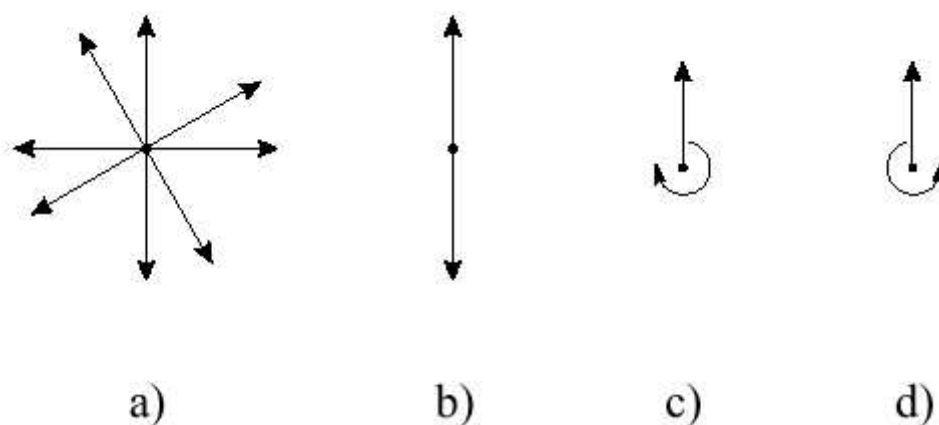


I. Wstęp

A. Polaryzacja światła. Prawo Malusa

Światło, tak jak każda fala elektromagnetyczna, jest falą poprzeczną. Drgania wektorów natężenia pola elektrycznego E i indukcji pola magnetycznego B odbywają się w kierunkach prostopadłych do kierunku rozchodzenia się fali. W przypadku pojedynczej fali elektromagnetycznej drgania obu wektorów zachodzą w określonych, wzajemnie prostopadłych płaszczyznach. Falę taką nazywa się spolaryzowaną liniowo. Za płaszczyznę polaryzacji przyjmuje się umownie płaszczyznę prostopadłą do wektora elektrycznego E , w której odbywają się drgania wektora magnetycznego B .

W większości źródeł światła atomy lub cząsteczki emitują fale świetlne niezależnie od siebie. Światło rozchodzące się w danym kierunku składa się z ciągów fal, których płaszczyzny drgań zorientowane są w sposób przypadkowy wokół kierunku rozchodzenia. W wiązce światła występują wówczas wszystkie możliwe kierunki drgań wektora E , prostopadłe do kierunku wiązki (rys. 1a). Takie światło jest niespolaryzowane. W celu otrzymania światła spolaryzowanego liniowo należy wydzielić z niespolaryzowanego światła ciągi falowe o określonej płaszczyźnie drgań wektora E (rys. 1b).



Rys.1 Polaryzacja światła

Możliwe są bardziej złożone postacie światła spolaryzowanego. Jeżeli koniec wektora natężenia pola elektrycznego E obraca się wokół kierunku promienia bez zmiany długości to światło nazywa się spolaryzowanym kołowo (rys.1c,d). Gdy dla obserwatora patrzącego na źródło światła wektor obraca się zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara, światło jest

spolaryzowane prawoskrętnie, w przeciwnym przypadku - lewoskrętnie. Ogólniejszym przypadkiem jest polaryzacja eliptyczna światła, gdy koniec obracającego się wektora \vec{E} zakreśla elipsę [1],[2].

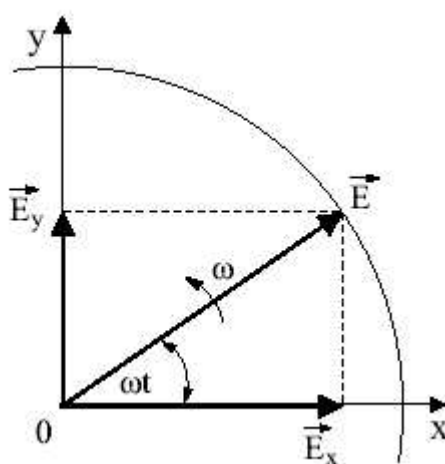
Pokażemy teraz, że wiązkę światła spolaryzowanego kołowo można uważać za złożenie dwóch wiązek światła spolaryzowanego liniowo o wzajemnie prostopadłych płaszczyznach polaryzacji i określonej różnicy faz drgań.

