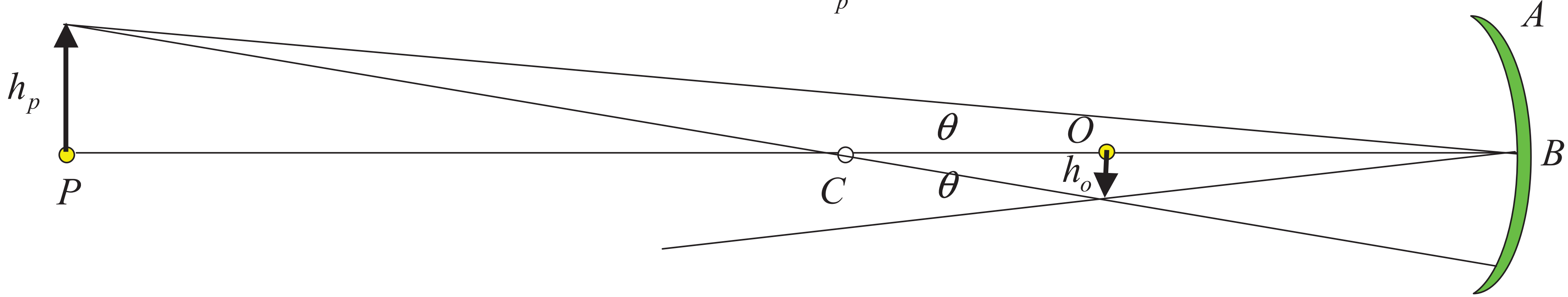
Powiększenie

definiujemy dla źródeł rozciągłych, jako stosunek rozmiarów obrazu do przedmiotu

$$p = \frac{h_o}{h_p}$$



Widoczne jest, że

$$p = \frac{h_o}{h_p} = \frac{OB}{PB} = \frac{y}{x}$$

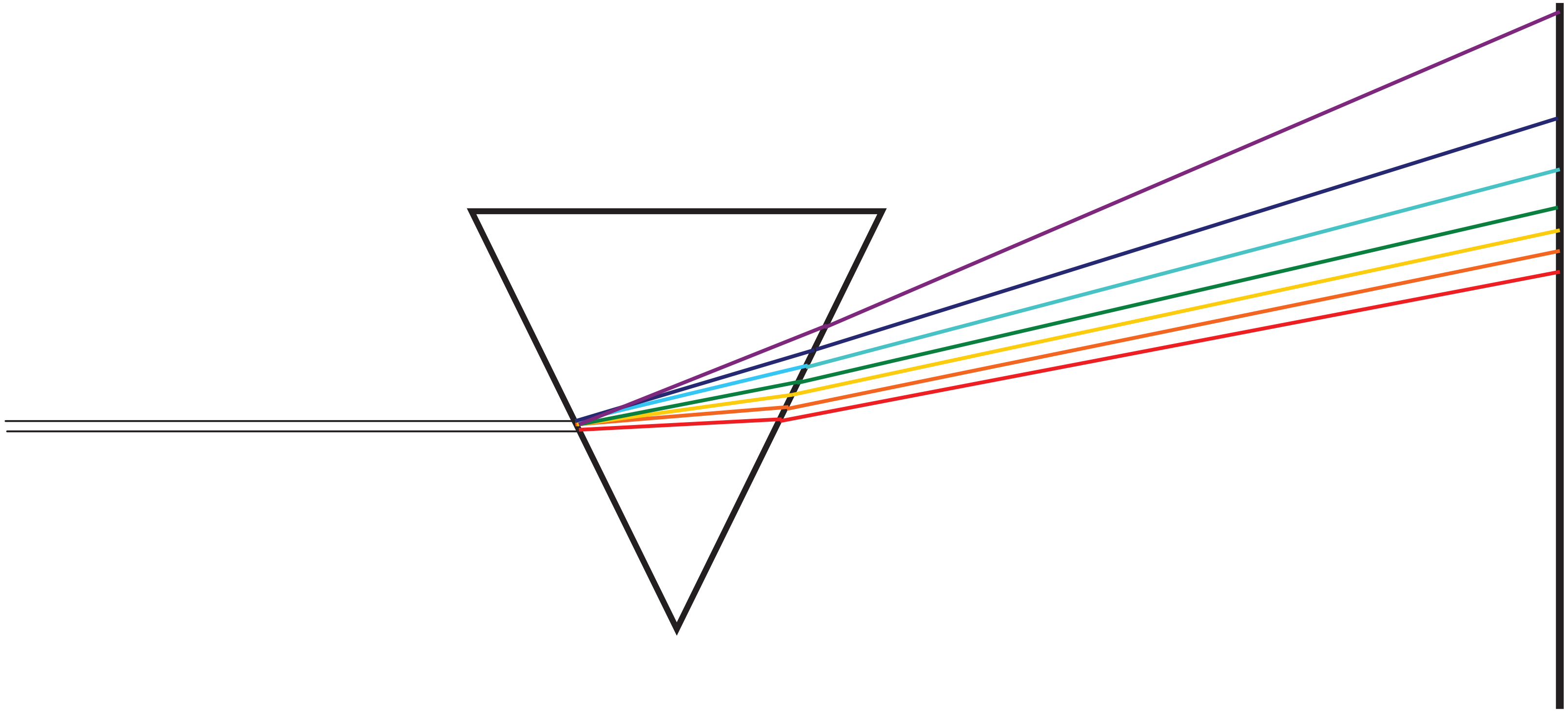
Jeżeli y **byłoby ujemne, to przyjmujemy**

