Tentamen i Optik FFY091 - Lördagen 7:e Oktober 2023, kl. 8:30-12:30

Jourhavande lärare **Åsa Haglund, tel. 031-772 15 92, finns på plats ca kl. 9.30 och 11.30** för att svara på frågor.

Tillåtna hjälpmedel: Typgodkänd räknare, linjal, samt ett ark (två sidor) A4-papper med egenhändigt handskrivna, valfria anteckningar.

- Motivera mycket kortfattat dina steg – använd gärna enkla skisser, så behövs inte så många ord!
- Gör egna rimliga antaganden och motivera dessa där det behövs.

Max 60 poäng (exklusive bonuspoäng från HUPP:arna).
Betygskrav (inklusive bonus): betyg 3: 30 poäng, betyg 4: 40 poäng, betyg 5: 50 poäng.
På kurshemsidan publiceras lösningsförslag på första arbetsdagen efter tentan, d.v.s. måndagen den 9:e oktober.

Visning/uthämtning av tenta är torsdagen den 30:e oktober kl. 12.00-13.00 på Åsa Haglunds kontor, rum B437 i MC2-huset.

---

1. Uppvärmningsfrågor i optik (6p)

Svara med en kortfattad motivering/beskrivning, på följande frågor:

a) Vilka fenomen bidrar till att man ser sig själv i en spegel? (1p)

b) Optiska fältet (E-fältet) i en viss punkt i tid och rum skulle kunna vara $1.3e^{j0.1\pi}$ V/m. (1p)

c) Vilka fenomen bidrar till att man kan korrigera synfel med linser? (1p)

d) Kan inkoherent ljus interferera? (1p)

e) En blå laser är farligare än en röd laser? (1p)

f) Då de tar en röntgenbild av din bröstkorg på sjukhuset går strålningen genom en serie av revben i bröstkorgen. Fungerar revbenen som ett diffraktionsgitter för röntgenstrålningen? (1p)

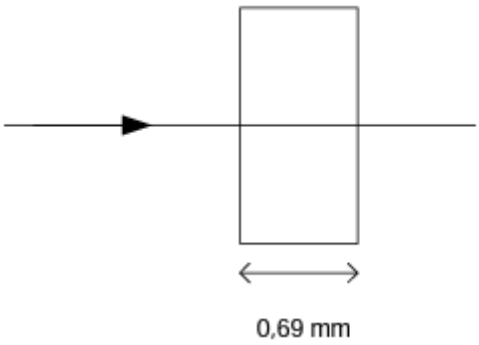
2. Polarisatorer och kvartsvågsplattor (10p)

En planparallell kristallplatta, 0,69 mm tjock, belyses med vinkelrätt infallande gult ljus, våglängd 589,3 nm. Plattan beskrivs av Jonesmatrisen

$$J = \frac{1}{2\sqrt{2}}\begin{bmatrix} 1+\sqrt{3} & -1+\sqrt{3} \\ 1-\sqrt{3} & 1+\sqrt{3} \end{bmatrix}.$$

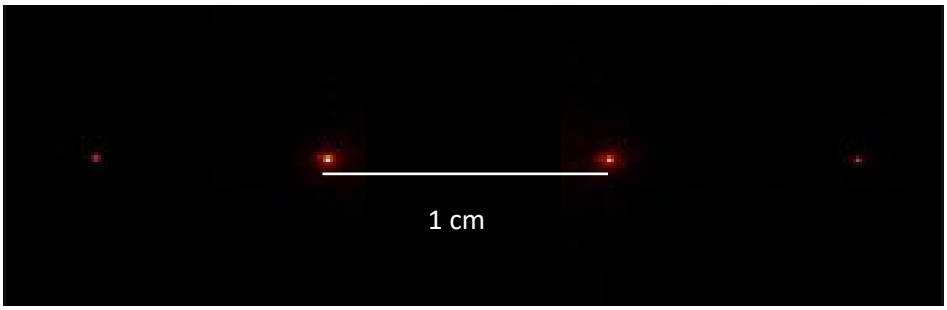
a) Beskriv hur plattan påverkar polarisationen hos olika typer av infallande linjär- och cirkulärpolariserat ljus. (6p)

b) Vilka egenskaper behöver materialet i kristallplattan ha för att möjliggöra detta? (4p)



3. Diffraktionsgitter i sjön (10p)

Ett binärt gitter gjort i glas med ett brytningsindex på 1.5 ger upphov till nedanstående diffraktionsmönster på en skärm när det belyses med en röd laser. Lasern har en våglängd på 632 nm och gittret är placerat 1 m ifrån en skärm.

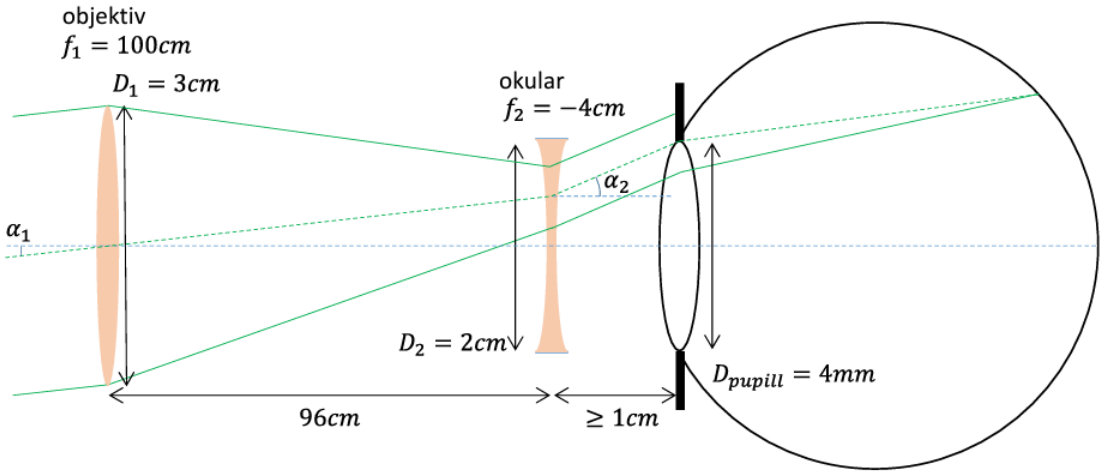


a) Om du sedan sänker ner gittret och skärmen i en stor sjö, men fortfarande håller ett avstånd på 1 m mellan gitter och skärm, hur förväntar du dig att diffraktionsmönstret nedan kommer att ändras, d.v.s. vad blir avståndet i cm mellan motsvarande två ”ljuspunkter” i diffraktionsmönstret ovan? Hur ändras intensiteten i 0:e diffraktionsordningen (det räcker med att svara om den ökar, minskar eller blir densamma men motivera ditt svar). (8p)

b) Hur blir diffraktionsmönstret om vätskan skulle ha ett brytningsindex på 1.5? (2p)

