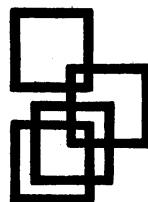


UNIVERSITY OF TROMSØ

INSTITUTT FOR MATEMATISKE REALFAG



TROMSØ, NORWAY

FOTOLEKTRISKE OBSERVASJONAR AV
STJERNEOKKULTASJONAR VED MÅNERANDA

HØVUDFAGSOPPGÅVE I FYSIKK

AV

STEIN HØYDALSVIK



Original by F. Nansen

FOTOELEKTRISKE OBSERVASJONAR AV
STJERNEOKKULTASJONAR VED MÅNERANDA

HOVUDFAGSOPPGÅVE I FYSIKK

AV

STEIN HØYDALSVIK

INSTITUTT FOR MATEMATISKE REALFAG
UNIVERSITETET I TROMSØ

JANUAR 1980

INNHALD

	side	
KAP. I	INNLEIING	1
KAP. II	GENERELL DIFFRAKSJONSTEORI	5
	Innleiing	5
	2.1 Fresnel-Kirchhoffs diffraksjonsformel	5
	2.2 Fraunhofer-Fresneldiffraksjon	6
KAP. III	FRESNELDIFFRAKSJON	9
	Innleiing	9
	3.1 Diffraksjonen om måneranda under ein okkultasjon	9
	3.2 Fresneldiffraksjon	10
	3.3 Fresnelintegrala	13
	3.4 Fresneldiffraksjon om ein rett kant	15
KAP. IV	DIFFRAKSJONSTEORIEN BRUKT PÅ MÅNEOKKULTASJONAR	20
	Innleiing	20
	4.1 Historikk	20
	4.2 Fresneldiffraksjonen tilpassa okkultasjonskurva	26
	4.3 Faktorar som kan forvrengje diffraksjonskurva	36
	4.4 Vurdering av observasjonsmetoda	47
KAP. V	OBSERVASJONSUTSTYR OG OBSERVASJONSPROSEDYRE	52
	Innleiing	52
	5.1 Teleskopet	54
	5.2 Fotometeret	57

	side	
5.3	Dataregistrering og lagring	65
5.4	Observasjonsprogram og observasjons- prosedyre	68
KAP. VI	ANALYSEPROGRAMMET	72
	Innleiing	72
6.1	Hovudideane i programmet	73
6.2	Endringar i programmet	83
6.3	Kommentarar til programmet	85
KAP. VII	OBSERVASJONANE	88
7.1	Innleiande undersøking av observasjonane	88
7.2	Analysering med TIMER3	91
7.3	Dei einskilde observasjonane	91
7.4	Vurdering av analyseresultata	128
KAP. VIII	AVGRENSANDE FAKTORAR FOR KVALITETEN PÅ OBSERVASJONANE I SKIBOTN	132
8.1	Innleiing	132
8.2	Teleskop og fotometer	132
8.3	Spreidt lys frå månen	136
8.4	Atmosfærisk scintillasjon	147
8.5	Konklusjon	162
KAP. IX	OPPSUMMERING	165
REFERANSER		168

KAP. I INNLEIING

Når månen passerer framfor ei stjerne seier vi at han okkulerer henne. Ordet okkultasjon kjem av det latinske ordet *occultare* som tyder "å gøyme".

Den okkulterte stjerna forsvinn bak måneranda på austsida og kjem til syne på vestsida. Dersom okkultasjonen er sentral kan det gå vel ein time mellom forsvinning og tilsynekomst.

Utfrå nøyaktig tidfesting av forsvinning/tilsynekomst for mange stjerner kan ein få verdifull informasjon om månebana og om måneranda si form.