$$p = \frac{|y|}{x}$$

Optyka geometryczna i falowa

Pryzmat

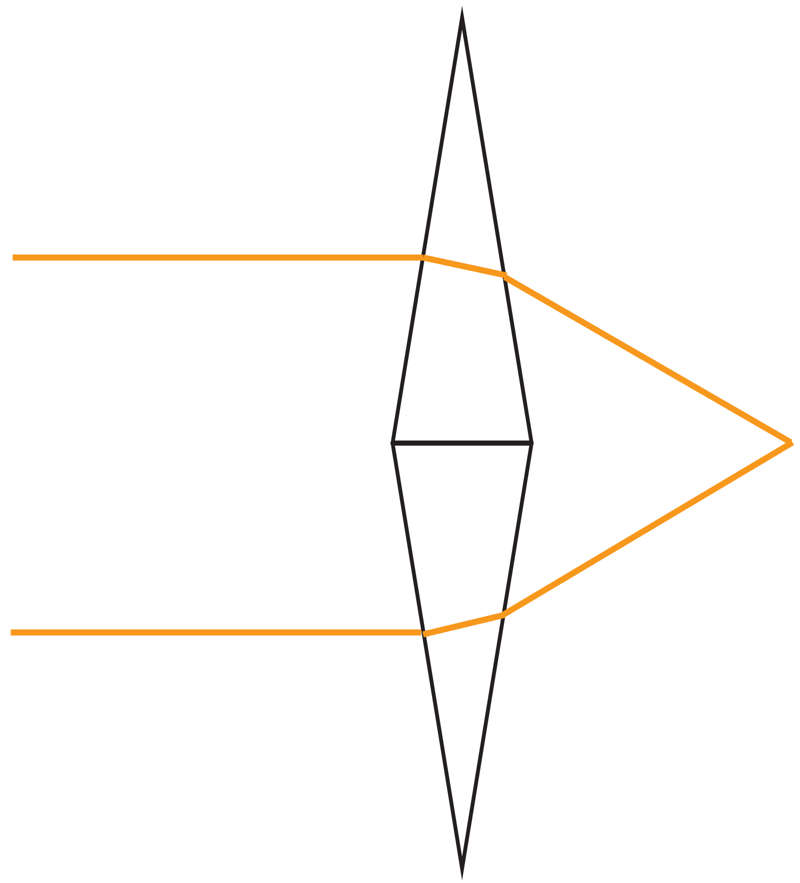
doświadczenie Newtona:



zależność współczynnika załamania od długości fali – dyspersja;

dowód na to, że światło białe jest mieszaniną promieni o różnych barwach

Obserwacja:

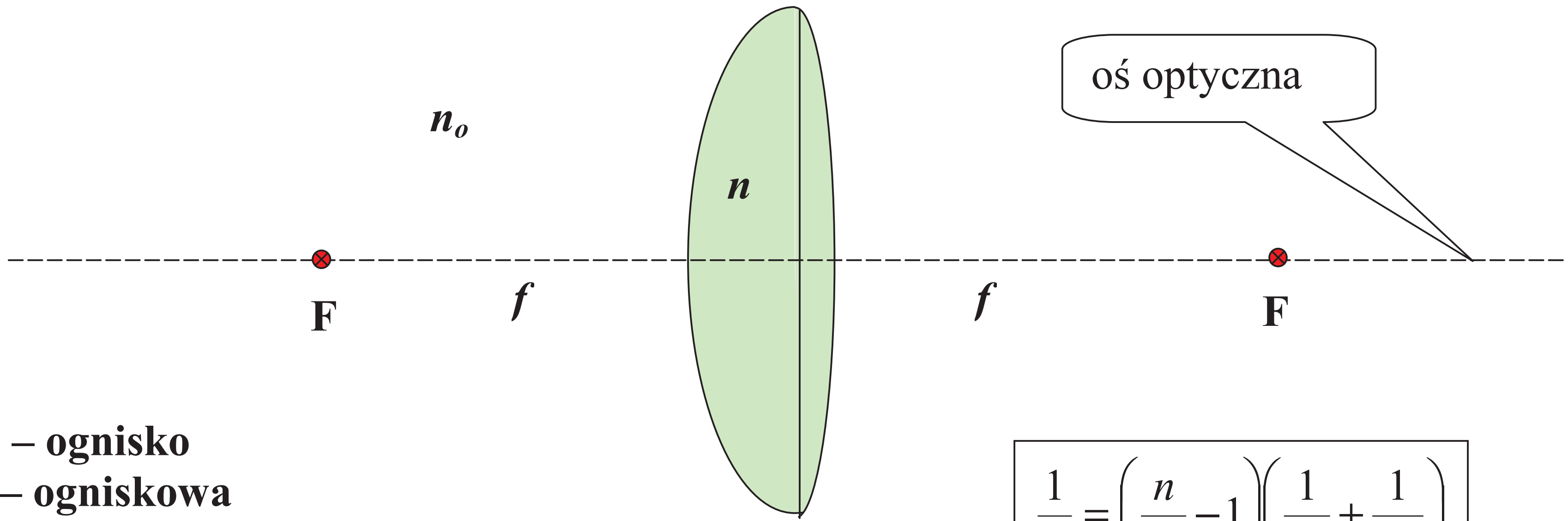


Taki układ pryzmatów skupia promienie równoległe w jednym punkcie.

Stąd koncepcja soczewki: bryła o podobnym kształcie, lecz o łagodnych krzywiznach.

Soczewki

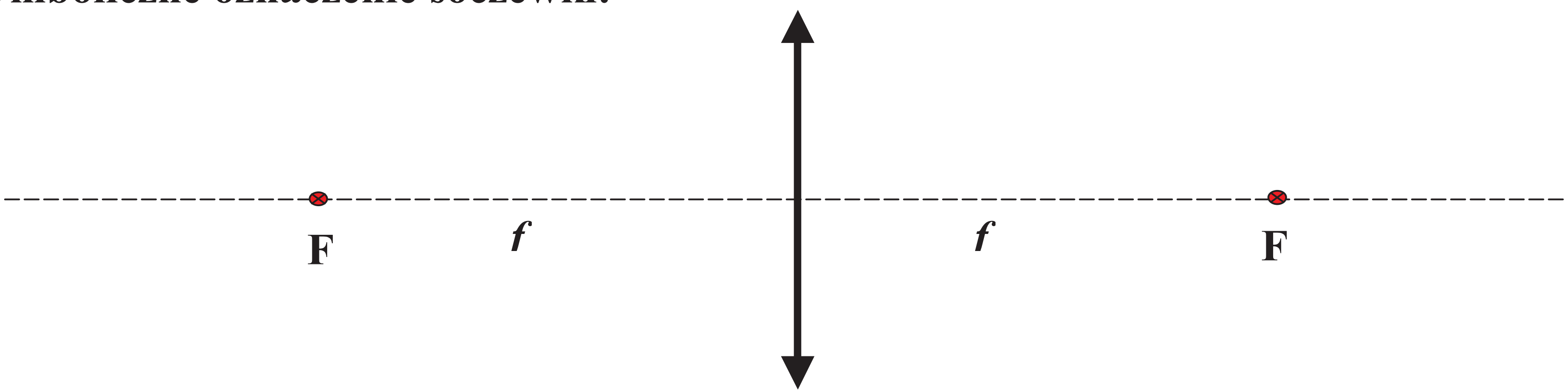
Soczewkami nazywamy bryły z przeźroczystego materiału, ograniczone dwoma powierzchniami o promieniach krzywizny R_1 i R_2.



