

Ned antagelse 1 og 2 får vi da

$$\begin{aligned}
 \boxed{2 \langle E_1 E_2 \rangle_\tau} &= \underbrace{\tau}_{=0 \text{ ved antagelse 2}} \\
 &= \frac{1}{\tau} E_0^2 \int_0^\tau \left\{ \cos [\Phi_1(t) - \Phi_2(t)] \right. \\
 &\quad \left. + \underbrace{\cos [\Phi_1(t) + \Phi_2(t)]}_{=0 \text{ ved antagelse 1}} \right\} dt \\
 &\quad \quad \quad \boxed{= 0}
 \end{aligned}$$

Derved kan vi for incohærent lys:

$$\boxed{\langle I_\theta \rangle_c = E_0 c \langle E_\theta^2 \rangle_c}$$

$$= \underbrace{\frac{1}{2} E_0 c E_0^2}_{\text{Intensitet fra } S_1 \text{ i P som om } S_1 \text{ var lukket}} + \underbrace{\frac{1}{2} E_0 c E_0^2}_{\text{Intensitet i P fra } S_2 \text{ som om } S_2 \text{ var lukket}}$$

Intensitet fra
 S_1 i P som om
 S_1 var lukket
 åbning $\equiv \langle I_1 \rangle_c$

Intensitet i
 P fra S_2 som om
 S_2 var lukket
 åbning
 $\equiv \langle I_2 \rangle_c$.

$$\boxed{= E_0 c E_0^2 = \langle I_1 \rangle_c + \langle I_2 \rangle_c}$$

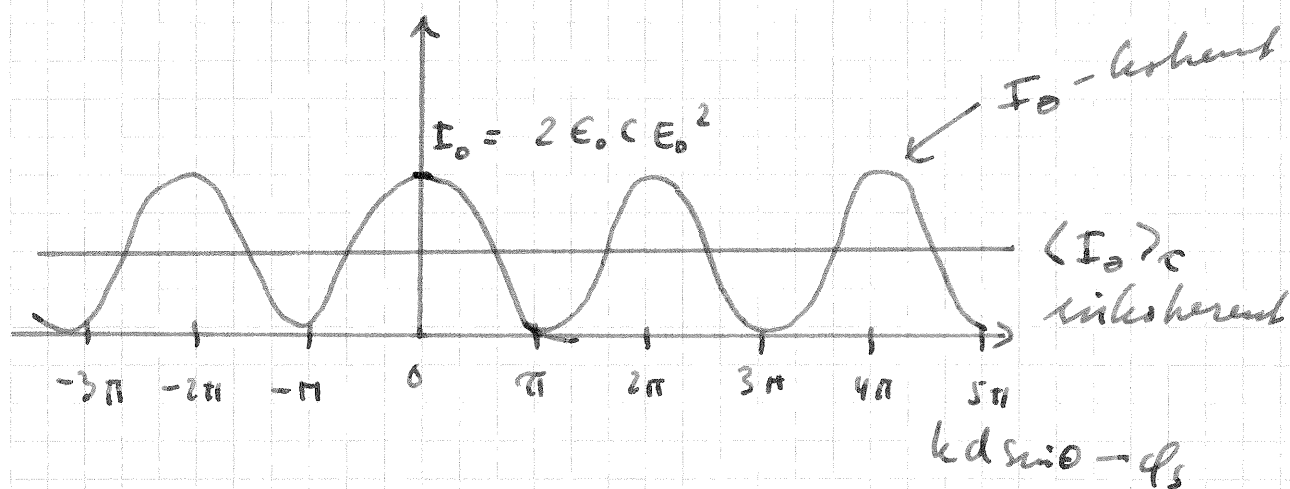
eller at det gælder generelt at
 totalintensiteten $\langle I_{\text{tot}} \rangle_c$ i et
 punkt P fra forskellige kilder
 K_i kan findes ved at addere
 intensiteterne fra hver enkelt
 kilde dersom lyset fra hver
enkelt kilde er inkoherent
 med lyset fra alle de andre
 kilder, d.v.s.