4. Synfält i Galileis teleskop (12p)

Figuren visar, icke-skalenligt, strålgången från en avlägsen punktkälla (riktning α_1 från rakt-fram-riktningen) i ett av Galileo Galileis (1564-1642) teleskop samt ögat hos en observatör.



a) Med geometrisk optiks konstruktionsregler, och den tillhörande Gauss linsformel, bestäm positionen för källa och fokus för objektiv respektive okular. Rita en skiss som visar din konstruktion och resulterande strålgång genom teleskopet! Ur din konstruktion, vad blir propagationsvinkeln α2 som funktion av α1? (4p)

b) Av praktiska skäl kan ögat placeras som närmast 1 cm från okularet, se bilden ovan. Vad blir då synfältet, dvs vinkeln α1 för det snedaste ljuset som fortfarande hamnar innanför ögats pupill? Antag att vi definierar synfältet som den snedaste ljusstråle vars centrum fortfarande går genom pupillen, se bild (alltså när ungefär hälften av strålen blockeras). (2p)

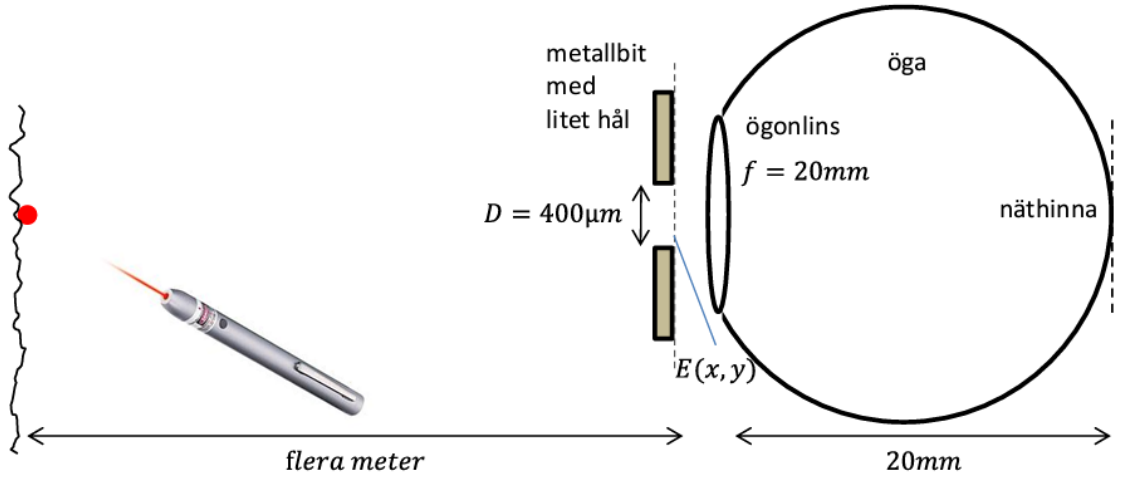
c) Antag att observatören riktat in teleskopet mot fullmånen, så att rakt-fram-riktningen pekar mot månskivans centrum. Ser observatören då hela månen (utan att flytta kikaren eller ögats position)? (2p)

d) Hur stort kommer det belysta området att vara på observatörens näthinna, vid den observation som görs i (c)? (2p)

e) Vid observationen i (c), kommer observatören att uppleva att bilden fyller ut ögats synfält ganska väl, eller kommer intrycket att vara att bilden utgör ett litet runt område omgivet av en massa svart? Besvara genom att jämföra med hur långt du måste sitta från en vanlig 32-tums TV för att få ungefär lika stort belyst område på näthinnan. (2p)

5. Som om man haft en jätteliten pupill (11p)

I Labb D kan man få testa en snabb extrauppgift som går ut på att man sätter en liten cirkulär apertur (en metallbit med ett hål med diametern D=400µm) precis framför ögat och tittar på en laserprick (λ=633nm) på väggen, se figur nedan.



Istället för bara en prick kommer man att se ett litet ringformat mönster som mycket liknar det från HUPP1, när du kollade på fjärrfältet från ett cirkulärt, konstant (till både amplitud och fas) fält.

a) Motivera mycket kortfattat, utan beräkningar, varför fältet $E(x,y)$ efter hålet i metallbiten med god approximation kan antas ha en konstant amplitud över en cirkelarea. (3p)

b) Gör en beräkning som visar att fältet $E(x,y)$ med god approximation kan antas ha en konstant fas. (3p)

c) Motivera mycket kortfattat, utan beräkningar, varför fjärrfältet av $E(x,y)$ kan observeras på näthinnan, som ju inte ligger jättelångt bort. (2p)

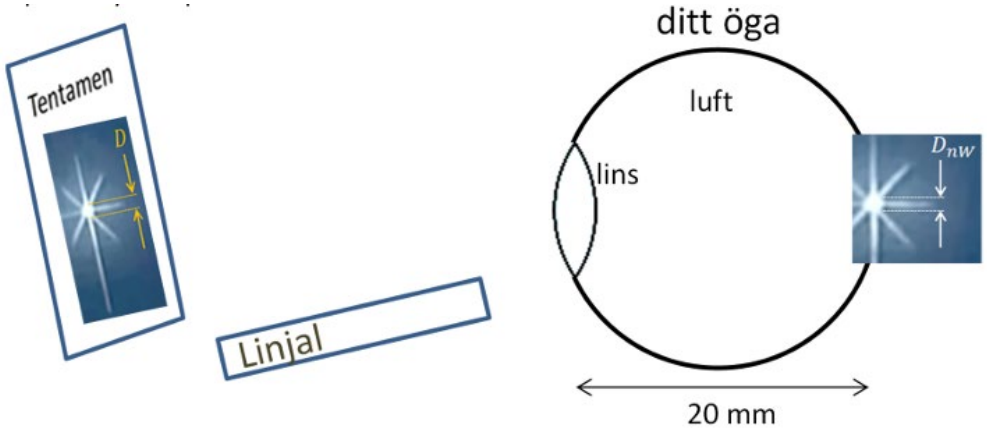
d) Vad är diametern hos den tydligaste mörka ringen i ringmönstret på näthinnan? (3p)

6. Walt Disneys stjärnor (11p)

Walt Disneys filmer är vida kända, kanske till stor del för deras fantastiska stjärnor som syns på natthimlen i filmerna, se exempel nedan.

a) Titta på stjärnan i bilden! Hur stor är bilden av den stjärnan på din näthinna, d.v.s. vad är diametern D (”n” som i näthinna, ”W” som i Walt Disney)? Bortse från ”strålarna”, antag att stjärnan i bilden har diametern D, som du lätt uppskattar med din linjal. (4p)