Royal Greenwich Observatory (R.G.O.) har samla inn tidfestingar frå dei fleste observasjonane som er gjort etter 1943. Utfrå ein analyse av 62000 okkultasjonsobservasjonar frå perioda 1943-74 har Morrison (1979) kome fram til korreksjonar for efemeridene til månen, for rektasensjonssystemet til FK4 (fundamental star catalogue) og for referanse datumen til måneprofilane på karta til Watts (1963). Omlag 5% av observasjonane var fotoelektriske med ei nøyaktighet i tidfestinga av okkultasjonen på rundt 0.001 s. Dei resterande observasjonane var visuelle og hadde ein presisjon i tidfestinga på rundt 0.1 s. Fotolektriske observasjonar har difor større vekt i ein slik analyse enn visuelle observasjonar, men presisjonen kan ikkje nyttast fullt ut då usikkerheten i posisjonen til stjerna og til måneprofilen er større enn usikkerheten i tidspunktet. Etter som usikkerhet i stjerneposisjon og måneprofil vert redusert som eit resultat av nye analyser, vil dei fotoelektriske

observasjonane få stadig større verdi for dette arbeidet.

Utfrå ein tidlegare analyse av okkultasjonsobservasjonar hevdar van Flandern (1975) at skalaen for efemeride tid (ET) ikkje er konstant samanlikna med den internasjonale skalen for atomtid (TAI). Han forklarar dette med ein tidsavhengig gravitasjons"konstant" og finn $\dot{G}/G = (-8 \pm 5) \times 10^{-11}/\text{år}$. Morrison (1979) finn derimot ikkje nokon signifikant skilnad på ET og TAI, og såleis heller ikkje noko som tyder på at $\dot{G} \neq 0$.

Analyser av okkultasjonskurvene frå fotoelektriske observasjonar viser at ein stor del av dei observerte stjernene er dobbelstjerner. Okkultasjonsteknikken kan lett åtskilje stjerner som har ein vinkelavstand større enn $0''.01$ og under gunstige tilhøve kan oppløysinga vere $0''.001$. I tillegg kan analysen av observasjonen gje vinkeldiameteren til stjerna dersom han er større enn $0''.001$. Utfrå vinkeldiameteren kan vi bestemme den effektive temperaturen som er ein fundamental storleik for ei stjerne.

Ved observasjonar av okkultasjonar kan vi såleis få verdifulle informasjon om månen og om stjernene som vert okkultert.

Sidan 1973 har vi fått tilsendt prediksjonslister frå U.S. Naval Observatory (U.S.N.O.) over okkultasjonar som er synlege i Skibotn. Desse listene har vore heilt naudsynte for planlegginga og gjennomføringa av observasjonane.

Eg har valt å konsentrere meg om den okkulterte stjerna og kva informasjon ein analyse av okkultasjonskurva kan gje om ho. Tidfestinga av okkultasjonen på nærmaste millisekund er også eit resultat frå analysen. Desse resultata har eg sendt til R.G.O. slik at dei kan gå inn i det større analyse materialet der. Eg kan gje to grunnar for dette: 1) Slike analyser krev eit så stort observasjonsmateriale at eit observatorium åleine ikkje kan framskaffe det (Morrison - 1979). 2) Oppgåva ville ta ei heilt anna retning enn den eg har lagt opp til med sentrering om stjernerdata. Dei to retningane synest altfor omfattande til at dei begge kan takast med i same oppgåva.

Ein vesentleg del av arbeidet har vore å prøve ut observasjonsutstyret i Skibotn på slike observasjonar og eventuelt kome med forslag om forbetringar av dette.

Eit siktemål med dette arbeidet var å tilretteleggje ei enkel observasjonsprosedyre slik at ein seinare kan observere okkultasjonar utan stor arbeidsinnsats, nærmast som ein rutineobservasjon.

I kapittel 2, 3 og 4 viser eg korleis vi kan bruke generell diffraksjonsteori i tolkinga av ei okkultasjonskurve. Eg diskuterer også moglege feilkjelder i denne tolkinga.

Kapittel 5 viser instrumentasjonen som vart brukt til observasjonane og gjev ei prosedyre for slike observasjonar.

Kapittel 6 forklarar kort analyseprogrammet, og eg diskuterer moglege forbetringar av det.

