy przyzwyczajeni w ferrytach lub stopach magnetycznych. W optyce jednak występują inne skale wartości i podatność γ ma nie tylko znaczenie poznawcze, ale również określa techniczne parametry użytkowe.

Natomiast moment elektryczny ma postać następującą:

$$p_i^T = \alpha_{ij} E_j + \beta_{ij} E_j - \gamma_{ij} H_j \quad (3)$$

W tym przypadku tylko pierwszy wyraz jest znany. W substancjach dielektrycznych określa on moment elektryczny indukowany przez pole elektryczne a α_{ij} , nosi nazwę podatności elektrycznej. Dwa ostatnie wyrazy są pochodzenia relatywistycznego.

Współczynnik β_{ij} jest podatnością elektryczną zależną od namagnesowania kryształu. Wyraz drugi opisuje oddziaływania momentów magnetycznych z drganiem sieci, również magnetostrykcję. Magnetostrykcja jest również efektem bardzo słabym wynoszącym 10^{-6} .

Ostatni wyraz formuły (3) określa moment elektryczny indukowany przez pole magnetyczne. Nie tylko więc pole elektryczne indukuje moment magnetyczny ale i pole magnetyczne - moment elektryczny.

2. ZJAWISKO RAMANA

Zjawisko Ramana włączono do szerokiej klasy zjawisk optycznych noszących nazwę rozpraszania światła. Zjawiska rozpraszania światła są w technice zjawiskami ujemnymi. Najpowszechniej znanym zjawiskiem tego typu jest rozpraszanie światła na nierównościach powierzchni. Jest to efekt chaotyczny. Tymczasem efekt Ramana jest bardzo "uporządkowany" i w związku z tym nie musi być zjawiskiem technicznie ujemnym. Jeśli przez substancję przezroczystą propaguje światło, to w pewnych wypadkach jest ono rozpraszane. Pomiar wykonywany na kierunku różnym od kierunku propagacji światła wykazuje, że częstotliwość światła rozproszonego jest różna od częstotliwości światła padającego. Jest to właśnie najistotniejsza cecha efektu Ramana. Częstotliwość ta nie tworzy szerokiego pasma, lecz jest selektywna i daje się ściśle określić. Przyczyną zamieniającą częstotliwość światła są drgania jąder atomów kryształu lub innej substancji. Drgania takie noszą nazwę fal sprężystych lub w języku kwantowym - fononów. Jeśli częstotliwość światła oznaczyć przez ω_0 , a częstotliwość fal sprężystych przez ω , to częstotliwość światła rozproszonego wynosi $\omega_0 - \omega$ i $\omega_0 + \omega$. Następuje więc w kryształach dobrze znana w elektronice modulacja światła. Drgania jąder atomów w sieci wywołują oscylacje momentów elektrycznych o częstotliwości ω . Z momentami tymi oddziałuje składowa elektryczna fali elektromagnetycznej o częstotliwości ω_0 . Istnieje więc pełna analogia z modulacją fali nośnej o częstotliwości ω_0 w elektronice przez falę dźwiękową o częstotliwości ω . Kwantowy opis tego zjawiska zachowuje zasady przedstawione wyżej. Dołączona jest dodatkowo zasada zachowania pędów fotonów i fononów.

W kryształach magnetycznych odkryto nowy typ zjawiska Ramana. Stwierdzono, że światło rozproszone na dwie częstotliwości nie mające nic wspólnego z drganiami sieci. Efekt ten znika ponadto powyżej temperatury Curie. Zjawisko odkryto w antyferromagnetykach. Wyszło hipotezę, że częstotliwość modulującą mają specyficzne drgania momentów magnetycznych zwane falami spinowymi lub ich odpowiedniki korpuskularne - magnony. Niższą częstotliwość modulującą ma fala spinowa bliska antyferromagnetycznym oscylacjom momentów magnetycznych o częstotliwości rezonansowej ω_A . Jedną z częstotliwości światła rozproszonego wynosiła właśnie $\omega_0 - \omega_A$ i $\omega_0 + \omega_A$. Drugą z obserwowanych eksperymentalnie częstotliwości była trudniejsza do interpretacji za pomocą fal spinowych. Nieznana przyczyna modulowała padające światło częstotliwością równą podwójnej wartości ferromagnetycznej częstotliwości rezonansowej $2\omega_f$. Dziwne było, że w antyferromagnetyku mogą istnieć zjawiska określane przez formuły opisujące rezonans w ferromagnetykach. Trudność tę ominięto przyjmując istnienie fal spinowych o częstotliwościach bliskich częstotliwości rezonansu ferromagnetycznego. Ponieważ częstotliwość obserwowana eksperymentalnie jest dwukrotnie większa od częstotliwości rezonansu ferromagnetycznego ω_f wo-