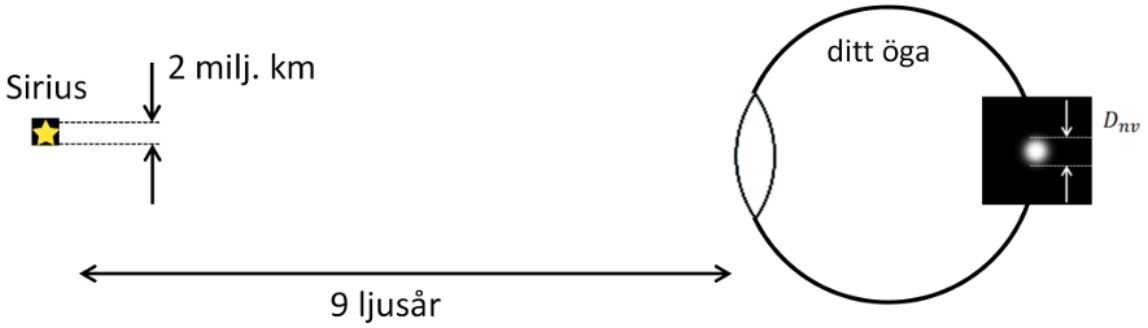
Ledning: Antag att du har ansiktet på ditt vanliga avstånd från tentamenstesen. Antag också att du har kursens modell-öga, och att du har en ung och flexibel ögonlins som alltid kan ställa in optimal synskärpa.



Walt Disneys filmer är inte alltid helt realistiska. Det mest irriterande exemplet på detta är kanske att storleken på stjärnor alltid överdrivs, d.v.s. tecknarna gör alltid D orimligt stor.

b) Visa detta faktum genom att beräkna det belysta områdets storlek på din näthinna, D (”v” som i verklig), när du tittar mot en riktig stjärna! Hur mycket överdriver Walt Disney den upplevda storleken av stjärnor, d.v.s. vad är värdet på kvoten D_nW/D_nv (7p)

Ledning: Ett exempel på en riktig stjärna är Sirius, himlens ljusstarkaste stjärna. Den ligger 9 ljusår bort, och har en diameter på omkring 2 miljoner km (alltså cirka 1.5 gånger så stor som solen).



Lösningsförslag tenta i Optik FFY091 7:e oktober 2023

1. Uppvärmningsfrågor i optik (6p)

a) Reflektion.

b) Optiska fältet i en viss punkt i tiden kan inte vara komplext, en sådan beskrivning saknar mening. Det verkliga fältet kan bara vara reellt, positivt eller negativt, och anger (i den skalära beskrivningen) E-fältvektorns längd i den (underförstådda) polarisationsriktningen.

c) Refraktion.

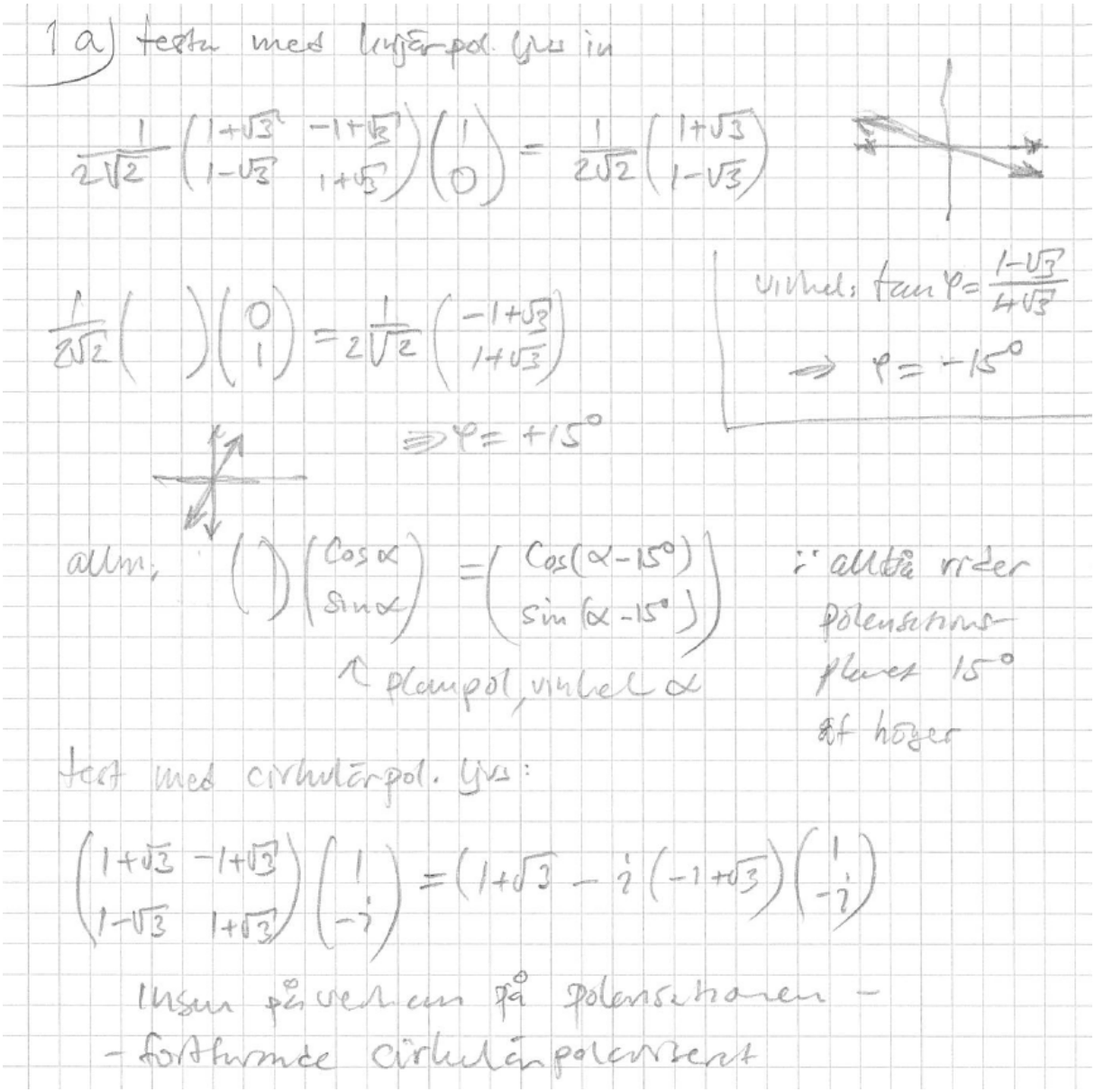
d) Ljus är en våg och vågor interfererar – alltid! Dock är interferensmönstret konstant bara under koherenstiden. För ”inkoherent” ljus är koherenstiden mycket kort vilket innebär att vi inte har en chans att se ett enskilt mönster utan bara ett medelvärde av ett stort antal. Då försvinner typiska effekter av konstruktiv och destruktiv interferens och allt vi ser är summan av intensiteterna – dvs ”ingen interferens”.

e) Nja, både blått och rött ljus går uppenbarligen genom ögat och kan koncentreras på näthinnan, vilket normalt sett är det ”farliga” med synlig strålning. Det som är helt avgörande för farligheten är alltså intensiteten på näthinnan, med andra ord uteffekten hos lasern inte dess våglängd.

f) Nej, då avståndet mellan dina revben är mycket större än våglängden hos röntgenstrålningen.