Kapittel 7 presenterer dei einiskilde observasjonane og analyseresultata av dei. Eg gjev ei vurdering av kor gyldige desse resultatata er.

Kapittel 8 er så ein diskusjon av observasjonskvaliteten og kva innverknad ulike faktorar har på denne. Særleg ser eg på kva innverknad scintillasjonen kan ha.

Til slutt gjev eg så i kapittel 9 ei oppsummering av dei viktigaste resultatata samt ei vurdering av kva rolle okkultasjonsobservasjonar kan/bør ha ved observatoriet i Skibotn i framtida.

KAP. II GENERELL DIFFRAKSJONSTEORI

Innleiing

Når månen okkulerer ei stjerne, får vi diffraksjon om måneranda. Ein analyse av okkultasjonsobservasjonen tek difor utgangspunkt i diffraksjonsteorien.

I dette kapitlet vil eg kort presentere den grunnleggjande Fresnel-Kirchhoffs diffraksjonsformelen, og eit kriterium for å skilje mellom Fraunhofer- og Fresneldiffraksjon. Desse resultatata vil eg seinare bruke i kapittel 3 til å vise at ein får Fresneldiffraksjon om måneranda under ein okkultasjon, og til å uttrykkje lysfeltet frå stjerna under okkultasjonen. For meir utførleg handsaming av diffraksjonsteorien viser eg til Born og Wolf (1964).

2.1 Fresnel-Kirchhoffs diffraksjonsformel

Med utgangspunkt i Maxwells feltlikningar, utleidde Kirchhoff ei likning som uttrykkjer lysfeltet frå ei punktforma kjelde. Fresnel hadde tidlegare sett opp ei tilsvarande likning utfrå Huygens prinsipp og interferensprinsippet, men på eit svakt matematisk grunnlag.

Dersom $U(P)$ uttrykkjer amplituda til lysbølgja frå ei monokromatisk punktkjelde, i punktet P , så kan Fresnel-Kirchhoffs diffraksjonsformel skrivast på forma,

$$U(P) = - \frac{iA}{2\lambda} \iint_A \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} [\cos(n,r) - \cos(n,s)] ds \quad (2-1)$$

der A er ein konstant og dei andre storleikane er definert på fig. 2.1.