bec tego założono, że światło jest modulowane przez dwie fale spinowe. Suma ich częstotliwości $\omega_f + \omega_f = 2 \omega_f$ dawała potrzebną do wyjaśnienia zjawiska częstotliwość.

Podstawowym brakiem powyższej konstrukcji myślowej jest oparcie jej na założeniach. Ponadto w teorii magnetyzmu, ani poza nią, nie istnieją formuły określające związek między składową elektryczną fali elektromagnetycznej a magnonami będącymi wielkościami magnetycznymi. Mogłyby to być równania Maxwella, ale okazują się one do tych celów niewystarczające. Efekt Ramana jest zjawiskiem wybitnie kwantowym. Wreszcie przedstawiona wyżej interpretacja okazała się nietrafna. Rzeczywiste procesy są prostsze. Jeśli weźmie się formuły określające zaburzenie kryształu przez pole elektryczne i magnetyczne z równania Diraca i przeprowadzi się obliczenia według standardowych schematów opisów dyspersji, to otrzyma się formuły pozwalające stwierdzić, że w kryształach występują oscylacje momentów magnetycznego i elektrycznego. Momenty magnetyczne antyferromagnetyka drgają z częstotliwością rezonansową ω_A , właściwą antyferromagnetykom. Jest to zgodne z wynikami eksperymentalnymi. Moment elektryczny jest ściśle związany z momentem magnetycznym i jest zawsze do niego prostopadły. Oscylacje momentu elektrycznego są złożone i różne w obu podsieciach antyferromagnetyka. W każdej podsieci oddzielnie, w płaszczyźnie prostopadłej do ich momentów magnetycznych, oscylacje składowych momentu elektrycznego mają częstotliwość równą częstotliwości oscylacji momentu magnetycznego. Oscylacje natomiast składowej momentu elektrycznego, równoległej do momentów magnetycznych podsieci mają częstotliwość dwukrotnie większą od częstotliwości drgań momentu magnetycznego. Jest zadziwiające, że w płaszczyźnie prostopadłej do momentów magnetycznych oscylacje składowych momentu elektrycznego są przesunięte w fazie o 180° w obu podsieciach i w związku z tym całkowicie się odejmują. Natomiast wzdłuż kierunku momentu magnetycznego składowe momentów elektrycznych obu podsieci są w fazie i dodają się. Nie istnieją różnice oscylacji momentów elektrycznych w obu podsieciach. Identyczne oscylacje zachodzą będą również w ferromagnetyku. Składowa momentu elektrycznego wzdłuż momentów magnetycznych "nie widzi" tego, że kryształ jest antyferromagnetykiem. "Widzi" tylko kryształ ferromagnetyczny i dlatego oscyluje z częstotliwością ($2 \omega_f$) dwukrotnie większą od częstotliwości rezonansowej ferromagnetyka ω_f . Jest to właśnie cecha teorii względności.

Otrzymane rezultaty otrzymuje się bez żadnych założeń. Formuła wyjściowa i sposób obliczeń wzięte były z podręczników szkolnych. Niepotrzebne też były obliczenia liczbowe.

Wynikło ponadto, że odległość między częstotliwością $\omega_0 - \omega_A$ rozproszenia magnetycznego a częstotliwością $\omega_0 - 2 \omega_f$ rozproszenia elektrycznego jest stała i jest proporcjonalna do tzw. częstotliwości wymiennej γH_E przy czym H_E jest magnetycznym polem molekularnym, a γ współczynnikiem żyroskopowym.