Niech wektor \vec{E} o długości E_0 obraca się z prędkością kątową ω w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara (rys. 2). Jeżeli w chwili początkowej, $t = 0$, wektor ma kierunek osi x, jego składowe wyrażają się wzorami

$$E_x = E_0 \cos(\omega t) \quad (1)$$

$$E_y = E_0 \sin(\omega t) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (2)$$

Wektor \vec{E} można więc przedstawić jako sumę dwóch wektorów \vec{E}_x i \vec{E}_y



Rys.2.

odpowiadającym drganiom wzdłuż osi x i y,

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$$

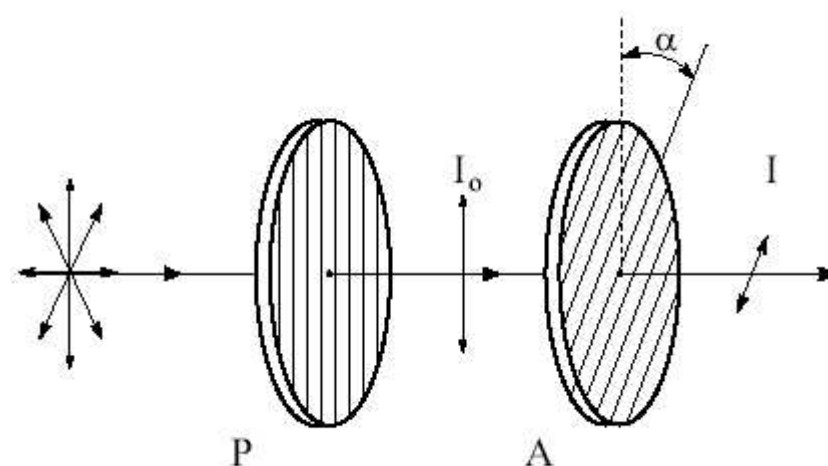
przy czym różnica faz drgań wynosi $\frac{\pi}{2}$. Analogiczne zależności mają miejsce, gdy wektor \vec{E} obraca się w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. Jego składowe są wtedy równe

$$E_x = E_0 \cos(\omega t) \quad (3)$$

$$E_y = -E_0 \sin(\omega t) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{3\pi}{2}\right) \quad (4)$$

i różnica faz drgań wektorów \mathbf{E}_x i \mathbf{E}_y wynosi $\frac{3\pi}{2}$. W podobny sposób można też wykazać słuszność odwrotnego stwierdzenia: wiązka światła liniowo spolaryzowanego jest równoważna dwu wiązkom światła spolaryzowanego kołowo, lewo- i prawoskrętnie.

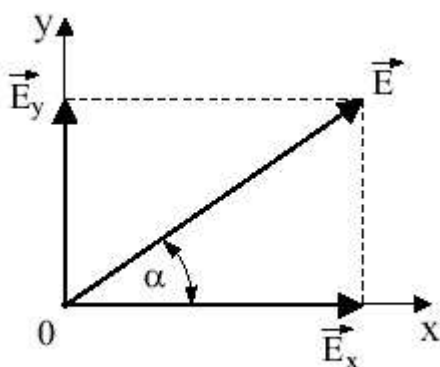
Przyrządy służące do przekształcania światła naturalnego w światło spolaryzowane liniowo nazywamy polaryzatorami. Polaryzator przepuszcza tylko te fale świetlne, których wektory elektryczne \mathbf{E} mają określony kierunek, zwany kierunkiem polaryzacji (rys. 3). Jeżeli światło przejdzie następnie przez drugi polaryzator, zwany analizatorem, to jego natężenie I będzie zwykle mniejsze od natężenia światła I_0 padającego na analizator i będzie się zmieniać ze zmianą kąta α między kierunkami polaryzacji obu przyrządów.



Rys.3.