$$\langle I_{\text{tot}} \rangle_c = \sum_i' \langle I_i \rangle_c$$

For at finde totalintensiteten fra
 mange kilder som giver lys i punkt P
 er helt eller delvis koherente med
 hinanden, må vi addere følgende:

$$\begin{aligned}\langle I_{\text{tot}} \rangle_c &= \epsilon_0 c \langle E_{\text{tot}}^2 \rangle_c \\ &= \epsilon_0 c \langle (\sum_i E_i)^2 \rangle_c\end{aligned}$$

Sammenligning av intensitet fra
observede eksperiment i Youngs tospalt-
eksperiment ved bruk av koherent og
ikke-koherent lys:



Glukk ut for fase forskjellen $0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2n\pi$

~

$$I_{0\text{kon}} = 2 \langle I_0 \rangle_{c, \text{incoherent}}$$

Bemerkning:

$\langle I_0 \rangle_{\text{incoh}}$ er lys der $|\phi_1(t) - \phi_2(t)|$

har like stor sannsynlighet for å ha alle mulige faser mellom 0 og 2π .

Dersom vi har tvillingslys som
møt oppaltene S_1 og S_2 og kobles-
arealet til mikrometre skal
dekker oppaltene, vil vi ikke ha
fullstendig inkoherent lys men at
 I_0 er tilstrekkelig stor. I denne

situasjonen får vi altså en
mellombølg mellom de to tilfellene
vist på figuren på side 203.

Det vil vi, forskjellen i intensitet
mellom med og uten mikrometre
kd $\sin \theta - \phi_s$ θ $\phi_{\text{sk}}.$

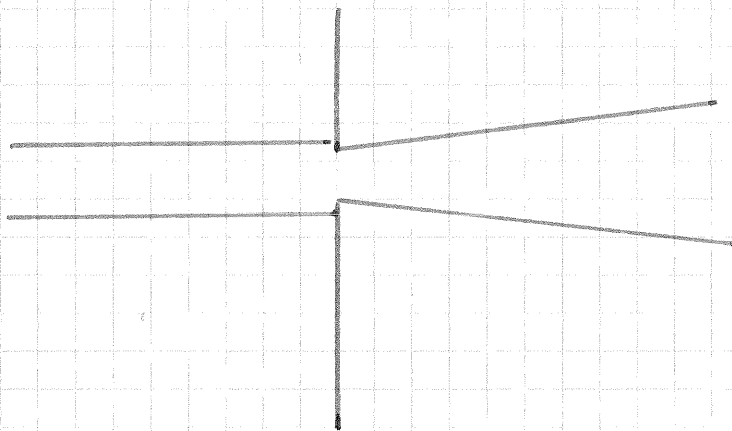
Diffraksjon

Også diffraksjon kan forklares ved Huygens prinsipp.

Diffraksjon fra enkelt spalte

(A&F 35.3)

Vi behandler monokromatisk, tilstrekkelig
koherent lys som passerer en lang spalte.

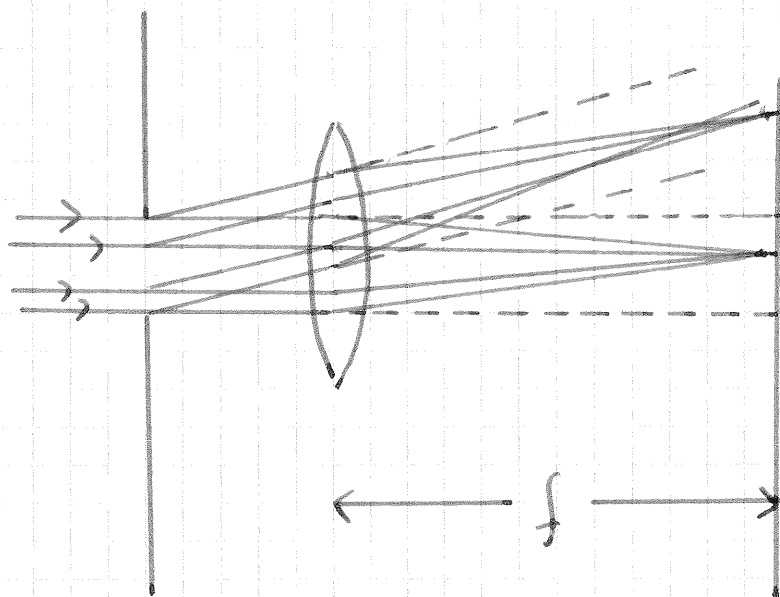


Diffraksjonsmønsteret behandles vi på
en observeringsskjerim $\propto$ langt borte
fra spalten.