Wyciągnąć można było również wnioski nie związane ze zjawiskiem rozproszenia. Mianowicie, jeśli kationy niezaburzonego kryształu magnetycznego mają moment orbitalny (a takich jest większość), to jest on oscylującym ferroelektrykiem. Antyferromagnetyki własność tę mają tylko na kierunku magnetyzacji. Natomiast w płaszczyźnie prostopadłej do magnetyzacji są antyferroelektrykami. Podsieci antyferroelektryka pokrywają się z podsieciami antyferromagnetyka dzięki wzajemnemu związaniu momentów magnetycznego i elektrycznego. Zjawisko jest interesujące poznawczo.

Kolejnym wnioskiem interesującym również technicznie jest możliwość regulacji częstotliwości modulującej nie tylko przez pole magnetyczne ale również przez statyczne pole elektryczne. Poddanie działaniu kryształu pola elektrycznego jest z reguły wygodniejsze od analogicznej operacji z polem magnetycznym.

Bardziej ogólnym wnioskiem jest stwierdzenie, że rozpraszanie Ramana jest wynikiem zjawiska magnetoelektrycznego. Ponadto antyferromagnetyk pod wpływem pola elektrycznego staje się słabym ferroelektrykiem. Pozwala to zrozumieć istotę słabego ferromagnetyzmu, również dotychczas nie wyjaśnioną.

3. ZJAWISKO LINIOWEJ DWÓJŁOMNOŚCI OPTYCZNEJ

Przede wszystkim rozpatrzone będzie zjawisko dwójłomności optycznej w kryształach magnetycznych przed innymi zjawiskami analizowanymi w dalszych częściach tej pracy. Jest znamienne, że zjawisko to tak dawno odkryte nie zostało dotychczas zinterpretowane ilościowo nie tylko w kryształach magnetycznych ale również w substancjach dielektrycznych. Mechanizm zjawisk zachodzących w kryształach magnetycznych jest identyczny z mechanizmem zjawisk występujących w dielektrykach. Dlatego wnioski wyciągnięte z analizy procesów zachodzących w kryształach magnetycznych będą przeniesione do dyskusji substancji dielektrycznych.

Zjawisko dwójłomności jest wykorzystywane w technice głównie do celów kontrolno-pomiarowych. Przykładem są prace Adamkiewicz i Bajora [4] oraz pomiary niobianu litu.

Samo zjawisko dwójłomności oraz jego cechy są przedstawiane zwykle na przykładzie własności optycznych kryształu węglanu wapnia CaCO_3 (szpatu islandzkiego). Jeśli na płytkę tego kryształu pada wąski promień świetlny, to po przejściu przez kryształ ulega on rozdzieleniu na dwa promienie. Jeden z promieni nie wykazuje żadnych cech odróżniających go od promienia padającego i dlatego został nazwany promieniem zwyczajnym. Jego współczynnik załamania oznaczmy przez n_o . Drugi natomiast promień nie zachowuje się zgodnie ze zwykłymi prawami załamania i został nazwany nadzwyczajnym. Oznaczony będzie dalej przez n_e .

Zjawisko opisane nosi nazwę podwójnego załamania światła lub dwójłomności. Jest ono opisywane przez pewien współczynnik o postaci następującej

$$R = \frac{\omega}{c} l (n_o - n_e)$$

gdzie ω jest częstotliwością światła padającego, c jego prędkością w próżni i l - grubością kryształu.

Stosunkowo dawno obliczono, że kwadrat współczynnika załamania równy jest stałej dielektrycznej ($n^2 = \epsilon$).

Ponadto stwierdzono, że zarówno promień zwyczajny jak i nadzwyczajny są spolaryzowane liniowo, tzn. składowa elektryczna fali elektromagnetycznej drga w jednej płaszczyźnie. Płaszczyzna drgań pola elektrycznego zwyczajnej wiązki świetlnej jest prostopadła do płaszczyzny drgań pola elektrycznego wiązki nadzwyczajnej.

Szpat islandzki, jak i wiele innych kryształów, ma jedną wyróżnioną oś. Jeśli światło propaguje wzdłuż tej osi, to nie obserwuje się podwójnego załamania. Oś ta nosi nazwę osi optycznej. Aby więc zjawisko dwójłomności wystąpiło musi istnieć składowa osi optycznej prostopadła do kierunku propagacji światła.

