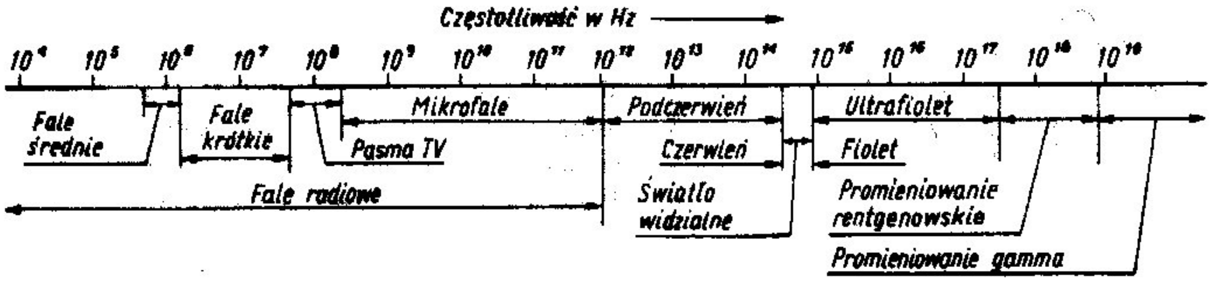
5. Wybrane zagadnienia z optyki

5.1. Światło jako część widma fal elektromagnetycznych.

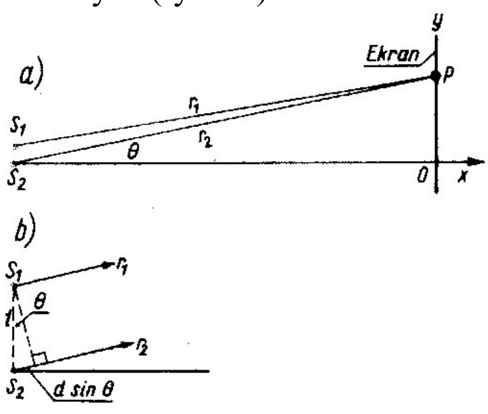
Fale elektromagnetyczne, które współczesny człowiek potrafi wytwarzać, i wykorzystywać zajmują bardzo szerokie widmo częstotliwości, rozpoczynając od promieniowania gamma, (długość fali 10^{-18} m) a na falach radiowych długich kończąc (długość fali 10^4 m). Promieniowanie widzialne zwane światłem zajmuje w tym widmie bardzo mały zakres od 400 do 700 nm. Poniżej 400 nm znajduje się zakres nadfioletu, a powyżej 700 nm szeroki obszar promieniowania podczerwonego. Te trzy obszary, tzn. nadfiolet, zakres widzialny i podczerwień, tworzą razem obszar fal optycznych (długość 10^{-8} – 10^{-3} m).



Rys.5.1 Widmo fal elektromagnetycznych

5.2. Interferencja fal świetlnych

Rozważmy dwa dipole elektryczne S_1 i S_2 oscylujące razem wzdłuż osi z z częstością ω leżącą w zakresie fal widzialnych (rys 5.2).

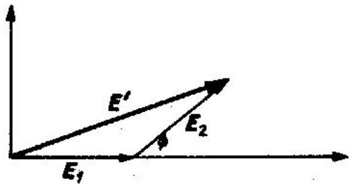


Rys.5.2. N zgodnych w fazie, oscylujących źródeł rozstawionych w odległości d od siebie

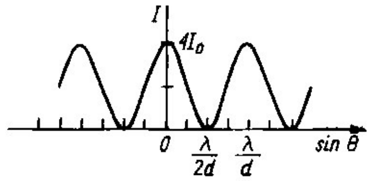
Promieniowanie każdego z dipoli możemy opisać równaniem $E = E_0 \cos(k r - \omega t)$. Zgodnie z zasada superpozycji pole elektryczne fali w punkcie P obliczymy z zależności

$$E' = E_1 + E_2 = E_0 \cos(k r_1 - \omega t) + E_0 \cos(k r_2 - \omega t).$$

Ponieważ oba dipole oscylują zgodnie w fazie i z jednakową amplitudą możemy pole wypadkowe wyznaczyć w oparciu o wykres wskazowy (rys.5.3).



