

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika

Piotr Targowski i Bernard Ziętek

Pracownia Optoelektroniki
Specjalność: Fizyka Laserów

**ZEWNĘTRZNA MODULACJA
ŚWIATŁA**

Zakład Optoelektroniki
Toruń 2004

I.**Wstęp**

Modulacją światła nazywamy zmiany w czasie parametrów fali świetlnej. **Modulatorem** jest urządzenie, które wymusza zmiany parametrów fali w czasie. Płaską falę monochromatyczną rozchodzącą się w ośrodku o współczynniku załamania n (dla przejrzystości pochłanianie fali przez ośrodek pomijamy) można opisać wzorem:

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (1)$$

gdzie:

- E_0 jest amplitudą fali,
- ω jest częstością kątową, k jest długością wektora falowego w danym ośrodku:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0} n; \quad \omega = 2\pi\nu, \quad (1a)$$

- λ_0 jest długością fali w próżni, n jest częstością drgań fali,
- φ jest fazą początkową.

Proces modulacji może zachodzić na zewnątrz źródła światła i wtedy mówimy o **modulacji zewnętrznej**. Polega ona na tym, że w wyniku propagacji przez modulator światło zmienia swoje własności w zadany sposób.

Światło generowane z udziałem **modulacji wewnętrznej** opuszcza źródło już w stanie zmodulowanym - na przykład laser półprzewodnikowy lub dioda elektroluminescencyjna sterowana prądem zmodulowanym generują światło zmodulowane amplitudowo.

II.**Modulacja zewnętrzna****Rodzaje modulacji**

Ze względu na wybór parametrów fali świetlnej, których wartość może się zmieniać w wyniku modulacji, wyróżniamy kilka rodzajów modulacji. Często jednak, w praktycznych rozwiązaniach modulatorów, rodzaje mieszają się ze sobą. Oznaczmy sygnał modulujący przez $M(t)$. Załóżmy ponadto, dla prostoty zapisu, że modulacji podlega fala opisana wzorem (1).

Modulacja amplitudowa

Informacja jest przenoszona przez amplitudę fali. W takim przypadku fala (1) po modulacji będzie opisana wzorem:

$$E(z, t) = E_0(M(t)) \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (2)$$

Zwykle pożądanym jest, aby zależność *natężenia promieniowania* od $M(t)$ była liniowa.

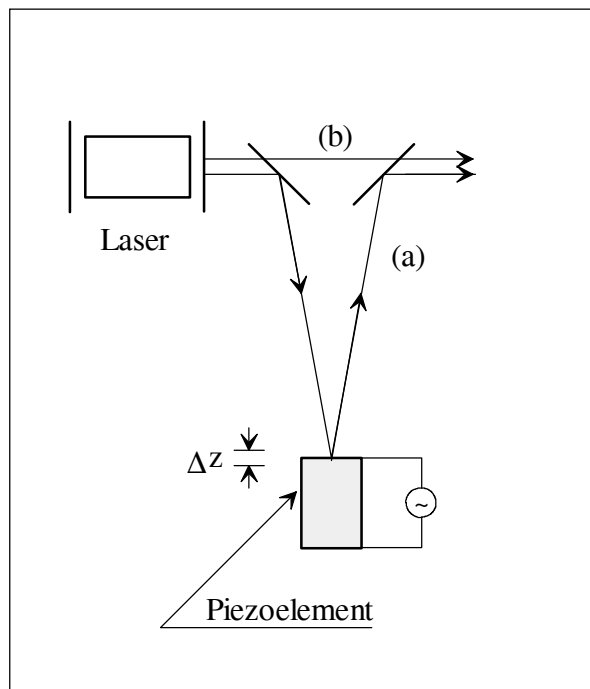
Modulacja fazowa

W tym przypadku modulator zmienia fazę fali nośnej (1) odpowiednio do przyłożonego sygnału:

$$E(z, t) = E_0 \cos\{\omega t - kz + \varphi(M(t))\} \quad (3)$$

W najprostszej wersji takiego modulatora stosuje się elektromechaniczną zmianę fazy wykorzystując ceramikę piezoelektryczną (Rys. 1). Zmiana długości piezoelementu pod

wpływem przyłożonego napięcia powoduje zmianę długości drogi optycznej wiązki (a) i w konsekwencji zmianę fazy $\Delta\phi = 2k\Delta z$. Detekcja zmiany fazy odbywa się w układach interferencyjnych. W układzie z rys. 1 interferencja wiązek (a) i (b) zamienia modulację fazową na amplitudową