2. Polarisatorer och kvartsvågsplattor (10p)

a)



b) Materialet behöver vara transparent för gult ljus så att ljus kommer igenom plattan på andra sidan. Materialet behöver också vara optiskt aktivt. I labbkompendiet till Labb P ”förklaras” optisk aktivitet med att materialet har olika brytningsindex för de två olika rotationsriktningarna för cirkulärpolariserat ljus. Linjärpolariserat ljus kan skrivas som en summa av två cirkulärpolariserade fält med olika rotationsriktning, och från denna uppdelning kan man se att skillnaden i brytningsindex ger en vridning i polarisationsriktningen när ljuset propagerar. Att molekylerna i det dubbelbrytande materialet har olika brytningsindex för de två olika rotationsriktningarna hos cirkulärpolariserat ljus brukar fysikaliskt förklaras med att molekylerna har en spiralstruktur. Om vi har linjärpolariserat ljus in ger detta linjärpolariserat ljus ut som har en roterat polarisationsriktning jämfört infallande. Om vi har cirkulärpolariserat ljus in får vi cirkulärpolariserat ljus ut.

3. Diffraktionsgitter i sjön (10p)

a) Gitter ger upphov till spegelsymmetriska diffraktionsmönster. De två ljusstarka punkterna nedan visar första ordningens diffraktion, medan 0:e ordningen saknas. Detta kan skapas med fasmodulerande gitter med 50% duty cycle. Avståndet 1 cm är alltså avståndet mellan diffraktionsordningen -1 till + 1 och halva detta avstånd, 0.5 cm är alltså avståndet mellan två närliggande diffraktionsordningar: $\sin\theta_1 = \frac{0.5}{100}$ = 0.005

a) Sätter vi in detta i gitterekvationen, så får vi att gittrets period är:

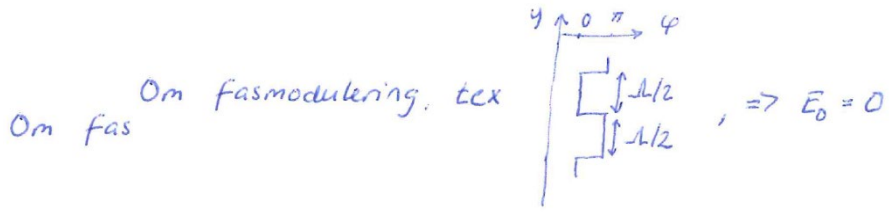
$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin\theta_1}$ = 632 nm*100/0.5 = 126.4 µm

Om allt sänks ner i vatten (anta n=1.33) så blir våglängden 632 nm/1.33 = 475 nm

$$\rightarrow \sin\theta_1 = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{475\ nm}{126\,400\ nm} = 0.00376 = \frac{y}{100} \rightarrow y = 0.376\ cm$$

Om allt är nedsänkt i vatten blir alltså avståndet ovan 0.376*2 = 0.75 cm d.v.s. kortare än om allt är i luft.

Ljuset i 0:e diffraktionsordningen som ligger mitt emellan de två starkaste synliga diffraktionsordningarna i figuren ovan kommer att öka (ifrån att se ut att var helt utsläckt i fallet ovan). Detta beror på att våglängden blir kortare då gittret nu är nedsänkt i vatten med högre brytningsindex än luft och vi kommer då inte längre få HF-källor som är ur fas med varandra för detta fasmodulerande gitter. I figuren nedan (som användes för att härleda diffraktions-ordningarnas inbördes ljusstryka på föreläsningen) är alltså HF-källornas fas inte 0 eller pi vilket innebär att de inte fullständigt kan släcka ut varandra i ”rakt-fram-riktningen”, dvs 0:e diffraktionsordningen, och vi kommer då att få viss intensitet där.



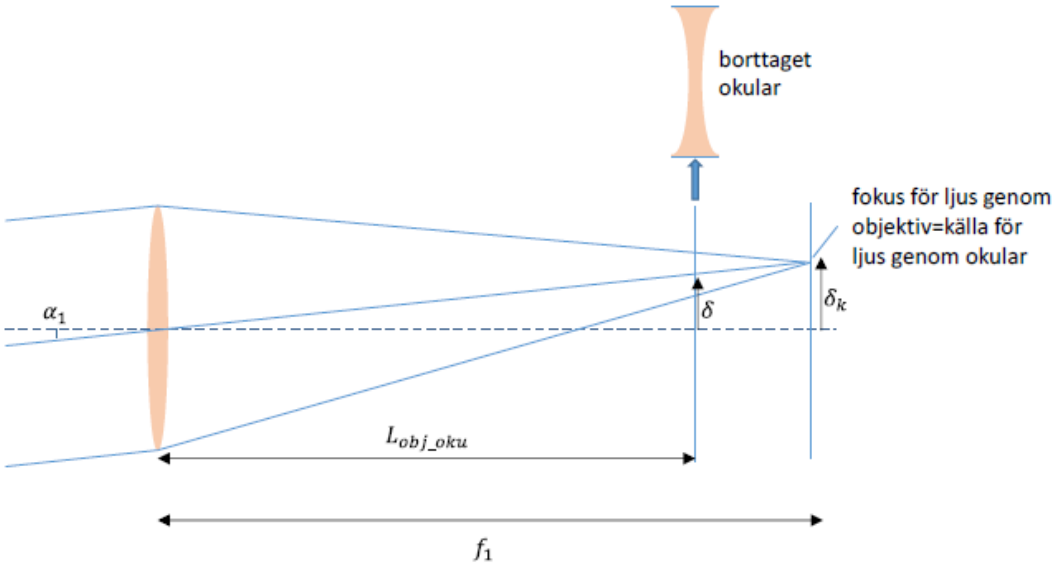
Intensiteten ökar alltså i 0:e ordningen då den var 0 när gittret testades i luft (perfekt tillverkat gitter för luft).

b) Om vätskan har ett brytningsindex på 1.5 är det samma som gittret, dvs gittret och vätskan ihop kommer upplevas som ett rätblock med ett brytningsindex överallt och diffraktionsmönstret försvinner därmed.