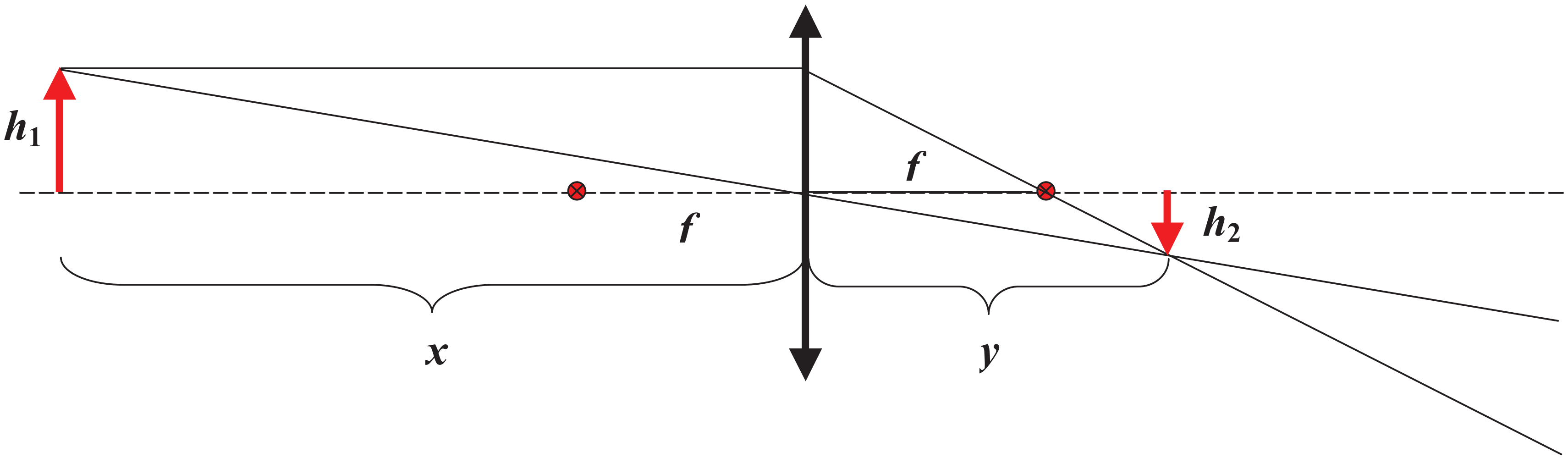
F – ognisko
***f* – ogniskowa**

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n}{n_o} - 1\right)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$

symboliczne oznaczenie soczewki:



konstrukcja obrazu:



równanie soczewki:

$$\frac{1}{x}+\frac{1}{y}=\frac{1}{f}$$

Powyższe rysunki dotyczą soczewki skupiającej.
Równanie jest uniwersalne (ale słuszne tylko dla cienkich soczewek i promieni przyosiowych).
Umowa co do znaków:

x **- zawsze dodatnie**

y **- dodatnie, gdy jest po przeciwnej stronie niż** x**; ujemne, gdy po tej samej**

f **- znak zależy od wartości współczynników załamania i promieni krzywizny (promień ten jest ujemny, gdy soczewka jest wklęsła). Jeśli** $f<0$ **to soczewka jest rozpraszająca.**

Powiększenie: $p=\dfrac{h_2}{h_1}$

Warunek stosowalności optyki geometrycznej:

rozmiary liniowe wszystkich elementów użytych w danym doświadczeniu muszą być znacznie większe od długości fali świetlnej.

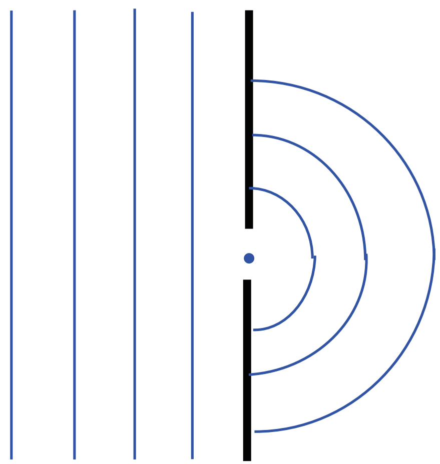
Prawa optyki geometrycznej <u>można</u> wyjaśnić zakładając falową naturę światła.

Są zjawiska, które <u>musimy</u> wyjaśniać zakładając falową naturę światła (dyfrakcja, interferencja).