Rys. 1. Elektromechaniczna modulacja fazy

Stosowanie techniki modulacji fazowej jest stosunkowo łatwe w przypadku interferometrów światłowodowych. Modulacja fazowa polega w tym przypadku na zmianie fazy fali w światłowodzie. Fala świetlna przechodząc przez światłowód o efektywnym współczynniku załamania n_{ef} (patrz Zad. VI) i długości l ma fazę przesuniętą w stosunku do fazy światła wejściowego o wartość:

$$\phi = \beta l = k_0 n_{ef} l. \quad (4)$$

Jeżeli z pewnych powodów nastąpi zmiana właściwości światłowodu, wtedy zmiana fazy $\Delta\phi$ wyniesie:

$$\Delta\phi = k_0(n_{ef} \Delta l + l \Delta n_{ef}) \quad (5)$$

gdzie: Δl jest zmianą długości światłowodu, a Δn_{ef} - zmianą współczynnika załamania światłowodu.

Modulacja polaryzacyjna

Modulator zmienia płaszczyznę polaryzacji, zazwyczaj liniowo spolaryzowanego promieniowania, zgodnie z sygnałem $M(t)$. Zmiana płaszczyzny polaryzacji często jest wynikiem wymuszonej dwójłomności modulatora, czego efektem są różnice fazy między promieniem zwyczajnym a nadzwyczajnym.

Modulacja częstotściowa

Zmiany częstotści w promieniowaniu optycznego zgodne ze zmianą sygnału wejściowego $M(t)$ są trudne w realizacji. Ten sposób modulacji, mimo wielu zalet, ma jeszcze dość ograniczone zastosowanie, również ze względu na kłopotliwą detekcję (heterodynowanie): polega ona na interferencji fali przesłanej z nadajnika E_{nad} z falą pochodzącą z lokalnego generatora światła E_{lok} . W uproszczeniu:

$$E_{nad} + E_{lok} = \cos\{\omega[M(t)]t + \phi_1\} + \cos\{\omega_{lok}t + \phi_2\} = 2 \cos\left[\frac{\omega[M(t)] - \omega_{lok}}{2}t + \frac{\Delta\phi}{2}\right] \cos[\omega_{sr} + \phi_{sr}] \quad (6)$$

Wypadkowa amplituda jest więc zmodulowana niską częstotścią różnicową $\{\omega[M(t)] - \omega_{lok}\}/2$ co jest łatwe do detekcji przez konwencjonalne fotodetektory. Istotna trudność powyższej metody polega jednak na tym, że obie fale - nośna i lokalna, muszą być koherentne.

Demodulacja

Demodulacja jest procesem w którym z optycznej fali nośnej rekonstruowany jest sygnał modulujący $M(t)$. Fala świetlna zamieniana jest na sygnał elektryczny w fotodetektorze wykorzystującym zjawisko fotoelektryczne (zewnętrzne lub wewnętrzne). Z istoty tego zjawiska wynika, że fotoelement czuły jest jedynie na natężenie oświetlenia, a więc wielkość proporcjonalną do kwadratu amplitudy fali padającej. W konsekwencji dowolna modulacja światła musi, przed fotodetekcją, być zamieniona na modulację amplitudową.