Ljus går längs optiska axeln: optiskt aktivt kommer ljus som färdas längs den optiska axeln att transmitteras som två cirkulärt polariserade vågor med något skilda brytningsindex, nR och nL,

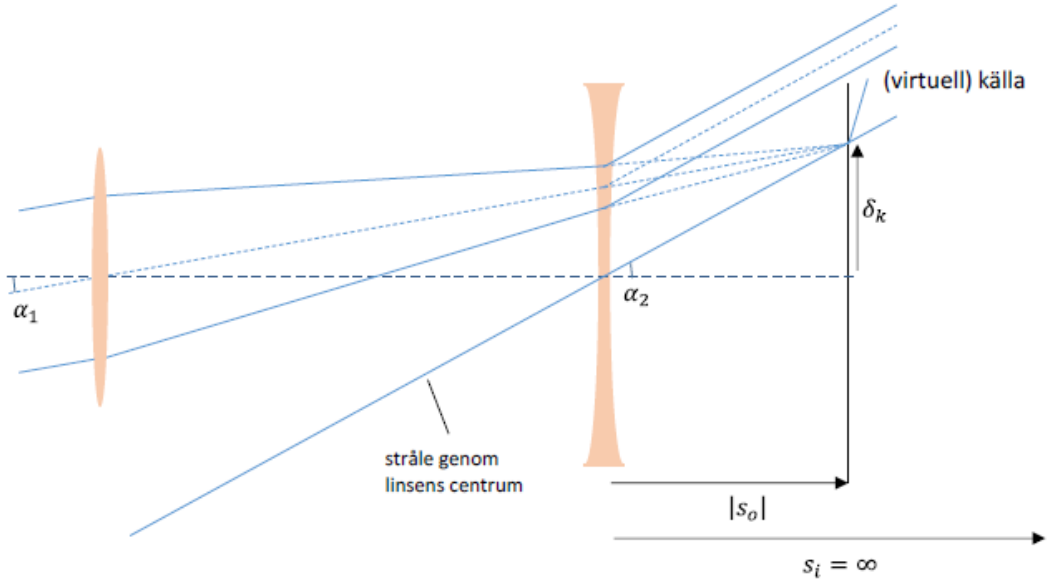
4. Synfält i Galileis teleskop (12p)

(a) Källans läge för propagation genom objektivet är oändligt långt bort till vänster; vi börjar med att bestämma fokusets läge för propagationen genom objektivet (vilket sedan kommer att vara källan för propagation genom okularet):



Vi ser att $\delta_k = \alpha_1 f_1$, där vi använt att fokus (bildplanet) ligger på fokallängds avstånd om källan är mycket avlägsen, samt regeln att en stråle genom linsens mitt inte bryts. Sätter vi tillbaka okularet fås vi följande strålgångsbild, där källa och fokus nu relaterar till okularet:

Vi ser att $\delta_k = \alpha_1 f_1$, där vi använt att fokus (bildplanet) ligger på fokallängds avstånd om källan är mycket avlägsen, samt regeln att en stråle genom linsens mitt inte bryts. Sätter vi tillbaka okularet fås vi följande strålgångsbild, där källa och fokus nu relaterar till okularet:

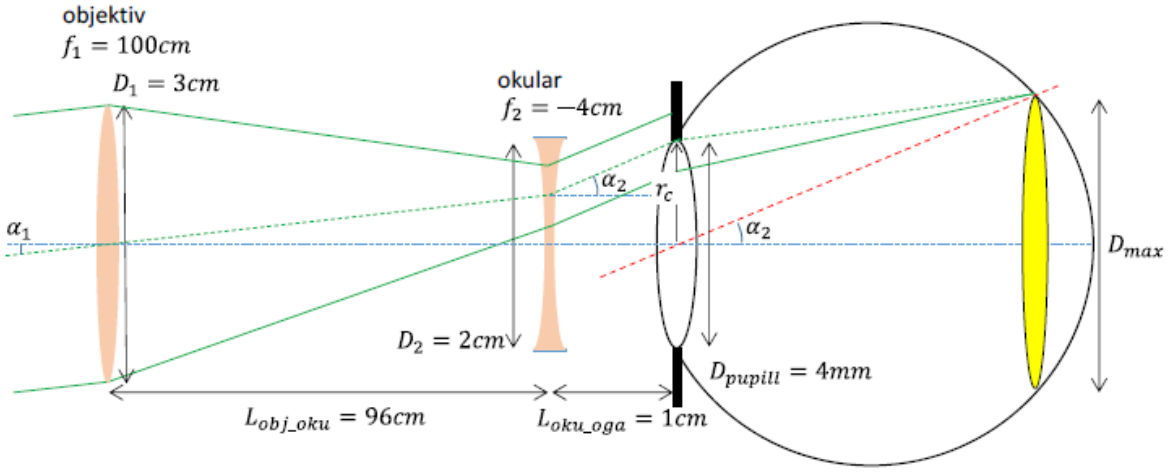


Där vi utnyttjat att $s_o = -(f_1 - 96cm) = -4cm$ (minustecken eftersom källan ligger till höger om linsen). Eftersom $f_2 = -4cm$ betyder det att fokusets läge $s_i = \infty$, som indikerats i figuren. Alla strålar ut från linsen möts i fokus – i detta fall är alltså alla strålar ut från linsen parallella med varandra. Återstår bara att bestämma vinkeln dessa strålar har ut från linsen. Det gör vi med regeln

att en stråle genom centrum på linsen inte bryts. I skissen tycks det inte gå något ljus genom centrum av okularet pga objektivets begränsade storlek, men vi kan tänka oss att det gör det genom att objektivdiametern ökas. Eftersom denna stråle är opåverkad av att vi sätter tillbaka okularet ges vinkeln på strålen efter okularet

$$\alpha_2 = \frac{\delta_k}{|s_o|} = \frac{f_1}{|s_o|}\alpha_1 = \frac{100cm}{4cm}\alpha_1 = 25\alpha_1 \equiv M_{vinkel}\alpha_1$$

("förstoringen", dvs vinkelförstoringen α_2/α_1 är alltså $M_{vinkel} = 25$ hos detta teleskop). Eftersom en av strålarna ut från okularet, den genom centrum, har denna vinkel så har alla strålar det, eftersom de är parallella.



(b) Vi kollar den sneda strålen som kommer in mot teleskopet i vinkeln α_1, som i bilden ovan. Eftersom en stråle genom mitten på objektivet inte bryts, och strålarna efter okularet är parallella med vinkeln α_2 mot symmetriaxeln, fås att centrum på strålen har länkats av sträckan r_c från symmetriaxeln, där

$$r_c = \alpha_1 L_{obj_oku} + \alpha_2 L_{oku_oga}$$

Om vi tar minsta möjliga värde för $L_{oku_oga} = 1cm$ och villkoret $r_c = D_{pupill}/2$ för att bestämma största möjliga α_1 fås ($\alpha_2 = M_{vinkel}\alpha_1$)

$$\alpha_{1,max} = \frac{D_{pupill}/2}{[L_{obj_oku} + M_{vinkel}L_{oku_oga}]} = \frac{4mm/2}{[96cm + 25 \cdot 1cm]} = 0.0017rad = 0.095°$$

Galileo kan också se ljus som kommer från en punktkälla ovanför symmetriaxeln, upp till samma vinkel från axeln. Alltså är synfältet $2\alpha_{in,max} = 0.19°$.