Dla znalezienia wartości natężenia I zapiszemy wektor \mathbf{E} fali świetlnej, padającej na analizator, jako sumę jego wektorów składowych w kierunku osi x i y układu współrzędnych (rys. 4),

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y \quad (5)$$



Rys.4

Jeżeli kierunek osi x jest zgodny z kierunkiem polaryzacji analizatora, to przejdzie przezeń tylko składowa fala świetlna o wektorze \mathbf{E}_x . Zachodzą przy tym związki (rys. 4)

$$E_x = E \cos \alpha \quad (6)$$

$$E_{0x} = E_0 \cos \alpha \quad (7)$$

gdzie E_0 i E_{0x} oznaczają amplitudy obu fal. Biorąc pod uwagę, że natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy jego wektora elektrycznego,

$I_0 \sim E_0^2$, $I \sim E_{0x}^2$, z ostatniego wzoru otrzymujemy zależność

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \alpha} \quad (8)$$

Jest to najprostsza postać równania Ścierskiego, zwana prawem Malusa, odkrytego doświadczalnie w 1812 r. Zgodnie z nim natężenie przechodzącego światła jest proporcjonalne do kwadratu cosinusa kąta α między kierunkami polaryzacji polaryzatora i analizatora. Jeżeli oba kierunki są do siebie równoległe, $\alpha = 0$, natężenie światła nie ulega zmianie, $I = I_0$. W rzeczywistości natężenie światła przechodzącego przez analizator może być mniejsze od natężenia światła padającego na skutek pochłaniania światła w analizatorze. We wzorze (8) przez I_0 wówczas należy rozumieć natężenie światła przechodzącego przez analizator dla kąta $\alpha = 0$. Jeżeli kierunki polaryzacji są prostopadłe (skrzyżowane polaryzatory), $\alpha = \pi/2$, światło nie przechodzi przez analizator, $I = 0$. Na podstawie prawa Malusa można, więc wyznaczyć płaszczyznę drgań spolaryzowanego liniowo światła.

II. Zjawisko dwójłomności

W wielu przezroczystych kryształach występuje zjawisko tzw. podwójnego załamania światła - *dwójłomności*. Zostało ono po raz pierwszy zauważone przez E. Bartholina w 1669 roku w kryształach szpatu islandzkiego (kalcytu, CaCO_3) i polega na rozdzieleniu promienia wchodzącego do kryształu na dwa promienie.

Przezroczyste kryształy są na ogół ośrodkami optycznie anizotropowymi. Oznacza to, że ich własności optyczne, m.in. prędkość rozchodzenia się światła, zależy od kierunku w kryształach. Wyjątek stanowią kryształy należące do układu regularnego, będące ośrodkami izotropowymi (o własnościach niezależnych od kierunku).

Zjawisko dwójłomności może mieć charakter naturalny, który związany jest z anizotropową budową ośrodka i taka dwójłomność nazywana jest *dwójłomnością spontaniczną*, lub też może być wywołane przez czynniki zewnętrzne i nazywana jest *dwójłomnością wymuszoną*. Dwójłomność może być wymuszona min. przez:

- naprężenia mechaniczne- zjawisko elastooptyczne
- pole magnetyczne, prostopadłe do biegu wiązki światła –
 - magnetoptyczny efekt Cottona – Moutona
 - zjawisko Faradaya – pole magnetyczne równoległe do kierunku wiązki światła
- pole elektryczne – efekt elektroptyczny
- gradient temperatury

A. Efekt elektroptyczny

Pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego współczynnik załamania ośrodka ulega zmianie. W ogólności (to znaczy w ośrodku anizotropowym) można, pod nieobecność pola elektrycznego, wyróżnić dwa współczynniki załamania i dla fali rozchodzącej się w n' n'' danym kierunku. O wyborze odpowiedniego współczynnika decyduje kierunek wektora indukcji pola elektrycznego \vec{D} fali świetlnej względem osi symetrii kryształu. Jeżeli do ośrodka przyłożyć zewnętrzne, dodatkowe pole elektryczne E , to współczynniki załamania będą zależeć od natężenia tego pola:

$$\begin{aligned} n' &= n_0 + a'E + b'E^2 + c'E^3 + \dots \\ n'' &= n_0 + a''E + b''E^2 + c''E^3 + \dots \end{aligned} \quad (2.1)$$

gdzie n_0 – współczynnik załamania dla $E=0$, a , b , c – stałe dla odpowiedniej długości fali [3].