Parametry modulatorów

Podstawowymi parametrami określającymi przydatność elementów do modulacji światła są:

a). Głębokość modulacji:

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (7)$$

gdzie: I_{max} i I_{min} są odpowiednio maksymalnym i minimalnym natężeniem światła na fotodetektorze.

b). Współczynnik strat intensywności:

$$S_i = \frac{I_{max}}{I_p} \quad (8)$$

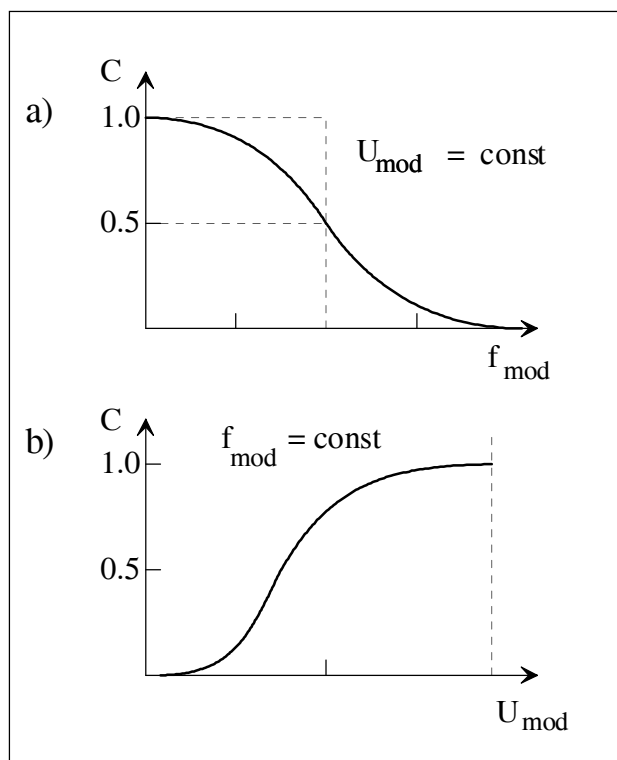
gdzie: I_p jest natężeniem padającego na modulator światła, a I_{max} maksymalnym natężeniem światła po modulacji (na fotodetektorze).

c). Funkcja przenoszenia modulacji:

Założmy, że sygnał modulujący $M(t)$ doprowadzany jest do modulatora w postaci napięcia zmiennego:

$$M(t) = U_{mod} \cos(2\pi f_{mod} t) \quad (9)$$

Funkcja przenoszenia modulacji jest zdefiniowana zależnością głębokości modulacji C od częstości modulacji f_{mod} przy stałym U_{mod} . Typowy kształt funkcji przenoszenia przedstawia rys. 2a.



Rys. 2 Typowa funkcja przenoszenia modulacji (a) i krzywa modulacji (b)

d). Krzywa modulacji:

Określana jest dla ustalonej częstości modulacji. Mierzy się zależność głębokości modulacji sygnału wyjściowego od amplitudy sygnału modulującego U_{mod} (rys. 2b). Jeżeli krzywa modulacji jest prostą, wtedy kształt sygnału sterującego będzie przenoszony bez zniekształceń.

e). Funkcja przenoszenia amplitudy

Współczynnik przenoszenia amplitudy κ_0 zdefiniowany wzorem (10) zależy zwykle od częstości modulacji

$$\kappa(f_{mod}) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2 U_{mod}} \quad ; \quad \kappa_0(f) = \frac{\kappa(f_{mod})}{\kappa(f_{0,mod})} \quad , \quad (10)$$

gdzie: I jest zdefiniowane jak dla głębokości modulacji, $f_{0,mod}$ jest częstością modulacji, dla której współczynnik κ przyjmuje wartość maksymalną.

Niektóre zjawiska fizyczne wykorzystywane podczas modulacji światła

Naturalna anizotropowość ośrodka może ulec zmianie pod wpływem różnych czynników. W szczególności ośrodek izotropowy może stać się anizotropowym (anizotropia wymuszona). Najważniejszymi czynnikami wpływającymi na własności optyczne są pole elektryczne, pole magnetyczne, naprężenia i odkształcenia. Odpowiadają im efekty elektro-optyczne,

magneto-optyczne, piezooptyczne i elastooptyczne. Wszystkie te efekty można wykorzystać w celu modulacji światła.