(c) Eftersom månen upptar vinkeln $\sim 0.5°$ och synfältet är ungefär $0.2°$ ser han alltså något mindre än halva månen (längdskala) samtidigt:

(d) Området på näthinnan där ljus kan komma från teleskopet är ett cirkulärt område med diametern D_{max}, vars begränsningslinje ges av geometriskt-optiska fokuset på näthinnan för snedast möjligt infallande stråle. Som visas i figuren (som starkt överdriver vinklarna) blir

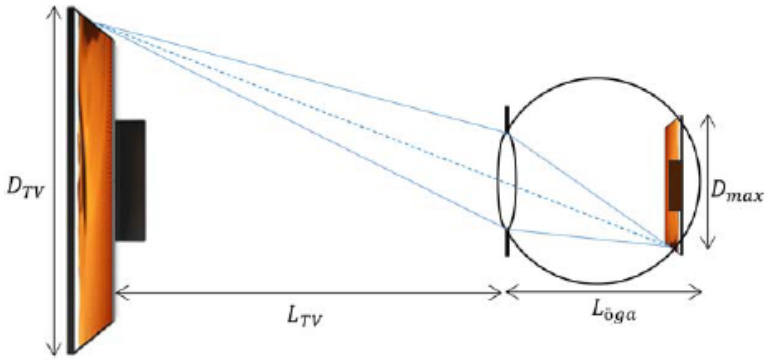
$$D_{max} = 2\alpha_{2,max}L_{öga} = 2M_{vinkel}\alpha_{1,max}L_{öga} = 2 \cdot 25 \cdot 0.0017rad \cdot 20mm = 1.7mm$$

där vi använt att strålarna ut från teleskopet är parallella, och att en stråle genom centrum på ögonlinsen (parallell med övriga strålar ut från teleskopet) inte bryts, samt att fokus ligger på fokallängds avstånd från linsen ($f_{öga} = 20\ mm$ enligt kursens ögonmodell) där vi också antar att näthinnan ligger. Bilden överdriver vinklarna, men i verkligheten har vi paraxiella förhållanden och kan tänka oss att näthinnan är ett plan längst bak i ögat. Eftersom betraktaren observerar månen, som sänder ut ljus inom teleskopets hela synfält så blir hela det område på näthinnan som kan belysas med ljus som gått genom teleskopet verkligen belyst. Alltså är storleken av det belysta området på näthinnan en cirkelyta med diametern $D_{max} = 1.7mm$.

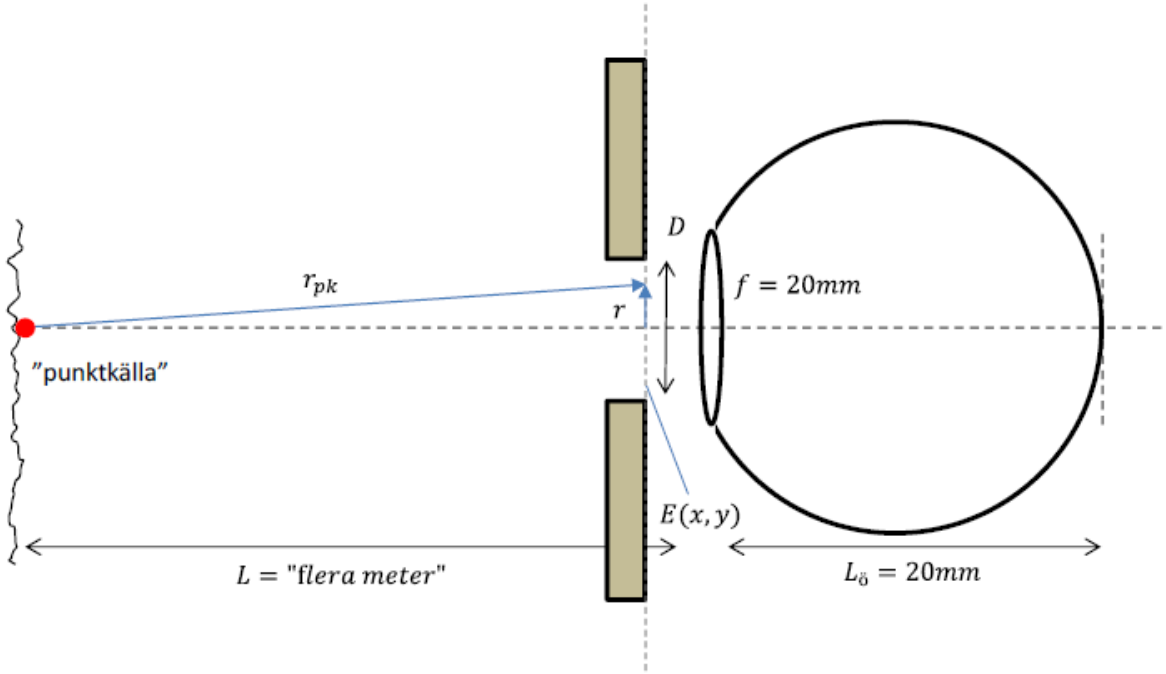
(e) Om vi direkt tittar på TVn, och vi antar att dess bild upptar D_{max} på näthinnan, se figur nedan, blir alltså med regeln om att en stråle genom linscentrum ej bryts

$$\frac{D_{TV}/2}{L_{TV}} = \frac{D_{max}/2}{L_{öga}} \quad \Rightarrow \quad L_{TV} = \frac{D_{TV}L_{öga}}{D_{max}} = \frac{32\ tum\ 20mm}{1.7mm} \approx 9\ meter$$

Egentligen är det diagonalen på TV-skärmen som är 32 tum så D_{TV} är något lägre, vilket skulle ge ett avstånd på kanske L_{TV} ≈7 meter. I vilket fall, tittar man på en TV på cirka 7 meters avstånd i ett mörkt rum är det mesta man ser ”svart” medan det ljusa området (TV-bilden) bara utgör en ganska liten del. Så känns det att titta på månen i ett Galileiteleskop (det är som om TVn visade bilden av den del av månytan man ser, fast TV-skärmen borde vara cirkulär och något ljussvagare närmast kanten för att upplevelsen ska bli identisk)!



5. Som om man haft en jätteliten pupill (11p)



(a) Laserpricken på väggen kan ses som approximativt en punktkälla. Fältet $E(x,y)$ är den del av fältet från punktkällan som passerar genom cirkulära hålet, medan metallen blockerar fältet, därav det faktum att $E(x,y)$ är skilt från noll enbart över en cirkelarea med samma storlek som hålet.

Amplituden hos fältet från en punktkälla går som $1/r_{pk}$. Denna storhet varierar ytterst lite med r över det lilla hålet. Det är alltså en mycket god approximation att säga att amplituden hos $E(x,y)$ är konstant över cirkelarean.