W kryształach magnetycznych osią taką jest kierunek magnetyzacji. Promień świetlny ulegnie więc rozdzieleniu w kryształach magnetycznych, jeśli magnetyzacja jest prostopadła do kierunku propagacji światła. Wyjaśnijmy dlaczego tak jest. Przypomnijmy, że moment elektryczny jest prostopadły do momentu magnetycznego. Na kierunku momentu magnetycznego moment elektryczny równy jest zeru, a na kierunku prostopadłym do niego jest różny od zera. Więc płaszczyzna prostopadła do kierunku propagacji światła jest anizotropowa elektrycznie. Załóżmy, że światło padające na kryształ jest spolaryzowane liniowo z płaszczyzną polaryzacji nachyloną pod dowolnym kątem do kierunku magnetyzacji. Przypomnijmy ponadto, że pole elektryczne fali elektromagnetycznej jest prostopadłe do kierunku propagacji światła. Drga więc w tej samej płaszczyźnie, w której leży magnetyzacja. Składowa tego pola na kierunku magnetyzacji nie znajdując momentu elektrycznego nie oddziałuje z kryształem i wychodzi z niego zachowując własności światła padającego. Jest to promień zwyczajny. Na kierunku prostopadłym do magnetyzacji składowa elektryczna fali elektromagnetycznej "napotyka" moment elektryczny, oddziałuje z nim załamując się w stopniu zależnym od stopnia oddziaływań, a więc od podatności elektrycznej. Jest to promień nadzwyczajny. Warunkiem wystąpienia dwójłomności jest anizotropia elektryczna kryształu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji światła. Tak jest również w substancjach (nie tylko kryształach) dielektrycznych.

Zwróćmy uwagę, że kierunek magnetyzacji wyznacza oś łatwego magnesowania, która dla momentu elektrycznego jest osią trudnego polaryzowania. Moment elektryczny na osi optycznej równy jest zeru i dla-

tego jest ona osią trudnego polaryzowania. Płaszczyzna prostopadła do magnetyzacji jest płaszczyzną trudnego magnesowania a jednocześnie - łatwego polaryzowania. Dwójłomność w kryształach dielektrycznych może więc być wyznaczona przez pomiar podatności elektrycznej i odwrotnie.

W ten sposób, na podstawie znajomości oddziaływań składowej elektrycznej fali elektromagnetycznej z momentem elektrycznym w kryształach magnetycznych, można wyjaśnić efekt dwójłomności w kryształach diamagnetycznych. Jednocześnie można określić własności dwójłomnych kryształów dielektrycznych.

4. SKRĘCENIE PŁASZCZYZNY POLARYZACJI

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła jest wykorzystywane w technice przy konstrukcji izolatorów optycznych zapewniających stabilną pracę laserów oraz cyrkulatorów stosowanych w optycznych liniach telekomunikacyjnych o dwu kierunkach. Podobnie jak poprzednie, tak i to zagadnienie, nie zostało dotąd wyjaśnione. Stwierdzono eksperymentalnie, że kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji liniowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej określa wzór następujący:

$$\theta = \frac{\omega}{c} l (n_+ - n_-) \quad (4)$$

gdzie n_+ jest współczynnikiem załamania prawoskrętnej kołowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej światła, a n_- - współczynnikiem załamania lewoskrętnej kołowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej.

W obliczeniach ilościowych współczynniki załamania wiąże się z podatnościami dielektrycznymi za pomocą równań Maxwella. Jeśli więc momenty elektryczny i magnetyczny określone przez równ. (2) i (3) podstawimy do równań Maxwella wówczas otrzymuje się

$$n_+ - n_- = \gamma_{xz} - \gamma_{yz} \quad (5)$$

gdzie γ jest podatnością magnetoelektryczną zdefiniowaną w sposób następujący:

$$\gamma_{ij} = \frac{\partial p_i^T}{\partial H_j} \quad (6)$$

Indeks j w powyższej definicji związany jest z polem magnetycznym a indeks i , z momentem elektrycznym. Aby więc różnica $(n_+ - n_-)$ w równ. (5) nie zniknęła, podatności γ_{xz} i γ_{yz} muszą być różne. Ponieważ w obu podatnościach występuje wskaźnik związany z polem magnetycznym, to podatności te nie wyrażają różnicy własności magnetycznych kryształu. Różnica ta musi tkwić we własnościach elektrycznych związanych ze wskaźnikami x i y . Anizotropia zatem własności elektrycz-

nych kryształu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji światła jest jednym z dwu warunków skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Drugi warunek określa kierunek magnetyzacji. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji wystąpi tylko wówczas, jeśli kierunek propagacji światła zgodny jest z kierunkiem magnetyzacji. Warunek ten określa wskaźnik z , jeśli pole magnetyczne ma kierunek zgodny z kierunkiem magnetyzacji.