Rys 5.3. Zasada sumowania dwóch wektorów pola o różnicy faz równej ϕ



Rys5.4. Obraz interferencyjny dla dwóch źródeł. Natężenie w funkcji sin θ

Kąt ϕ między wektorami będzie równy różnicy faz, czyli

$$\phi = (k\, r_1 - \omega t) - (k\, r_2 - \omega t) = k\, (r_1 - r_2)$$

Długość wektora $\vec{E}'$ będącego amplitudą wypadkowego pola obliczymy z trójkąta stosując twierdzenie cosinusów.

$$E'^2 = E_0^2 + E_0^2 - 2\, E_0^2 \cos(180 - \phi) = 2\, E_0^2 (1 + \cos\phi)$$

Natężenie promieniowania jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, możemy więc zapisać

$$I = 2I_0\, [1 + \cos k\, (r_1 - r_2)]$$

Wielkość $(r_1 - r_2)$ jest różnicą dróg optycznych. Jeżeli odległość do ekranu jest duża w stosunku do odległości źródeł d to możemy przyjąć, że $(r_1 - r_2) = d \sin\theta$. Otrzymamy wtedy

$$I = 2I_0\, [1 + \cos(k\, d \sin\theta)] \qquad 5.1$$

Wykres powyższej zależności pokazuje rys 5.4. Maksimum natężenia pojawia się dla kątów θ spełniających warunek $k\, d \sin\theta = n\, 2\, \pi$ lub $d \sin\theta = n\, \lambda$, co oznacza, że różnica dróg optycznych musi być równa całkowitej wielokrotności długości fali.

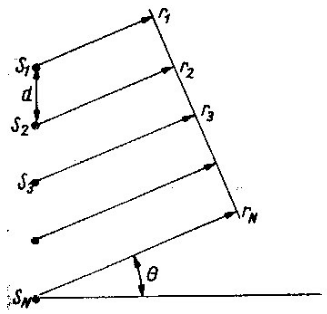
Jeżeli podobne do powyższego rozumowanie przeprowadzimy dla n równoległych i zgodnych w fazie źródeł (rys 5.5) to otrzymamy zależność opisującą natężenie promieniowania w postaci

$$I = I_0 \frac{\sin^2 N\left(\Phi/2\right)}{\sin^2\left(\Phi/2\right)} \qquad 5.2$$

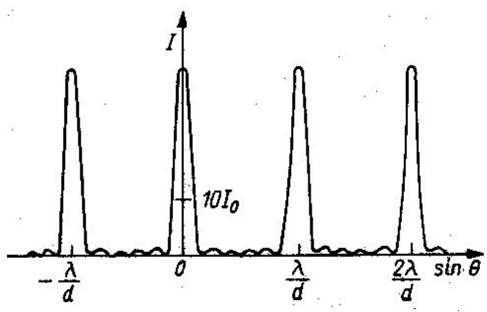
gdzie I_0 – jest natężeniem promieniowania z jednego źródla, a $\phi = k\, d \sin\theta$

Taki obraz interferujących fal pokazuje rys 5.6. Dla małych ϕmożemy przyjąć, że $\sin\phi = \phi$ co zależność 5.2 pozwoli zapisać w postaci

$$I = I_0 \frac{\left[N\left(\Phi/2\right)\right]^2}{\left(\Phi/2\right)^2} = N^2\, I_0 \qquad 5.3$$