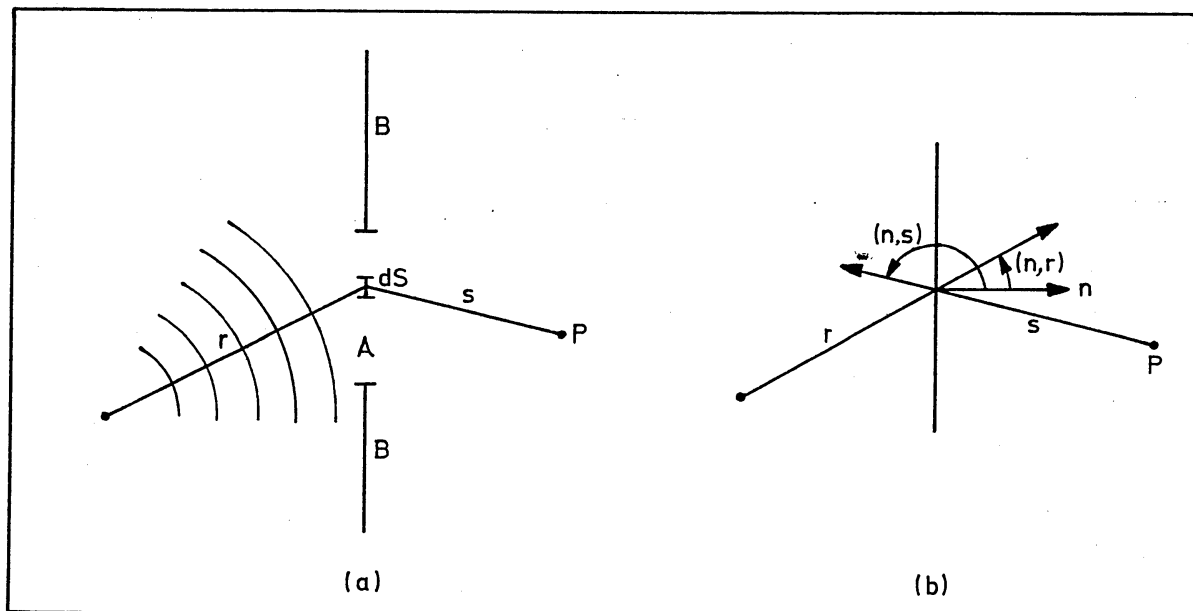


Fig. 2.1 Viser dei ulike storleikane som er med i Fresnel-Kirchhoffs diffraksjonsformel (2-1). Ein uendeleg skjerm B har ei opning A som lyset slepp igjennom, og n er flatenormalen til opninga.

Sidan $U(P)$ representerer amplituda til lysbølgja i P , kan intensiteten skrivast som

$$I(P) = |U(P)|^2 \tag{2-2}$$

2.2 Fraunhofer- og Fresneldiffraksjon

Dersom ein krev at r og s i likning (2-1) er store, samanlikna med dimensjonen av integrasjonsområdet A , kan cosinusfaktorane i likninga erstattast med $2 \cos \delta$, der δ er vinkelen

mellom linja P_0P og flatenormalen til A (sjå fig. 2.2). Utfrå same kravet kan ein gjere forenklinga $\frac{1}{rs} \approx \frac{1}{r's'}$.

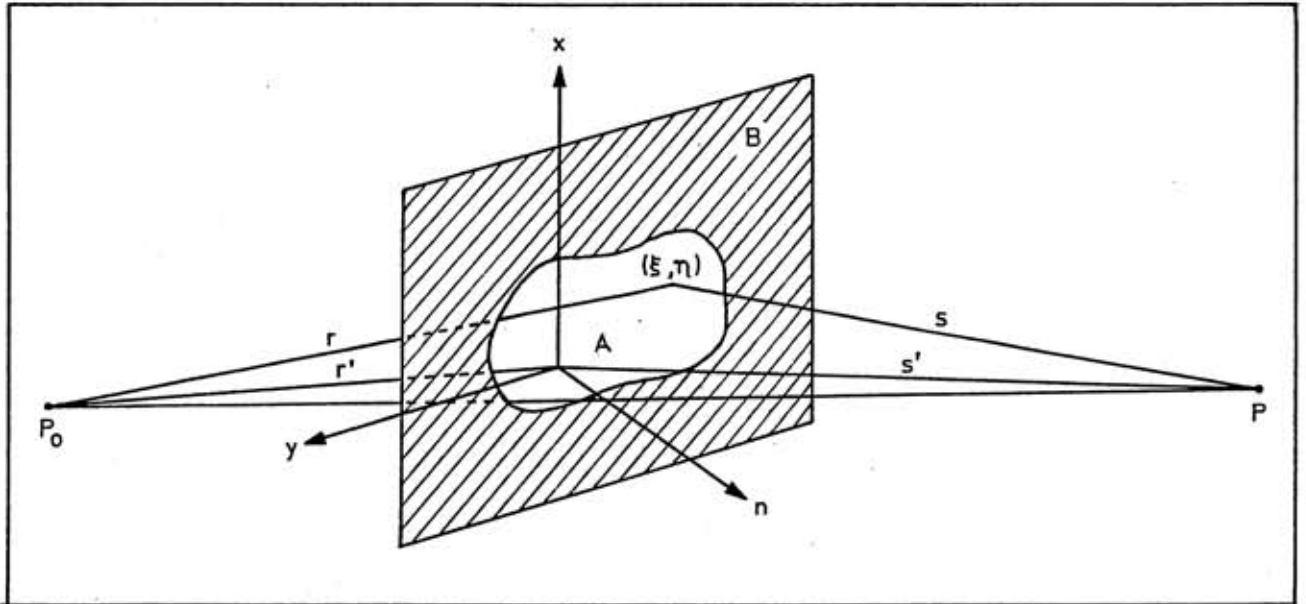


Fig. 2.2 Viser dei ulike storleikane i likning (2-3). B er eit uendeleg plan med ei opning A. x- og y-aksen ligg i same planet som opninga A.