Efekty elektrooptyczne

Pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego współczynnik załamania ośrodka ulega zmianie. Dla fali rozchodzącej się w danym kierunku pod nieobecność pola elektrycznego w ośrodku anizotropowym można wyróżnić dwa współczynniki załamania n'_0 i n''_0 , różne dla różnych polaryzacji światła, to znaczy różnym kierunku wektora indukcji pola elektrycznego $\vec{D}$ fali świetlnej względem osi symetrii kryształu. Jeżeli do ośrodka przyłożymy zewnętrzne, pole elektryczne E , to współczynniki załamania będą zależeć od natężenia tego pola, tak że

$$\begin{aligned} n' &= n'_0 + a' E + b' E^2 + c' E^3 + d' E^4 + \dots \\ n'' &= n''_0 + a'' E + b'' E^2 + c'' E^3 + d'' E^4 + \dots \end{aligned} \quad (11)$$

Praktycznie, jeśli $a', a'' \neq 0$ to wszystkie wyższe wyrazy można zaniedbać.

Jeżeli ośrodek jest izotropowy lub ma środek symetrii, wówczas wszystkie współczynniki we wzorach (11) przy nieparzystych potęgach E są równe 0. W takim przypadku o elektrooptycznych własnościach kryształu decyduje współczynnik b . Mamy wtedy do czynienia z **efektem Kerra**. Można pokazać, że różnica współczynników załamania $\Delta n = n_p - n_s$ światła spolaryzowanego równolegle i prostopadle do indukowanej osi optycznej wyraża się wzorem:

$$\Delta n = \lambda K E^2 \quad (12)$$

gdzie λ jest długością fali w próżni, K stałą Kerra i E natężeniem zewnętrznego pola elektrycznego. Zjawisko spotykane jest we wszystkich ośrodkach i stanach skupienia, na przykład w izotropowych cieczach, np. w benzenie. Ze względu na konieczność stosowania wysokich napięć, efekt Kerra jest rzadziej wykorzystywany do modulacji w optoelektronice niż liniowy efekt elektrooptyczny (**efekt Pockelsa** - patrz dalej). Zjawisko takie zachodzi w kryształach bez środka symetrii.

Efekt Pockelsa

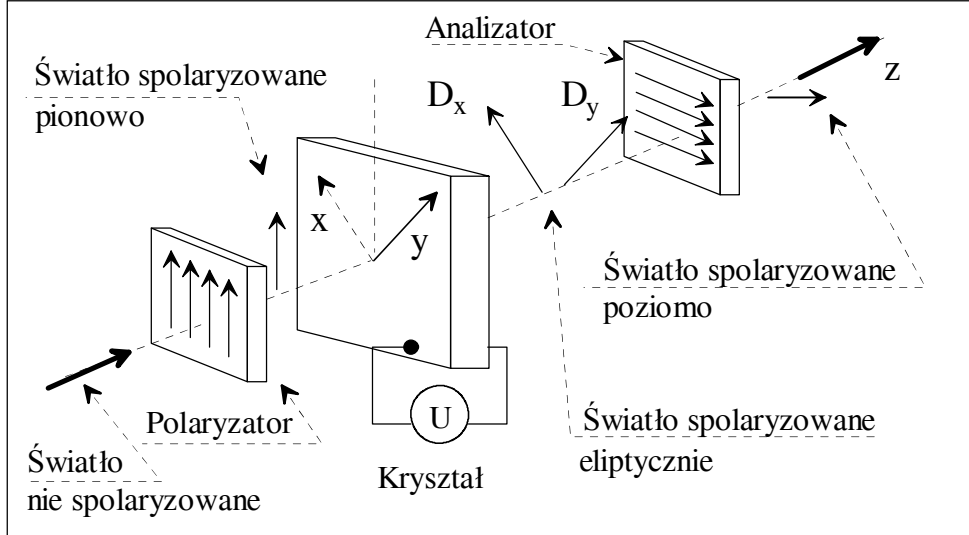
Działanie modulatora z efektem Pockelsa rozpatrzmy na przykładzie popularnego w tym zastosowaniu kryształu ADP (kwaśnego fosforanu amonu $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$). Jest to kryształ anizotropowy (dwójłomny), jednoosiowy. Załóżmy, że kryształ jest tak zorientowany względem zewnętrznego układu współrzędnych, że jego oś optyczna pokrywa się z osią propagacji fali świetlnej. W takim przypadku dla dowolnej polaryzacji fali świetlnej (a więc orientacji pola D) jej współczynnik załamania jest równy współczynnikowi załamania promienia zwyczajnego n_0 . Kryształ nie wykazuje więc efektu podwójnego załamania. Jeżeli jednak do kryształu przyłożyć pole E , również w kierunku osi z , to w wyniku efektu elektrooptycznego zmieniają się współczynniki załamania:

$$\begin{aligned} n' &= n_0 - \frac{1}{2} r_{63} n_0^3 E_z \\ n'' &= n_0 + \frac{1}{2} r_{63} n_0^3 E_z \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie: r_{63} jest elementem tensora elektrooptycznego 6×3 .

Kryształ staje się dwuosiowy. Czas, po którym współczynnik załamania reaguje na zmianę natężenia pola elektrycznego, jest bardzo krótki, rzędu $10^{-13} - 10^{-14}$ s. Współczynniki n' i n'' występują dla pewnych (prostopadłych) kierunków wektora $\vec{D}$ fali świetlnej. Dla wszystkich innych kierunków współczynnik załamania przyjmie wartości pośrednie.

Wybieramy układ współrzędnych. Kryształ z rys. 3 został tak obrócony wokół osi z (oś optyczna kryształu bez przyłożonego pola), aby współczynniki załamania ośrodka dla promieniowania spolaryzowanego równoległe do osi x i y wynosiły n' i n'' .



Rys. 3. Działanie modulatora Pockelsa

Polaryzator na wejściu modulatora orientujemy tak, by wektor elektryczny światła drgał w płaszczyźnie leżącej pod kątem 45° do osi x i y . Tak więc, jeżeli fala wchodząca do kryształu jest opisana równaniem (1), to składowe pola $\vec{D}$ w kierunkach x i y wyrażają się przez:

$$D_x(z=0) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \phi_0) \quad (13)$$

$$D_y(z=0) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \phi_0)$$

Za kryształem o długości L odpowiednie składowe indukcji pola fali świetlnej wyniosą zatem

$$D_x(z=L) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + k' L + \phi_0) \quad (14)$$

$$D_y(z=L) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + k'' L + \phi_0)$$

albo, na podstawie (1a) i (12):

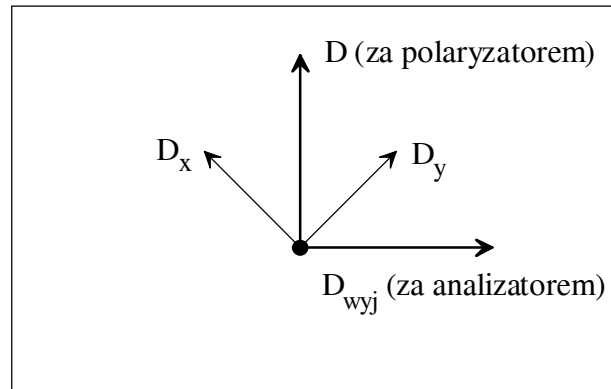
$$D_x(L) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda_0} n' L + \phi_0) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos[\omega t + (\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 L + \phi_0) - \frac{\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{63} E_z L] \quad (15)$$

$$D_y(L) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda_0} n'' L + \phi_0) = \frac{D_0}{\sqrt{2}} \cos[\omega t + (\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 L + \phi_0) + \frac{\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{63} E_z L]$$

Różnica faz między składowymi pola elektrycznego wynosi więc:

$$\Delta\phi = 2 \frac{\pi}{\lambda} L r_{63} n_0^3 E_z = 2 \frac{\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{63} U \quad (16)$$

gdzie: $U = LE_z$ jest napięciem przyłożonym do modulatora.