Rys 5.5. N źródeł zgodnych w fazie

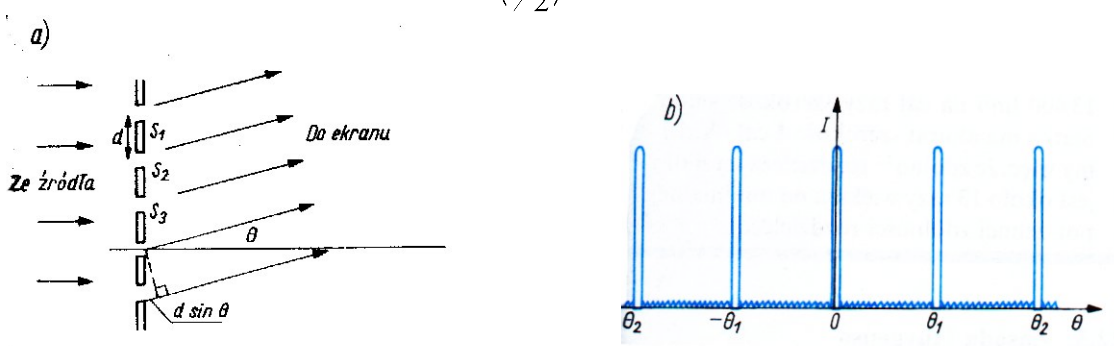


Rys 5.6. Natężenie światła w funkcji sin θ

5.3. Siatka dyfrakcyjna

Jeżeli na płaskim kawałku szkła narysujemy rylcem szereg równoległych linii to otrzymamy źródło składające się z N szczelin. Cienkie paski szkła miedzy kolejnymi rysami będą się zachowywały jak oddzielne szczeliny (rys.5.7a). Oświetlając taką płytkę równoległą wiązką monochromatycznego światła otrzymamy N źródeł oscylujących zgodnie w fazie, dających na ekranie obraz natężeń dany równaniem 5.2

$$I = I_0 \frac{\sin^2 N\left(\Phi/2\right)}{\sin^2\left(\Phi/2\right)}, \qquad \text{gdzie } \phi = k\, d \sin\theta \qquad 5.4$$

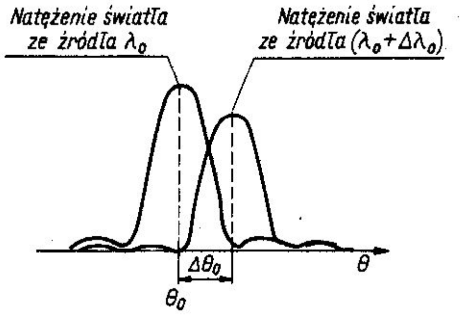


Rys 5.7. Powiększony obraz szczelin siatki dyfrakcyjnej a) i odpowiadający temu rozkład natężenia światła na ekranie

Maksimum natężenia będzie przypadać dla $\phi = 2\pi n$ czyli $k\, d \sin\theta = 2\pi n$.
Po przekształceniu otrzymamy

$$\sin\Theta = n\frac{2\pi}{k\, d} \quad \to \quad \sin\Theta = n\frac{\lambda}{d} \qquad 5.5$$

Opisany przyrząd nazywamy siatką dyfrakcyjną wykorzystywaną w spektrometrach do analizy widmowej promieniowania. Zgodne z zaleznością 5.5 linia widmowa odpowiadająca długości fali λ pojawi się pod kątem θ_l danym wyrażeniem sin $\theta_l = \lambda/d$
Obraz drugiego rzędu tej lini pojawi się dla sin $\theta_2 = 2\lambda/d$ itd.
Liczba szczelin N siatki dyfrakcyjnej określa jej zdolność rozdzielczą $\Delta\lambda = \lambda/N$. Zdolność rozdzielcza jest najmniejszą możliwą różnicą miedzy długościami dwóch fal dającą na ekranie rozróżnialne piki (rys 5.8)



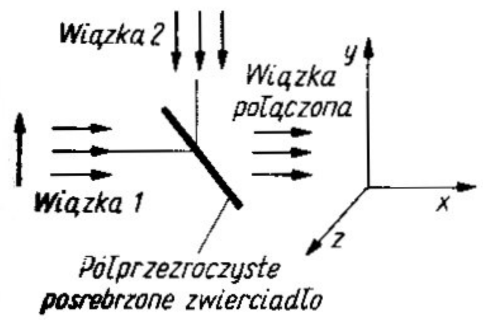
Rys.5.8. Natężenie światła z siatki dyfrakcyjnej przy dwóch źródłach o różnicy fali $\Delta\lambda_0$