Zasady optyki falowej

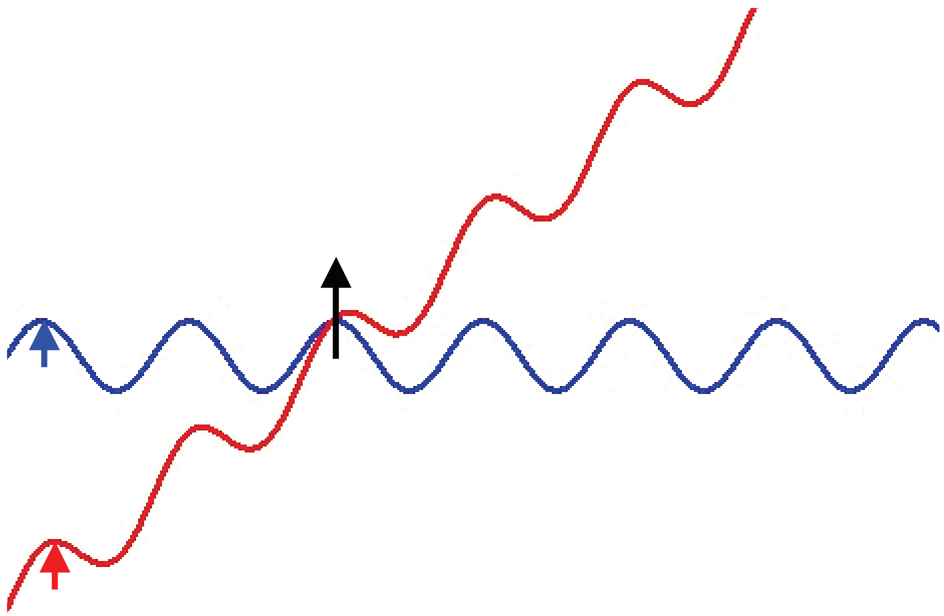
Zasada Hyugensa:

Każdy punkt ośrodka, do którego dotarła fala, staje się źródłem nowej fali kulistej.



Zasada superpozycji:

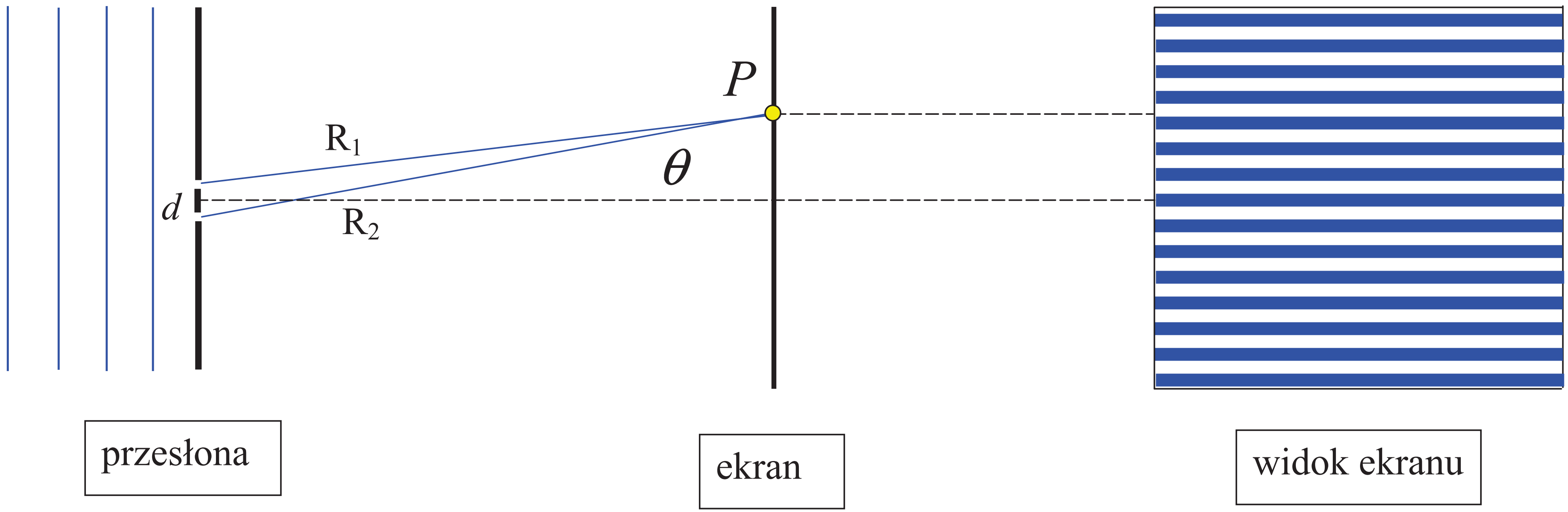
1. Fale rozchodzą się niezależnie (tzn. nie oddziałują na siebie wzajemnie).
2. Amplituda fali w danym punkcie i w danej chwili czasu jest sumą wektorową amplitud fal składowych



Stosując te zasady, można skonstruować kształt powierzchni falowej po przejściu przez różne otwory i przesłony. Można przewidzieć i opisać zjawiska dyfrakcji i interferencji.

Interferencja

Obserwacja: obraz z dwóch szczelin składa się z naprzemiennych maksimów i minimów.



Wiemy, że maksima przypadają w punktach, gdzie różnica faz wynosi $2k\pi$.
Problem: obliczyć natężenie oświetlenia ekranu w każdym punkcie, jako funkcję kąta θ.