W kryształach, które nie posiadają środka symetrii zmiany współczynnika załamania zależą od natężenia pola elektrycznego w potęgach pierwszej i w wyższych. Dla tych kryształów w równaniach (2.1) można zaniedbać wyrazy E w potęgach wyższych niż 1. W pozostałych kryształach oraz ośrodkach izotropowych zmiany współczynnika załamania zależą od natężenia pola elektrycznego w potęgach parzystych.

Zależność zmiany współczynnika załamania od natężenia pola elektrycznego E w potęgach pierwszej nazywa się *efektem Pockelsa*, natomiast od natężenia pola w potęgach drugiej i wyższych nosi nazwę *efektu Kerra*. Należy zauważyć, że pod wpływem pola elektrycznego może nastąpić odkształcenie ośrodka, czyli tzw. *odwrotny efekt piezoelektryczny lub elektrostrykcja*, które ma również wpływ na zmianę współczynnika załamania, poprzez efekt

elastoptyczny. Jeżeli odkształcenie ośrodka nie występuje, wówczas efekt elektroptyczny nazywany jest *prawdziwym (pierwotnym)*. W przeciwnym wypadku, gdy występują równocześnie oba efekty, tzn. efekt elektroptyczny i efekt elastoptyczny, wówczas mówimy o efekcie elektroptycznym *pierwotnym i wtórnym (pozornym)* [3].

B. Uproszczony model zjawiska elektroptycznego

Rozwijając współczynnik załamania $n(E)$ w szereg Taylora w otoczeniu zerowego pola E ($E = 0$), otrzymujemy

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots ; \quad (2.2)$$

gdzie

$$n = n(0), \quad a_1 = \frac{\partial}{\partial E} n \Big|_{E=0}, \quad a_2 = \frac{\partial^2}{\partial E^2} n \Big|_{E=0}.$$

Wprowadźmy współczynniki elektroptyczne takie, że:

$$r = -\frac{2a_1}{n^3} \quad \text{ i } \quad R = -\frac{a_2}{n^3}. \quad (2.3)$$

Wówczas rozwinięcie w szereg dane zależnością (2.2) przyjmuje postać:

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} R n^3 E^2 + \dots. \quad (2.4)$$

Współczynniki elektroptyczne r i R zostały tak dobrane, aby:

$$\frac{1}{n(E)} = \frac{1}{n} + rE + RE^2. \quad (2.5)$$

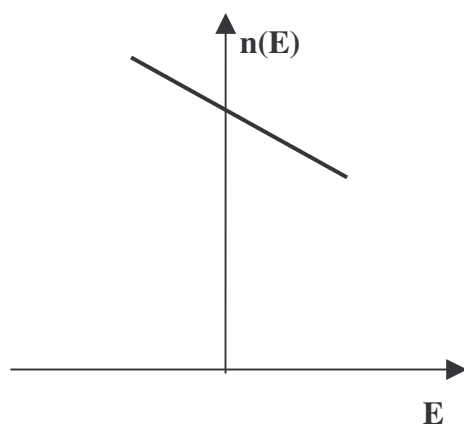
Korzystając z szeregu (2.4) możemy rozpatrzeć dwa graniczne przypadki, tzn.

- $R \ll r$
- $r = 0$.

I. Gdy $R \ll r$ wówczas szereg (2.4) możemy zapisać:

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E. \quad (2.6)$$

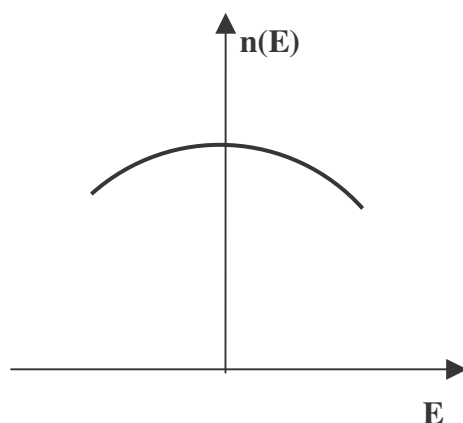
W sytuacji opisanej wzorem (2.6) mówimy o zjawisku Pockelsa, a współczynnik r nazywany jest współczynnikiem Pockelsa lub liniowym współczynnikiem elektrooptycznym. Wartość współczynnika r dla kryształów wynosi $r \approx 10^{-12} - 10^{-10} \text{ m/V}$.