5.4. Polaryzacja światła

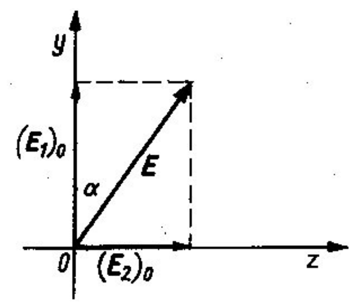
Fale świetlne podobnie jak każde inne fale elektromagnetyczne możemy w dowolnej chwili i w dowolnym punkcie przestrzeni możemy opisać dwoma wzajemnie prostopadłymi wektorami pola elektrycznego $\vec{E}$ i magnetycznego $\vec{B}$. Kierunek wektora $\vec{E}$ jest z definicji używany do określenia polaryzacji fali. Płaszczyzną polaryzacji nazywamy płaszczyznę wyznaczoną przez wektor $\vec{E}$ i przez kierunek rozchodzenia się fali. Wektor $\vec{B}$ fali jest więc prostopadły do płaszczyzny polaryzacji.

Promieniowanie elektromagnetyczne, którego kierunek pola $\vec{E}$ pozostaje stały w czasie, nazywamy promieniowaniem liniowo spolaryzowanym.

Najczęściej źródła światła emitują promieniowanie niespójne tzn. takie którego kierunek pola $\vec{E}$ zmienia się w czasie w sposób przypadkowy pozostając jednak prostopadłym do kierunku rozchodzenia się wiązki. O takiej wiązce światła powiemy, że jest niespolaryzowana.
Rozważmy dwie spójne wiązki światła nałożone na siebie za pomocą półprzezroczystego zwierciadła (rys 5.9). Wiązka I jest spolaryzowana pionowo ($\vec{E}_1$ zgodne z osią y), a wiązka II jest spolaryzowana poziomo ($\vec{E}_2$ zgodne z osią z). Jaka polaryzację będzie miała wiązka wypadkowa ?.



Rys.5.9. Półprzezroczyste zwierciadło łączy Dwie spolaryzowane wiązki

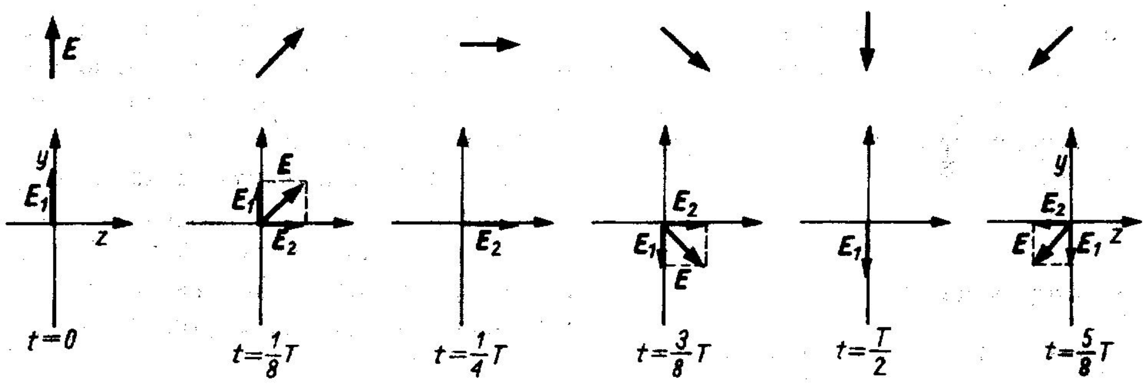


Rys.5.10. Rut wektorów E na płaszczyznę yz wiązek z rysunku 5.9

Opiszmy fale wzorami

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega t - kx) \quad \text{oraz} \quad E_2 = E_{20} \cos(\omega t - kx) \qquad 5.6$$