Rys. 4. Kierunki pola D w różnych miejscach modulatora (światło rozchodzi się prostopadle do płaszczyzny rysunku)

Natężenie pola elektrycznego za analizatorem (ustawionym prostopadle do polaryzatora) można obliczyć (patrz rys. 4.) ze wzoru:

$$D_{wyj} = -\frac{1}{\sqrt{2}} D_x + \frac{1}{\sqrt{2}} D_y. \quad (17)$$

Zatem

$$D_{wyj} = \frac{D_0}{2} [-\cos(\omega t - kz - \frac{\Delta\phi}{2}) + \cos(\omega t - kz + \frac{\Delta\phi}{2})] = D_0 \sin(\frac{\Delta\phi}{2}) \sin(\omega t - kz). \quad (18)$$

Transmisja układu zależy więc od zmiennego pola przyłożonego do modulatora. Wprowadzając oznaczenie: $U_\pi = \frac{\lambda}{2 r_{63} n_0^3}$ uzyskujemy

$$\Delta\phi = \pi \frac{U}{U_\pi}; \quad \frac{I}{I_0} = \sin^2(\frac{\Delta\phi}{2}) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi}\right) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\pi \frac{U}{U_\pi})], \quad (19)$$

gdzie: I jest natężeniem światła przechodzącego, a I_0 - padającego na modulator, U_π jest napięciem niezbędnym do przesunięcia fazy $\Delta\phi$ o π .

W tabelach charakterystyk modulatorów podaje się napięcie, które trzeba zastosować, by uzyskać zmianę polaryzacji o π i wynosi ono od kilkuset do kilkudziesięciu tysięcy wolt (dla KDP - KH_2PO_4 wynosi 14,5 kV).

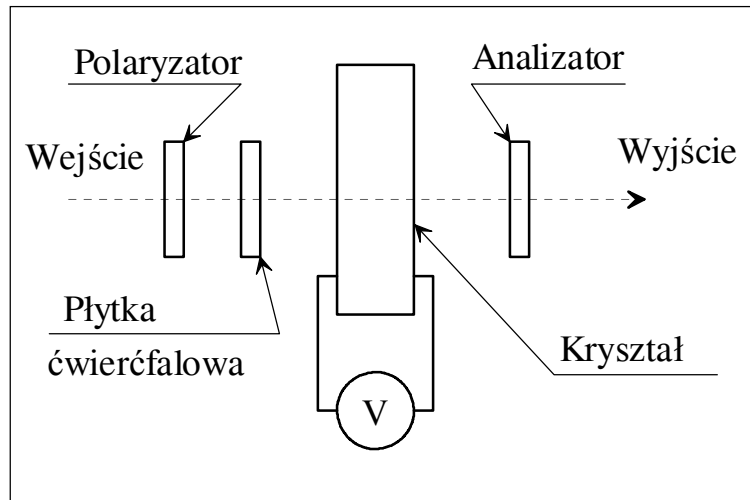
Jedną z najważniejszych cech dobrego modulatora jest liniowość zmian parametru wiązki światła w funkcji sygnału modulującego. Dla małych wartości napięć cosinus we wzorze (19) możemy rozwinąć w szereg potęgowy: $\cos(x) = 1 - \frac{1}{2}x^2 + \dots$. W konsekwencji (19) można zastąpić przez

$$I \approx I_0 \frac{1}{2} \left[\frac{\pi}{U_\pi} \right]^2 M(t)^2 \quad (20)$$

Modulacja jest więc silnie nieliniowa. W szczególności, jeżeli sygnał modulujący będzie harmoniczny (9), to z wzoru (20) wynika, że sygnał wyjściowy I będzie zmodulowany częstotnością $2f_{mod}$:

$$I = I_0 \frac{1}{2} \left[\frac{\pi}{U_\pi} \right]^2 [U_{mod} \cos(2\pi f_{mod} t)]^2 = I_0 \frac{1}{4} \left[\frac{\pi}{U_\pi} \right]^2 U_{mod}^2 [1 + \cos(2\pi 2f_{mod} t)] \quad (21)$$

Znacznie poprawi się liniowość modulacji jeśli między polaryzator i komórkę wstawimy ćwierćfalówkę (rys. 5), która wprowadzi przesunięcie w fazie o $\pi/2$ między dwoma spolaryzowanymi składowymi.