Rys.2 1 Zależność współczynnika załamania od natężenia pola elektrycznego E dla efektu Pockelsa

II. Gdy $r = 0$ wówczas szereg (2.7) ma postać

$$n(E) = n - \frac{1}{2} R n^3 E^2. \quad (2.7)$$



Rys.2 2 Zależność współczynnika załamania od natężenia pola elektrycznego E dla efektu Kerra

Z powyższego wzoru wynika, że zmiana współczynnika załamania nie zależy od znaku E . W takim przypadku mówimy o efekcie Kerra. Współczynnik R nazywany jest natomiast

współczynnikiem Kerra lub kwadratowym współczynnikiem elektrooptycznym. Współczynnik R przyjmuje następujące wartości:

$$R \approx 10^{-18} - 10^{-14} \text{ m}^2 / \text{V}^2 \text{ - w kryształach}$$

$$R \approx 10^{-22} - 10^{-19} \text{ m}^2 / \text{V}^2 \text{ - w cieczach.}$$

Efekt Kerra występuje zarówno w kryształach ze środkiem symetrii jak i bez środka symetrii, jednak w kryształach, które nie posiadają środka symetrii występuje również efekt Pockelsa, który jest znacznie silniejszy od efektu kwadratowego (Kerra). Dlatego też w tych kryształach (nie posiadających środka symetrii) jest on pomijany.

Efekt Pockelsa

Efekt Pockelsa dotyczy zależności zmian współczynnika złamania od pola elektrycznego w pierwszej potędze. Tensor optyczny ΔB_{ij} jest związany z tensorem elektrooptycznym r_{ijm} następującą zależnością:

$$\Delta B_{ij} = r_{ijm} E_m ; \quad (2.8)$$

gdzie $i, j, m = x, y, z$. Zależność powyższą w zapisie macierzowym można zapisać następująco:

$$\Delta B_i = r_{im} E_m ; \quad (2.9)$$

gdzie $i = 1, \dots, 6; m = 1, 2, 3$.

Własności anizotropowe wykazują kryształy należące do 20 klas krystalograficznych jak również spolaryzowane ceramiki, folie oraz niektóre ciekłe kryształy. Ze względu na symetrię kryształów wiele współczynników r_{ij} zeruje się. Wszystkie współczynniki zerują się w ośrodkach izotropowych i kryształach posiadających środek symetrii [3].

Urządzenie do wytwarzania lub zmiany dwójłomności za pomocą pola elektrycznego \mathbf{E} w pierwszej potędze nazywa się komórką Pockelsa. Materiały nadające się na komórkę Pockelsa to min. GaAs, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), KH_2PO_4 (KDP), CdTe, Li_2NbO_3 (niobian litu) i wiele innych.

Efekt Kerra

Efekt Kerra występuje we wszystkich kryształach i ciałach izotropowych, również w cieczach [3]. W efekcie Kerra potęgi wyższe od drugiej grają tak małą rolę, że są pomijane w równaniu (2.3). Zmiany współczynników załamania w ogólnym przypadku efektu Kerra przedstawia wzór:

$$\Delta B_i = r_{ikl} E_k E_l$$

lub

(2.3)

$$\Delta B_i = r_{ij} E_k E_l ;$$

gdzie $i = 1 \dots 6$; $j = 1 \dots 6$; $k = z, y, z$; $l = x, y, z$.

Dla efektu Kerra rozróżnia się trzy przypadki.