Zachodzi jednak pytanie: dlaczego tak jest? Wyjaśnienia dostarcza bardzo oryginalna własność zjawiska magnetoelektrycznego. Jeśli moment dielektryczny np. p_x^T obrócić o 90° do momentu np. p_y^T , to magnetyzacja obróci się o 180° od $+M$ do $-M$. Własność ta została odkryta najpierw eksperymentalnie. Jest ona wynikiem również obliczeń teoretycznych [2]. Własność taką wnoszą formuły relatywistyczne. Jeśli więc podatność γ_{xz} zawiera magnetyzację $+M_z$, to w myśl definicji (6) podatność γ_{yz} zawierać będzie magnetyzację $-M_z$. Dzięki temu, prawa strona równ. (5) nie znika i wystąpi skręcenie płaszczyzny polaryzacji.

Własność powyższa wyjaśnia jeszcze jedną cechę skręcenia płaszczyzny polaryzacji w kryształach magnetycznych. Powiedzmy, że światło propaguje zgodnie z kierunkiem magnetyzacji $+M_z$, a płaszczyzna polaryzacji skręcana jest w prawo. Po przejściu przez kryształ i odbiciu od lustra płaszczyzna polaryzacji skręcona jest w lewo. Dla obserwatora patrzącego wzdłuż kierunku magnetyzacji, płaszczyzny polaryzacji zarówno światła odbitego, jak i bezpośredniego, skręcają się w jednym kierunku (w prawo) a kąty skręcenia dodają się. Cecha ta jest wykorzystywana w izolatorach technicznych. W substancjach dielektrycznych tak nie jest. W obu przypadkach płaszczyzna polaryzacji skręcana jest w prawo, kąty skręcenia odejmują się dla obu kierunków propagacji światła dając w wyniku wartość zerową. Zachodzi pytanie: co jest tego przyczyną?

Najogólniej biorąc, jest to cecha względności własności kryształu. Załóżmy jak poprzednio, że światło propaguje wzdłuż kierunku magnetyzacji $+M_z$. Moment elektryczny jest prostopadły do magnetyzacji i jego składowe na osie x i y wynoszą, powiedzmy, $+p_x^T$ i $-p_y^T$. Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji określany jest następująco:

$$\operatorname{tg} \theta = - \frac{p_y^T}{p_x^T}$$

Powiedzmy, że znak minus oznacza skręcenie w prawo.

Nie zmieniając kierunku propagacji światła odwracamy o 180° magnetyzację. Moment elektryczny obraca się wówczas o 90° i powiedzmy ma składowe $-p_x^T$ i $-p_y^T$. Wówczas

$$\operatorname{tg} \theta = + \frac{p_y^T}{p_x^T}$$

Płaszczyzna polaryzacji skręcana jest w lewo.

Światło odbite "widzi" magnetyzację odwróconą tzn. $-M_z$, ale to nie jest bezpośrednim powodem zmiany kierunku skręcania płaszczyzny polaryzacji. Składowa elektryczna fali elektromagnetycznej oddziałuje tylko z momentem elektrycznym. Składowa ta "widzi" moment elektryczny obrócony o 90° mimo, że w kryształach nic się nie zmieniło. Innymi słowy, własności elektryczne kryształu dla światła bezpośredniego są różne od własności dla światła odbitego.

Dokładnie biorąc, położenie momentu elektrycznego dla światła odbitego jest lustrzanym odbiciem jego położenia względem wektora składowej elektrycznej fali elektromagnetycznej w świetle bezpośrednim.

Takie własności ma tylko kryształ magnetyczny. Dielektryk w obu kierunkach ma własności jednakowe. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji bowiem w magnetykach jest zjawiskiem relatywistycznym a w dielektrykach - nierelatywistycznym. Ogólne jednak wnioski wyciągnięte z powyższej analizy dla magnetyków można rozszerzyć na dielektryki. Przede wszystkim kierunek propagacji światła powinien być zgodny z osią optyczną kryształu tj. z osią trudnego polaryzowania (o najmniejszej podatności) a płaszczyzna prostopadła do tej osi powinna być anizotropowa elektrycznie.