Rys. 5. Modulator Pockelsa

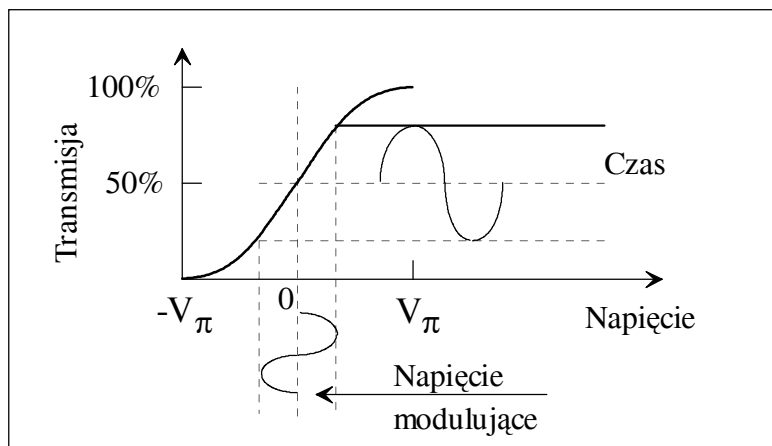
Wówczas:

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{U}{U_\pi}. \quad (22)$$

Tym samym:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi}\right) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi U}{U_\pi}\right) \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \sin\left(\frac{\pi U}{U_\pi}\right) \right] \approx \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\pi}{U_\pi} U(t) \right] \quad (23)$$

Widać, że dla małych napięć sterujących natężenie światła prawie liniowo zależy od napięcia sterującego $U(t)$.



Rys. 6. Charakterystyka modulatora Pockelsa z płytą ćwierćfalową

W modulatorach promieniowania laserowego praktycznie wykorzystuje się kryształy jednoosiowe, np. KDP, ADP, LiNb_3 lub LiTaO_3 .

Napięcie półfalowe dla niobanu litu wynosi 1270V. Zastosowanie mniejszego napięcia powoduje oczywiście mniejszą zmianę fazy. Bardzo obiecujące są kryształy tantalitu, których napięcie powodujące zmianę fazy o π wynosi około 80 V.

Pole elektryczne można przyłożyć prostopadłe do kierunku rozchodzenia się światła, wtedy elektrody nie zakłócają biegu promienia, a przesunięcie fazy będzie proporcjonalne do iloczynu natężenia pola i długości kryształu:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_o - n_e) + \frac{\pi}{\lambda} r n_o^3 \frac{VL}{D}, \quad (24)$$

gdzie: L jest długością kryształu, D jest odległością między elektrodami przyłożonymi do kryształu, a n_o i n_e są współczynnikami załamania promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego.