I. Na stałe pole polaryzujące \bar{E}_k nakładane jest zmienne pole $\bar{E}_l(t)$, które nie pokrywa się z polem \bar{E}_k . Pod wpływem pola elektrycznego polaryzującego \bar{E}_k zmieniają się współczynniki elektrooptyczne kryształu, co pozwala na następujący zapis:

$$\Delta B_i = r_{ikl} E_k E_l(t) = b_{il} E_l(t).$$

W rezultacie otrzymuje się liniowy efekt, jednak kryształ zmienia swoje współczynniki elektrooptyczne [3]. Inaczej mówiąc: stałe pole elektryczne \bar{E}_k zmienia własności optyczne kryształu, jego elipsoidę współczynników, które z kolei są w liniowy sposób modulowane polem $\bar{E}_l(t)$.

II. Na stałe pole polaryzujące \bar{E}_k nakładane jest słabe pole $\bar{E}_k(t)$, które przeciwnie jak w przypadku I pokrywa się z polem \bar{E}_k oraz z jedną z osi x, y, z , wówczas można zapisać:

$$\Delta B_i = r_{ik} [E_k + E_k(t)]^2 \approx r_{ik} [E_k^2 + 2E_k E_k(t)],$$

czyli

$$\Delta B_i \approx r_{ik} E_k^2 + b_{ik} E_k(t),$$

gdzie $b_{ik} = 2r_{ik} E_k$.

W rezultacie występuje liniowy efekt elektrooptyczny.

III. Obie składowe \bar{E}_k i \bar{E}_l są tożsamościowo równe, wtedy można zapisać:

$$\Delta B_i = r_{ik} E_k^2$$

C. Dwójłomność spontaniczna

W kryształach anizotropowych obserwowana jest zmiana dwójłomności $\delta(\Delta n)$ wywołana zmianami temperatury nazywana dwójłomnością spontaniczną. Szczególnie interesujące są zmiany dwójłomności w otoczeniu ferroelektrycznych i ferroelastycznych przemian fazowych.

Spolaryzowana wiązka światła padając na kryształ ulega rozdzieleniu na wzajemnie prostopadle spolaryzowane wiązki poruszające się z różnymi prędkościami. Po przejściu przez kryształ o długości L różnica faz między tymi promieniami

$$\Gamma = \frac{2\pi L \Delta n(T)}{\lambda_0} \quad (1)$$

gdzie λ_0 jest długością fali w próżni.

Po wyjściu z kryształu następuje interferencja obu promieni a jej wynikiem w zależności od różnicy faz jest wiązka spolaryzowana liniowo, kołowo lub eliptycznie. Analizator przepuszcza rzut wektora elektrycznego na kierunek jego transmisji.

Dla równoległego ustawienia płaszczyzn przepuszczania polaryzatora i analizatora natężenie wiązki wychodzącej określone jest równaniem:

$$I = I_0 \sin^2(2\varphi) \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2)$$

gdzie: I_0 - natężenie wiązki padającej

φ - kat między płaszczyzną polaryzacji światła i dużą półosią przekroju elipsoidy współczynników załamania prostopadłego do kierunku propagacji wiązki.

Z wyrażenia (2) wynika, że największe zmiany natężenia światła są obserwowane dla $\varphi=45^\circ$.

Dla kryształu TGS, który jest centrosymetryczny w fazie paraelektrycznej anomalna część dwójłomności spontanicznej $\delta\Gamma$, obserwowanej w fazie ferroelektrycznej, ma charakter spontanicznego efektu Kerra

$$\delta\Gamma = rP_s^2 \quad (3)$$

gdzie: r - współczynnik elektrooptyczny

P_s – polaryzacja spontaniczna.

Zależność polaryzacji spontanicznej kryształu TGS w otoczeniu przejścia fazowego można opisać równaniem

$$P_s = \pm \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}(T - T_0)} \quad (4)$$

gdzie: α i β współczynniki rozwinięcia energii swobodnej

T_c - temperatura Curie-Weissa.

- [1]. Krajewski T. „Zagadnienia fizyki dielektryków”, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1970
- [2]. Antoniewicz J. „Własności dielektryków”, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1971
- [3]. Ratajczyk F. „Optyka ośrodków anizotropowych”, Państwowe Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994