(b) När det gäller fasen måste man vara lite försiktigare i sina approximationer. Vi beräknar fasskillnaden mellan $E(x,y)$:s fas i $r = 0$ och $r = \frac{D}{2}$, utnyttjande att fasen hos fältet från en punktkälla varierar som $k \cdot r_{pk}$ där r_{pk} är avståndet från punktkällan,

$$\Delta\varphi \equiv \varphi(r) - \varphi(r=0) = k \cdot \sqrt{L^2 + r^2} - k \cdot L = k \cdot L\sqrt{1 + r^2/L^2} - k \cdot L = \{paraxiellt\} =$$

$$= k \cdot L\left(1 + \frac{r^2}{2L^2}\right) - k \cdot L = k\frac{r^2}{2L} = \{r = D/2\} = k\frac{(D/2)^2}{2L} = \frac{2\pi}{633nm}\frac{(400\mu m/2)^2}{2 \cdot 2m} = 0.1\ rad$$

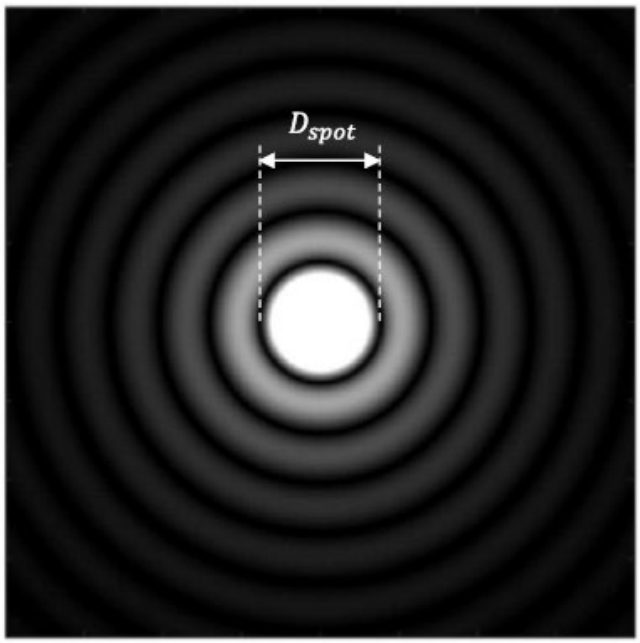
Fasen hos fältet $E(x,y)$ varierar alltså med $0.1\ rad$ över cirkelarean. Eftersom detta är mycket mindre än $2\pi\ rad$ (eller mycket mindre än $\pi\ rad$, om du tycker att man ska jämföra med "största signifikanta vinkeln") är det en god approximation att säga att fasen är konstant över cirkelarean.

(c) Om man sätter en lins med fokallängden f efter ett fält $E(x,y)$ erhålls fjärrfältet (fouriertransformen) av $E(x,y)$ på fokallängds avstånd från linsen. I ögat erhålls alltså fjärrfältet på näthinnan eftersom $L_{ö} = f$.

(d) I HUPP 1 gör du denna simulering och konstaterar att man får ett ringformat Airy-mönster där innersta mörka ringens diameter är

$$D_{spot} = 2.44\frac{\lambda}{D_{start}}L_{ö} = 2.44\frac{633nm}{400\mu m}20mm = 77\mu m \approx 100\mu m$$

Den innersta mörka ringen är också den tydligaste eftersom de omgivande ljusa områdena är som starkast för denna ring:



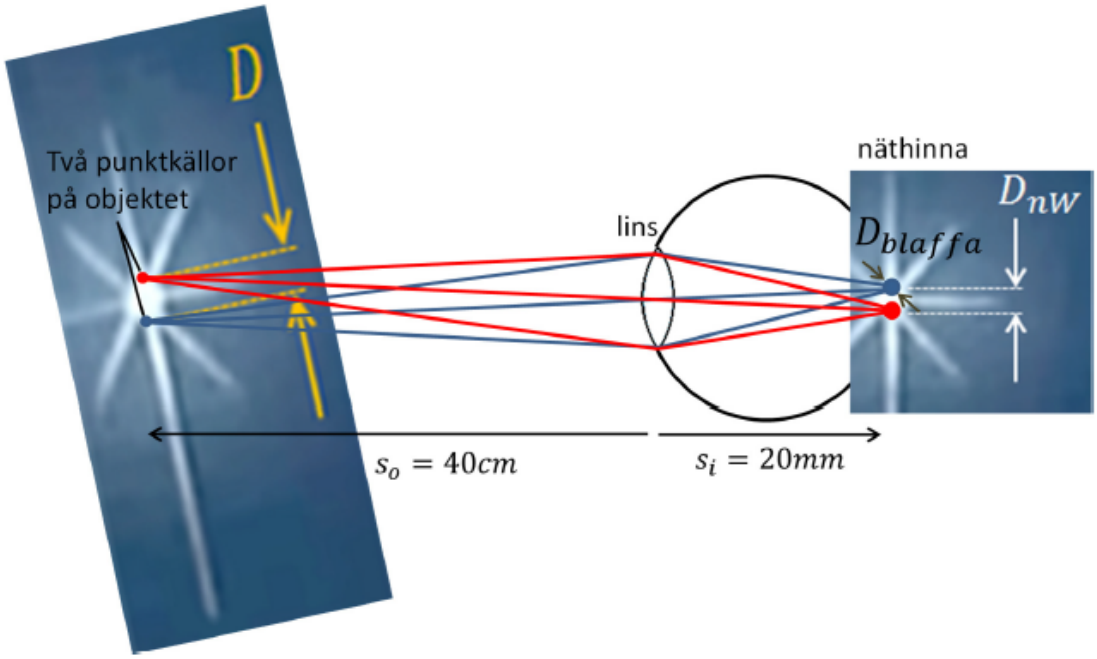
En storlek på näthinnan av $100\mu m$ kanske inte låter mycket, men eftersom de ljuskänsliga cellerna i näthinnan har en separation på bara några få µm så ser man ringmönstret tydligt.

6. Walt Disneys stjärnor (11p)

(a) Den tecknade stjärnan avbildas av ögonlinsen på din näthinna. Eftersom du tydligt kan se stjärnans detaljer, och mindre objekt än så (t.ex. prickarna hos de två streckade hjälplinjerna som används för att mäta stjärnans diameter D), är den ljusblaffa som varje punktkälla hos den tecknade stjärnan ger upphov till på näthinnan mycket mindre än bilden av stjärnan, alltså

$$D_{blaffa} \ll D_{nW}$$

med beteckningar från nedanstående figur.