Efekty akustooptyczne

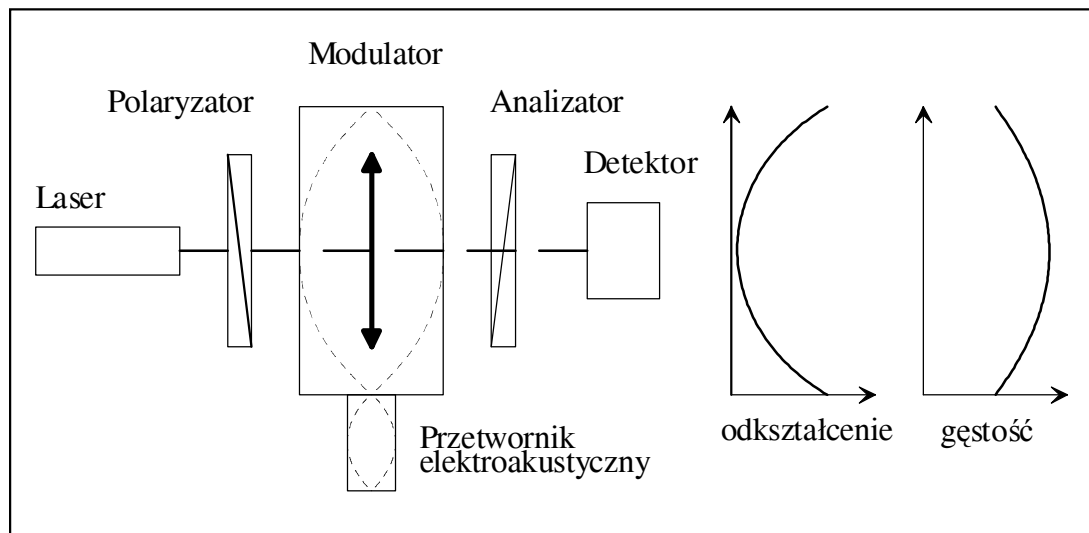
W modulatorach działających dzięki efektom akustooptycznym zmiana współczynnika załamania spowodowana jest mechanicznymi naprężeniami wywołanymi falą akustyczną. Zmiany takie mogą występować we wszystkich materiałach i stanach skupienia. Ich wielkość zależy od mechanicznego naprężenia opisywanego tensorem fotosprężystości (czwartego rzędu). Istotne są zatem własności mechaniczne materiału.

W modulatorze elastooptycznym z topionego kwarcu używanym w Pracowni Optoelektronicznej IF UMK wykorzystuje się następujący mechanizm modulacji.

W kostce z topionego kwarcu generuje się prostopadłe do kierunku rozchodzenia się światła stojącą falę akustyczną (rys. 7).

Długość kostki kwarcowej jest równa połowie długości fali akustycznej generowanej przez przyklejony przetwornik piezoelektryczny sterowany generatorem mocy pracującym na częstotliwości rezonansowej. Na końcach kostki występują strzałki przemieszczeń, natomiast największe zmiany gęstości występują w jej środku (rys.7). Ośrodek staje się jednoosiowy o osi pokrywającej się z kierunkiem naprężeń mechanicznych. Jeżeli światło porusza się prostopadłe do osi optycznej, to fala o polaryzacji równoległej do tej osi rozchodzi się w kryształach z nadzwyczajnym współczynnikiem załamania, a fala o polaryzacji prostopadłej - ze zwyczajnym. Jeżeli więc (w zasadzie analogicznie do sytuacji przedstawionej na rys. 3), na kryształ pada fala spolaryzowana liniowo pod kątem 45° do kierunku rozchodzenia się fali

akustycznej, to następuje podwójne załamanie - za kryształem pojawia się fala spolaryzowana eliptycznie. Chwilowa różnica faz promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego zależy od chwilowego naprężenia mechanicznego spowodowanego stojącą falą akustyczną. Różnica faz jest więc funkcją periodyczną, której amplituda zależy od wartości elementu tensora elastooptycznego, wektora falowego i długości modulatora.



Rys. 7. Elastooptyczny modulator światła ($\leftrightarrow$ - oś optyczna)

Wstawienie płytki ćwierćfalowej za modulatorem powoduje powstanie polaryzacji liniowej o płaszczyźnie skróconej w stosunku do płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego. Modulatory tego typu są rezonansowe, a zatem wąskopasmowe. Egzemplarz na Pracowni Optoelektronicznej pracuje w zakresie 57.6 - 58.6 kHz.

III.

Literatura

1. Bernard Ziętek, Optoelektronika, Wyd. UMK, Toruń, 2004.
2. Florian Ratajczak "Optyka ośrodków anizotropowych", PWN Warszawa, 1994.
3. Stanisław Kielich "Molekularna optyka nieliniowa", PWN Warszawa, 1977.
4. H. Klejman, K. Dzieciołowski, M. Rzewuski "Lasery w telekomunikacji" WNT Warszawa, 1970.
5. R. K. Bauer, A Kowalczyk, H. Cherek "An Efficient Elaso optic Light Modulator", Optica Acta V, 3-4, 1975.