5. WNIOSKI

Składowa elektryczna fali elektromagnetycznej indukuje w kryształach magnetycznych nie tylko moment elektryczny ale i magnetyczny. Jest to podstawowa własność dielektrycznych kryształów magnetycznych, dzięki której możliwe są zjawiska Ramana, dwójłomności, skręcenia płaszczyzny polaryzacji i inne. Rozpraszanie Ramana wywołane jest oscylacjami momentu magnetycznego o częstotliwości rezonansowej kryształu magnetycznego oraz przez moment elektryczny drgający z częstotliwością dwukrotnie większą od częstotliwości rezonansu ferromagnetycznego. Każdy kryształ magnetyczny z nieznikającym momentem orbitalnym atomów jest oscylującym ferroelektrykiem. Antyferromagnetyk w płaszczyźnie prostopadłej do magnetyzacji jest oscylującym antyferroelektrykiem. Częstotliwości rozpraszania Ramana mogą być regulowane nie tylko przez pole magnetyczne ale i przez statyczne pole elektryczne.

Kryształ dwójłomowy to taki, w którym płaszczyzna prostopadła do kierunku propagacji światła jest silnie anizotropowa elektrycznie. Zawiera ona dwa kierunki wzajemnie prostopadłe, z których jeden nie zawiera lub prawie nie zawiera momentów elektrycznych i stanowi oś trudnego polaryzowania z zerową lub bliską zeru podatnością elektryczną. Składowa elektryczna fali elektromagnetycznej nie oddziałuje lub prawie nie oddziałuje z kryształem będąc po przejściu przez kryształ promieniem zwyczajnym. Zwyczajnym dlatego, że światło ulega załamaniu ale tak, jak w kryształach izotropowych. Moment elektryczny

bowiem wnoszony przez anizotropię kryształu równy jest zeru. Drugi kierunek, prostopadły do opisanego wyżej, jest osią łatwego polaryzowania z maksymalną dla danego kryształu podatnością elektryczną i dlatego indukowany jest w tym kierunku maksymalny z możliwych moment elektryczny. Składowa elektryczna fali elektromagnetycznej oddziałując z tym momentem daje po przejściu przez kryształ promień świetlny o specyficznych własnościach, zwany promieniem nadzwyczajnym.

W kryształach magnetycznych oś trudnego polaryzowania pokrywa się z kierunkiem magnetyzacji czyli z osią łatwego magnesowania.

Moment elektryczny bowiem jest prostopadły do momentu magnetycznego.

Kryształy skręcające płaszczyznę polaryzacji liniowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej mają oś trudnego polaryzowania zgodną z kierunkiem propagacji światła i płaszczyznę łatwego polaryzowania prostopadłą do kierunku propagacji światła. Nie jest to jednak warunek wystarczający. Płaszczyzna ta musi być również anizotropowa o możliwie największych ale różnych podatnościach elektrycznych w dwu różnych kierunkach. Czym różnica tych podatności będzie większa tym większe będzie skręcenie płaszczyzny polaryzacji. W izotropowych kryształach magnetycznych anizotropię tę indukują dwa skrzyżowane pola: statyczne magnetyczne i zmienna składowa elektryczna fali elektromagnetycznej.

Dla fali bezpośredniej i odbitej w kryształach magnetycznych kąty skręcenia płaszczyzny polaryzacji dodają się dlatego, że kryształ w dwu przeciwnych kierunkach ma różne własności elektryczne mające się do siebie jak przedmiot do jego odbicia w lustrze. Kryształy diamagnetyczne nie mają takich własności. Ich własności elektryczne w obu kierunkach są jednakowe i dlatego kąty skręcenia płaszczyzny odejmują się dając wartość kąta równą zeru.

Tekst dostarczony 1987.07.14

LITERATURA

1. Wadas A.: *Physics Letters (a)*, 103a, 1984, 389.
2. Wadas A. i Wadas R.: *Electron Techn.*, 19, 1986, No 3/4.
3. Wadas A.: *Phys. stat. sol. (a)*, 74, 1982, 697.
4. Adamkiewicz G. i Bajor A.: *Prace ITME*, 1986, No 18.