Det betyder att storleken av avbildningen på näthinnan med god noggrannhet kan bestämmas med geometrisk optik (stråloptik). Avbildningens förstoring blir

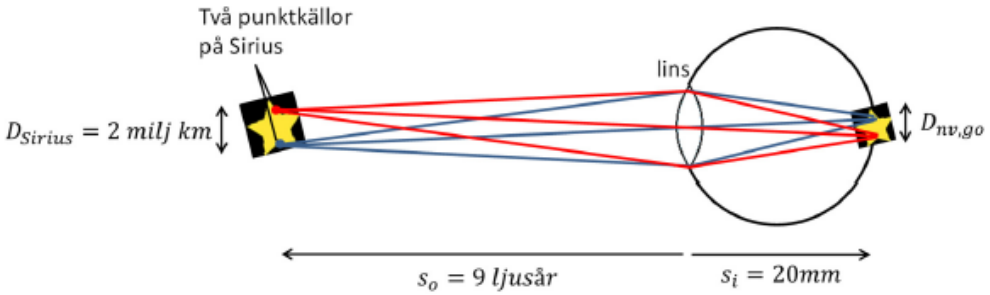
$$M = (-)\frac{s_i}{s_o} = \frac{20\ mm}{40\ cm} = 0.05$$

d.v.s. en förminskning 20 gånger. I uttrycket för M strök vi minustecknet eftersom vi bara är intresserade av avbildningens storlek, och uppskattade avståndet s_o mellan tentatesen/skärmen och ditt öga till 40 cm. Storleken på näthinnan av stjärnans centraldel blir alltså

$$D_{nW} = M \cdot D = 0.05 \cdot 3\ mm = 0.15\ mm = 150\ \mu m$$

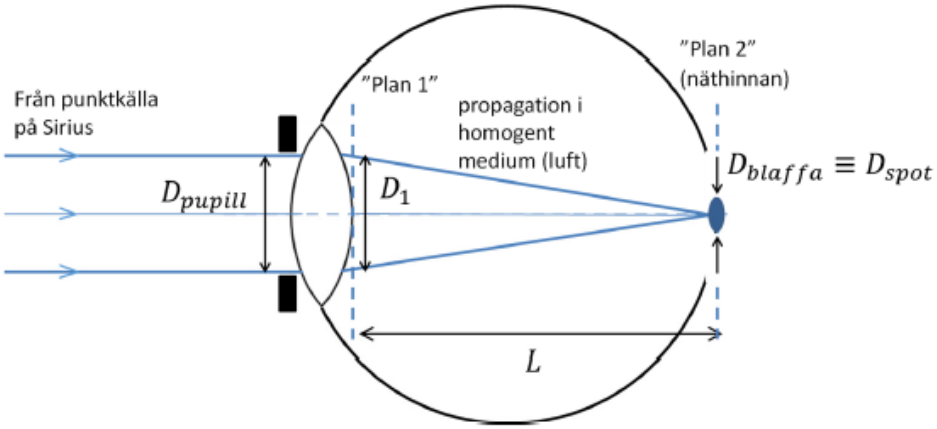
där D uppskattades genom att mäta med linjal direkt i tentatesen (avståndet mellan de två streckade hjälplinjerna).

(b) Hurra, det här tycks ju vara nästan samma sak som vi gjorde i (a)! Så vi bestämmer storleken av bilden av Sirius på näthinnan med geometrisk optik, $D_{nv,go}$ (go som i geometrisk optik),



$$D_{nv,go} = M \cdot D_{Sirius} = (-)\frac{s_i}{s_o} D_{Sirius} = \frac{20\ mm}{9\ ljusår} 2\ milj\ km = 4.7 \cdot 10^{-10} m \approx 0.5\ nm$$

Detta är en *väldigt liten* bild, stor som några atomer. Kan det stämma? Nej, varje punktkälla på Sirius ger ju en ljusblaffa i bildplanet (näthinnan)



Och som vi konstaterade i (a) så måste en sådan blaffa vara mycket mindre än den geometrisk optiska bilden för att just geometrisk optik ska ge ett bra värde på storleken av det belysta området på näthinnan, d.v.s. det måste gälla

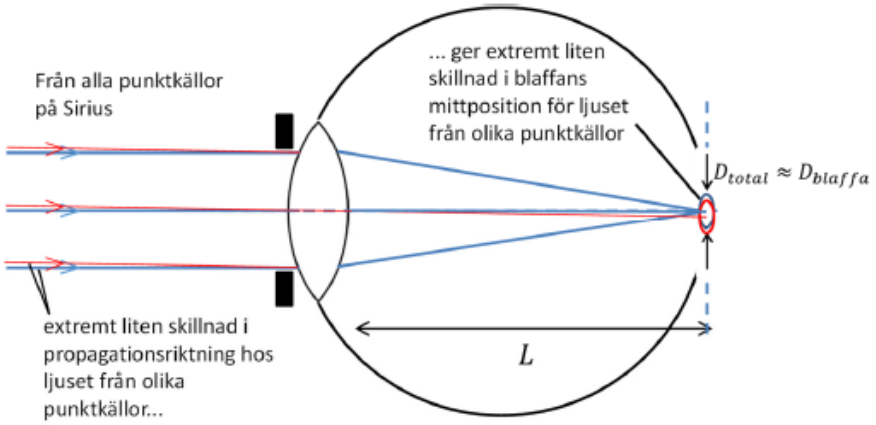
$D_{blaffa} \ll D_{nv,go}$ (villkor för att geometrisk optik ska kunna användas)

Om våra ögonlinser funkar optimalt, d.v.s. fokuserar ljuset från en punktkälla på Sirius optimalt på näthinnan bestäms D_{blaffa} av storleken av minsta spotsize, d.v.s.

$$D_{blaffa} = D_{spot} \approx const \frac{\lambda}{D_1} L \approx const \frac{\lambda}{D_{pupill}} L \approx 2\ \frac{550\ nm}{6\ mm} 20\ mm \approx 3\mu m$$

där vi tämligen godtyckligt valde $const = 2$ för konstanten i tumregeln om minsta spotsize (som sades i diskussionen till uppgift 1 är till och med ett betydligt högre värde än så på $const$ inte omotiverat, med tanke på hur kassa våra ögon egentligen är) och en våglängd mitt i det synliga spektrumet. Utbredningen D_1 av fältet i "Plan 1" ges av pupilldiametern D_{pupill}, som vi också tämligen godtyckligt satte till $6\ mm$. Propagationssträckan L är ögats längd, alltså $20\ mm$.

Vi ser nu att villkoret $D_{blaffa} \ll D_{nv,go}$ inte alls är uppfyllt. Tvärtom så är D_{blaffa} flera tusen gånger större än den geometrisk-optiska bilden $D_{nv,go}$! Det betyder att blafforna från alla punktkällor på Sirius hamnar på väsentligen exakt samma ställe på näthinnan, alltså rakt ovanpå varandra. Så belysningen på näthinnan från alla Sirius punktkällor ser ut som belysningen från *en* punktkälla (fast starkare). Alltså en blaffa med utbredningen $D_{total} = D_{blaffa}$.



Verkliga storleken av det belysta området på näthinnan när vi kollar på Sirius (eller vilken stjärna som helst) är alltså $D_{nv} \equiv D_{total} = D_{blaffa} = D_{spot} \approx 3\ \mu m$ för ett nästan idealt öga.

Slutligen konstaterar vi att med Walt Disneys sätt att teckna stjärnor får dessa en överdriven storlek på näthinnan med faktorn

$$\text{Deviation factor from reality in Walt Disney´s movies} \equiv \frac{D_{nW}}{D_{nv}} = \frac{150\ \mu m}{3\ \mu m} = 50$$

vilket måste betraktas som ett alarmerande resultat för en storproducent av underhållning för barn!