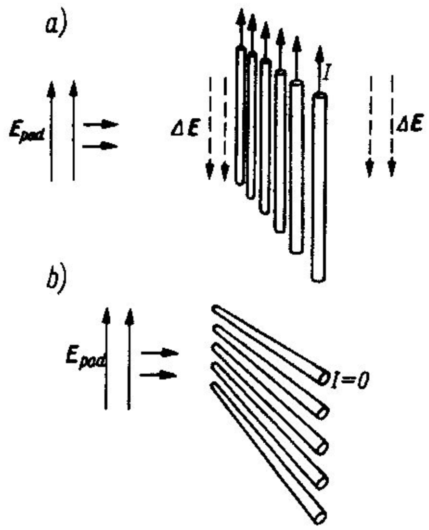
Przy braku różnicy faz między falami opisanymi zależnością 5.6 wektor $\vec{E}$ wypadkowej fali będzie leżał w jednej płaszczyźnie i będzie tworzył z kierunkiem pionowym kąt α spełniający zależność $\mathrm{tg}\alpha = \dfrac{E_{20}}{E_{10}}$. Wypadkowa wiązka jestwięc spolaryzowana liniowo, a płaszczyzna polaryzacji jest nachylona pod kątem α do kierunku pionowego (rys 5.10).
Jeżeli jednak różnica faz między obiema wiązka mi będzie wynosić 90^0, czyli $E_1 = E_{10} \cos \omega t$ oraz $E_2 = E_{20} \cos(\omega t - \pi/2)$ to wektor $\vec{E}$ fali wypadkowej będzie miał stałą amplitudę, ale będzie się obracał wokół osi x przeciwnie do ruchu wskazówek zegara patrząc w kierunku zbliżającej się fali (rys 5.11). O takiej fali powiemy że jest spolaryzowana kołowo lewoskrętnie.



Rys.5.11. Kolejne rzuty wektora E pola elektrycznego będącego sumą dwóch spolaryzowanych liniowo wiązek przesuniętych o 90^0

Warto zauważyć, że nałożenie na siebie dwóch, posiadających jednakowe amplitudy, spolaryzowanych kołowo lewo i prawoskrętnie wiązek da w efekcie wiązkę spolaryzowaną liniowo.

Wiązkę niespolaryzowanego światła można spolaryzować przepuszczając przez urządzenie zwane polaryzatorem. Rysunek 5.12 wyjaśnia zasadę pracy polaryzatora wiązki mikrofalowej. Ekran wykonany z cienkich równolegle rozpiętych drutów będzie przepuszczał fale których wektor $\vec{E}$ pola będzie prostopadły do rozpiętych drutów. Fale, których wektor $\vec{E}$ będzie równoległy do drutów ekranu, będą indukować w drutach prąd, a co za tym idzie ulegną odbiciu (patrz wykład 4 punkt 4). Jeżeli druty są prostopadłe do $\vec{E}$ to nie ma miejsca dla prądu indukowanego i padająca na ekran fala przejdzie niezaburzona. Osią takiego polaryzatora nazywamy kierunek prostopadły do drutów.



Rys.5.12. Fala elektromagnetyczna o polaryzacji pionowej pada na warstwę równoległych drutów

Jeżeli na drodze światła o polaryzacji liniowej ustawimy idealny polaryzator to natężenie wiązki za polaryzatorem możemy opisać zależnością

$$I = I_{pad} \cos^2 \alpha, \qquad 5.7$$

gdzie α jest kątem między płaszczyzną polaryzacji i osią polaryzatora.

Zależność powyższa znana jest też pod nazwą prawa Malusa. Światło przechodzące przez polaryzator ma największe natężenie wtedy, gdy oś polaryzatora leży w płaszczyźnie polaryzacji. Każde promieniowanie przepuszczone przez polaryzator będzie promieniowaniem spolaryzowanym liniowo wzdłuż osi polaryzatora.

Wykład opracowany na podstawie książki: Orear Jay: Fizyka - tom 2