Zjawiska optyczne zależą (prawie wyłącznie) od pola elektrycznego $\vec{E}$.
Przed przesłoną fala jest spójna (ma tę samą fazę w każdej szczelinie).
W punkcie P fale różnią się fazą:

$$E_1 = E_0 \sin \omega t$$
$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Pole wypadkowe

$$E = E_1 + E_2$$
$$E = 2E_0 \cos\frac{\varphi}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right)$$

Można to zapisać w postaci

$$E = E_\theta \sin(\omega t + \beta)$$

gdzie

$$\beta = \frac{\varphi}{2}$$
$$E_\theta = 2E_0 \cos\beta = E_{\max} \cos\beta$$

Natężenie oświetlenia I_θ ekranu w punkcie P (określonym przez kąt θ) zależy od kwadratu amplitudy pola $\vec{\mathrm{E}}$, równej E_θ, a więc od różnicy faz φ (poprzez zmienną β):

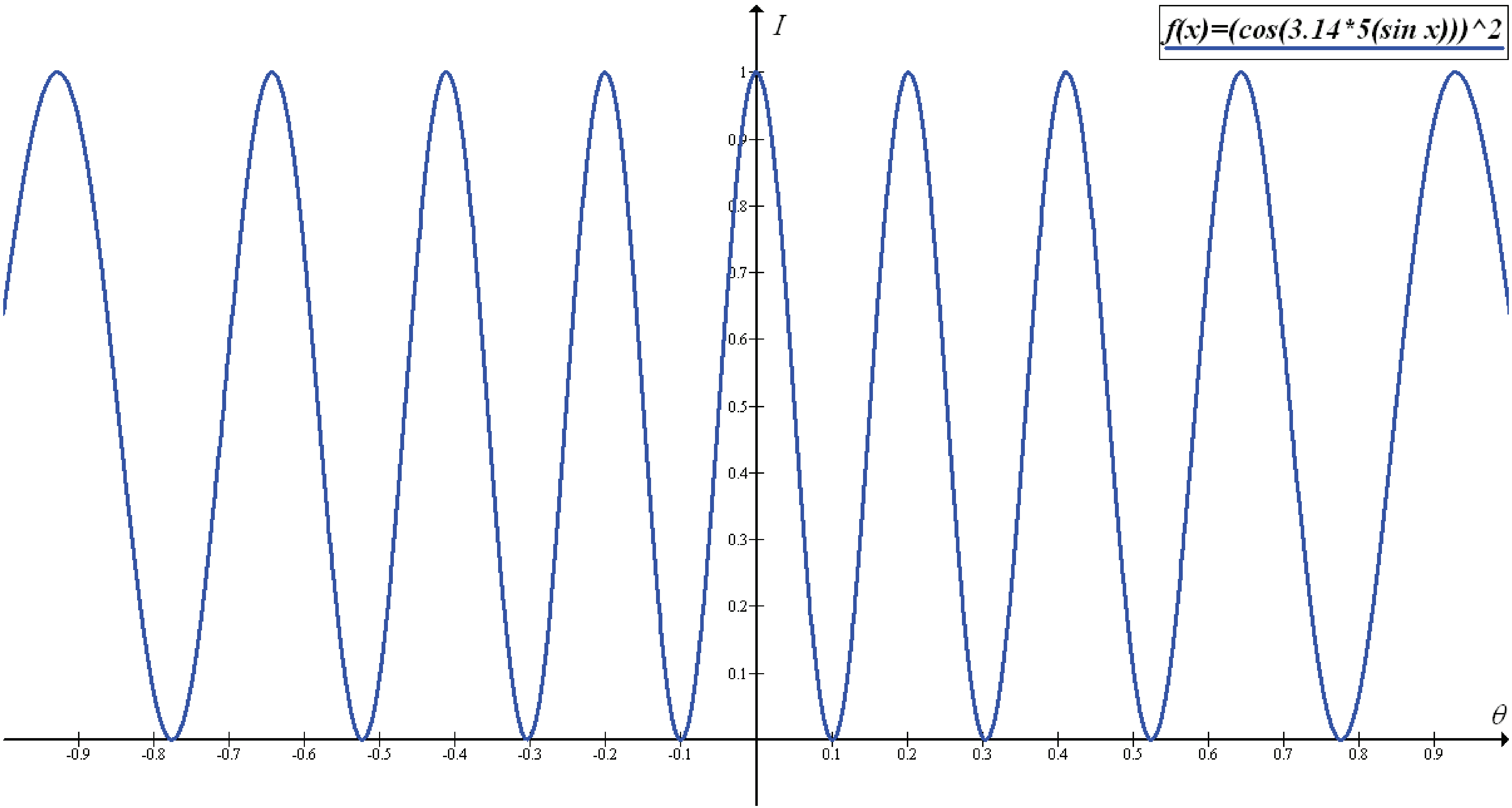
$$I_\theta \propto E_\theta^2$$

$$I_\theta = I_{\max} \cos^2 \beta$$

gdzie

$$\beta = \frac{\pi\, d \sin\theta}{\lambda}$$

Natężenie zmienia się w sposób ciągły od zera dla punktów, gdzie $\beta = (2k+1)\pi/2$ (a $\varphi = (2k+1)\pi$), do wartości maksymalnej $I_{\max}$ dla punktów, gdzie $\beta = k\pi$ (a $\varphi = 2k\pi$).



Zależność oświetlenia ekranu od kąta obserwacji θ dla odległości szczelin $d = 5\lambda$

Elementy fizyki kwantowej

Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Definicja zdolności absorpcyjnej:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{abs}}{dW}$$

gdzie

W **- moc promieniowania padającego na daną powierzchnię**

dW **- ułamek mocy tego promieniowania w przedziale** $[\nu, \nu + d\nu]$

W_{abs} **- moc promieniowania absorbowanego**

dW_{abs} **- ułamek mocy tego promieniowania w przedziale** $[\nu, \nu + d\nu]$

ν **- częstotliwość fali tego promieniowania**

T **- temperatura powierzchni**

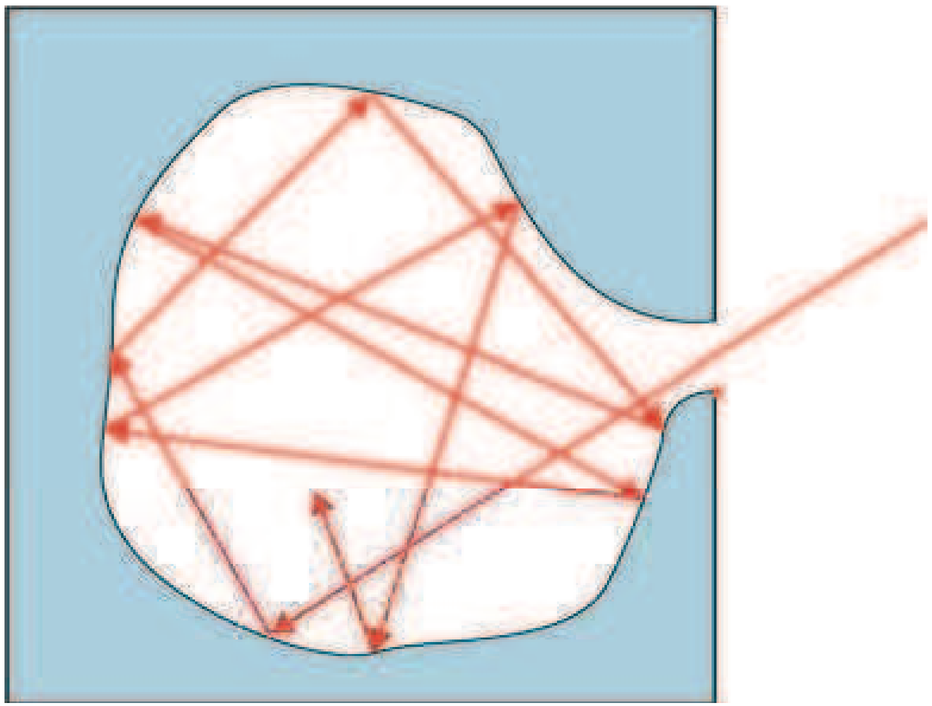
Ciało doskonale czarne to takie ciało, dla którego

$$A_{\nu,T} = 1$$

tzn. ciało takie całkowicie pochłania padające promieniowanie w każdej temperaturze.

Nazwa jest umowna, ponieważ ciało to może również promieniować.

Model ciała doskonale czarnego: wnęka w bryle dowolnego materiału, z bardzo małym otworem:



(źródło: http://galaxy.uci.agh.edu.pl/~kakol/wyklady/Fizyka_modul_10.pdf)
(za zgodą autora)

W temperaturach, w których istnieją żywe organizmy, otwór ten jest czarny.

Definicja zdolności emisyjnej:

$$E_{\nu,T} = \frac{dW_{em}}{d\nu}$$

gdzie
W_{em} **- moc emitowana z jednostki powierzchni**
dW_{em} **- moc emitowana z jednostki powierzchni w przedziale częstości** $[\nu, \nu + d\nu]$

Oznaczenie: $\varepsilon_{\nu,T}$ - zdolność emisyjna ciała doskonale czarnego.