Når vi behandle diffraksjonsmønsteret ∞ langt borte kalles dette for

Fraunhofer diffraksjon.

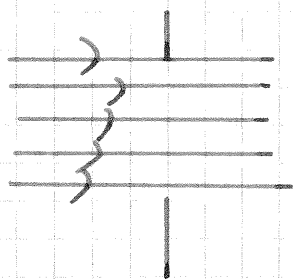
Med en linse kan vi inni kort tid transformere // strålebunter (obrukt ∞ langt borte for at de skal kunne adskilles) til punkter i fokal planet.



(Dermed vi behandle diffraksjonsmønsteret nærmere, kalles det Fresnel - diffraksjon.

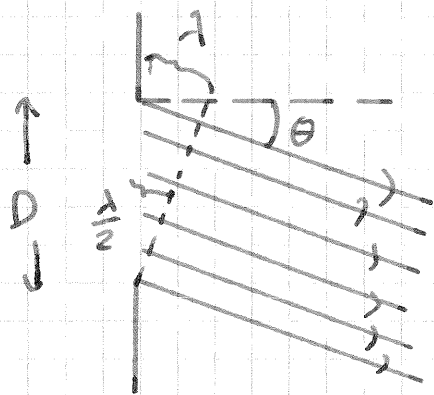
(Det er vanskeligere å behandle matematisk.)

Ogri for diffraksjon i enkeltspalte
 får vi maks og mini for forskjellige
 bryningsvinkler θ .



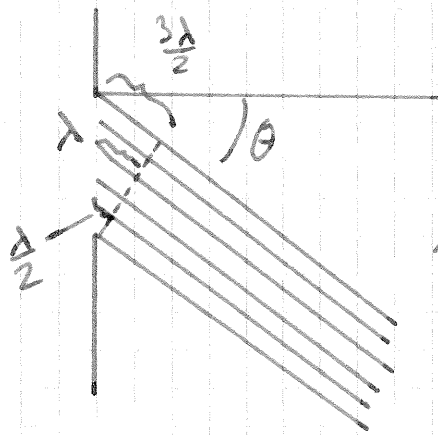
$$\theta = 0$$

allt lys i fase
 og maks. intensitet.



$$\sin \theta = \frac{\lambda}{D}$$

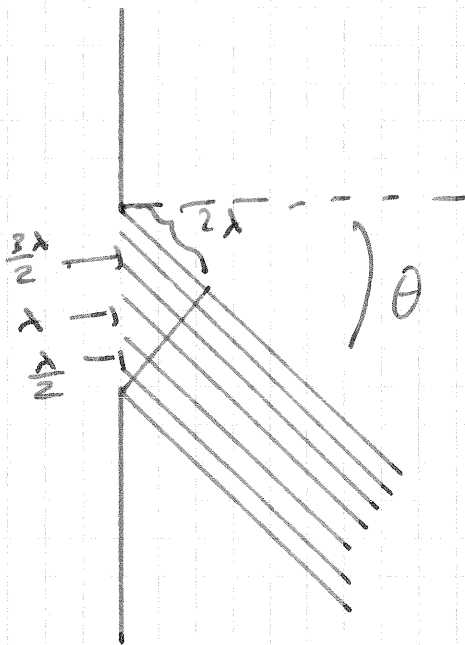
Her finnes det alltid en lysstreak som
 er π ute av fase med en annen
 (gang lengde forskjell $\lambda/2$), det vil si,
 paa sin en lysstreak er π ute av fase $\Rightarrow$
 min.



$$\sin \theta = \frac{3\lambda}{2D}$$

Her får vi parvis udslukning mellem
nederst og midterste del af del.

Forrest 3. del "overlapper" og vi får
et maksimum.



Her får vi
parvis udslukning
for alle skåle
 $\Rightarrow$ minimum.