Prawo Kirchhoffa dla promieniowania: dla każdego ciała

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}$$

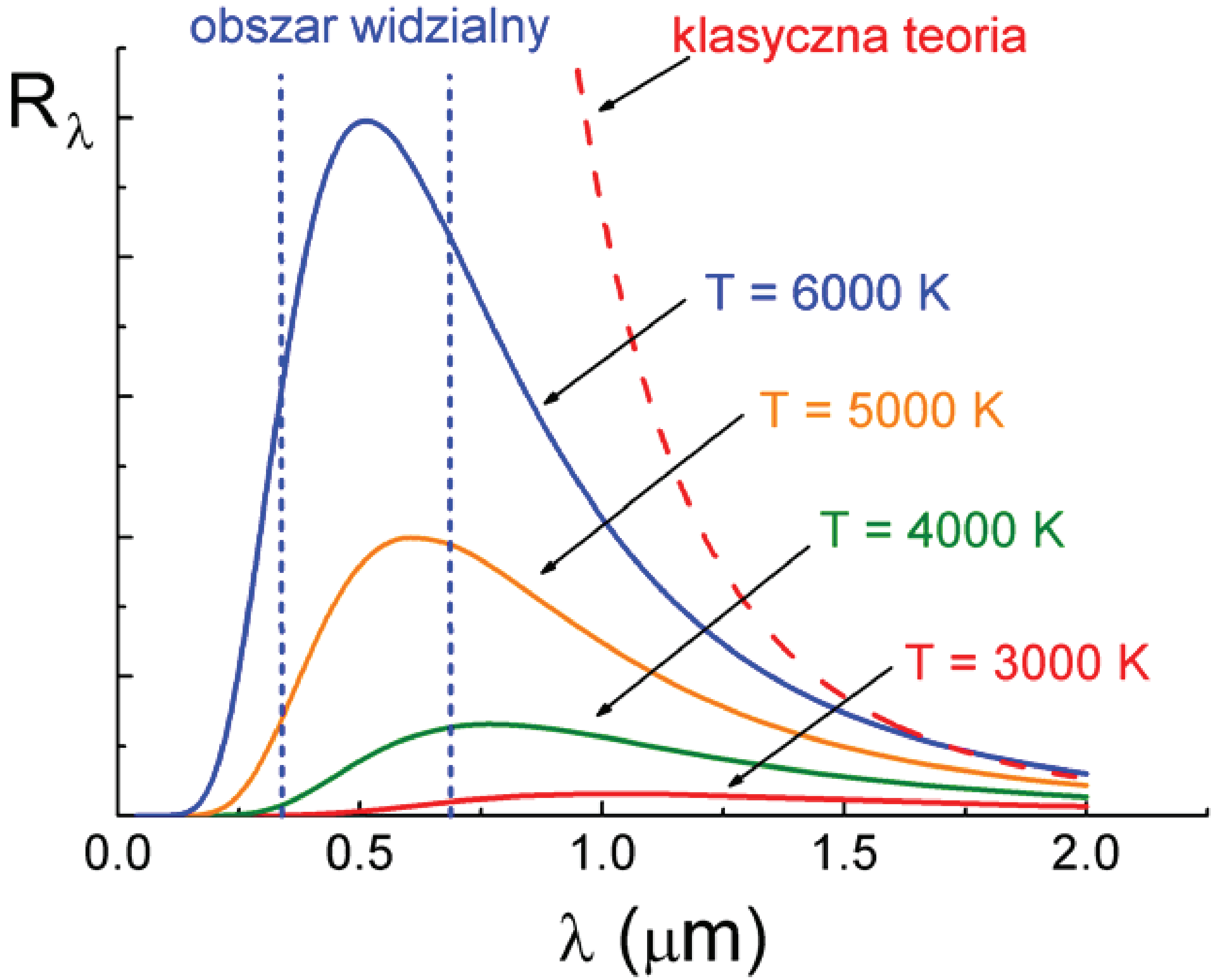
Realizacje ciała doskonale czarnego w przyrodzie:

- **rozgrzany kawałek metalu**
- **Słońce**
- **czarna dziura**
- **cały Wszechświat**

Eksperymentalnie bada się inną funkcję, $R_{\lambda,T}$, wykorzystując relację

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

Jest to też zdolność emisyjna, tylko w zależności od długości fali.



(źródło: http://galaxy.uci.agh.edu.pl/~kakol/wyklady/Fizyka_modul_10.pdf)
(za zgodą autora)