Dersom eg no innfører eit kartesisk koordinatsystem, som vist på fig. 2.2, så kan likning (2-1) skrivast på forma,

$$U(P) = - \frac{i \cos \delta}{\lambda} \frac{A}{r's'} e^{ik(r'+s')} \iint_A e^{ikf(\xi, \eta)} d\xi d\eta \quad (2-3)$$

der funksjonen $f(\xi, \eta)$ er definert ved

$$f(\xi, \eta) = (\ell_0 - \ell)\xi + (m_0 - m)\eta + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) (\xi^2 + \eta^2) - \frac{(\ell_0 \xi + m_0 \eta)^2}{r'} - \frac{(\ell \xi + m \eta)^2}{s'} \right\} + \dots \quad (2-4)$$

og

$$l_0 = -\frac{x_0}{r'}, \quad l = \frac{x}{s'}$$

$$m_0 = -\frac{y_0}{r'}, \quad m = \frac{y}{s'}$$

Når verdien av $f(\xi, \eta)$ endrar seg med ei halv bølgjelengde, vil lysfeltet gå frå konstruktiv til destruktiv interferens (eller omvendt), og vi får det velkjende diffraksjonsmønsteret.

Vi har Fraunhoferdiffraksjon når vi kan sjå bort frå ledd med ξ og η av høigare orden enn to i likning (2-4). Matematisk vil dette gjelde berre i det grensetilfellet at både kjelda og observasjonspunktet er på uendeleg avstand frå diffraksjonsskjermen. Mindre strengt formulert kan vi seie at andreordens ledd ikkje vil gje nemneverdig tilskot til integralet (2-3) dersom

$$k \cdot \frac{1}{2} \left| \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) (\xi^2 + \eta^2) - \frac{(l_0 \xi + m_0 \eta)^2}{r'} - \frac{(l \xi + m \eta)^2}{s'} \right| \ll 2\pi$$

eller

$$|r'| \gg \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{\text{maks}}}{\lambda}$$

og

$$|s'| \gg \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{\text{maks}}}{\lambda}$$

(2-5)

Likning (2-5) er eit kriterium til å skilje mellom Fraunhofer- og Fresneldiffraksjon, men viser også at skiljet ikkje er skarpt definert.

KAP. III FRESNELDIFFRAKSJON

Innleiing

I dette kapitlet vil eg først vise at diffraksjonen om måneranda under ein okkultasjon er Fresneldiffraksjon, og så sjå nærare på diffraksjonsformelen (2-3).

Diffraksjonsfenomenet under okkultasjonen kan samanliknast med Fresneldiffraksjon av ei punktkjelde om ein rett kant av eit uendeleg halvplan. Stjerna tilsvarar punktkjelda og måneranda den rette kanten av det uendelege halvplanet (måneskiva). Intensiteten av punktkjelda som funksjon av avstanden til diffraksjonsplanet kan då beskrivast av Fresnelintegrala. Ei meir utførleg handsaming av Fresneldiffraksjonsteorien finn ein i Born og Wolf (1964).

3.1 Diffraksjonen om måneranda under ein okkultasjon

Under punkt 2.2 sette eg opp eit kriterium til å skilje mellom Fraunhoferdiffraksjon og Fresneldiffraksjon. Dette er uttrykt i (2-5).

Når månen okkulterer ei stjerne, er det ei rimeleg tilnærming å samanlikne måneranda, der okkultasjonen finn stad, med ein rett kant, og stjerna med ei punktkjelde. I kapittel 4 vil eg kome nærare attende til desse tilnærmingane.

Kriteriet (2-5) stiller krav til verdiane av koordinatane ξ og η , og frå fig. 3.1 finn eg at

$$-\infty < \xi < x_1 \quad \text{og} \quad -y_1 < \eta < y_1$$

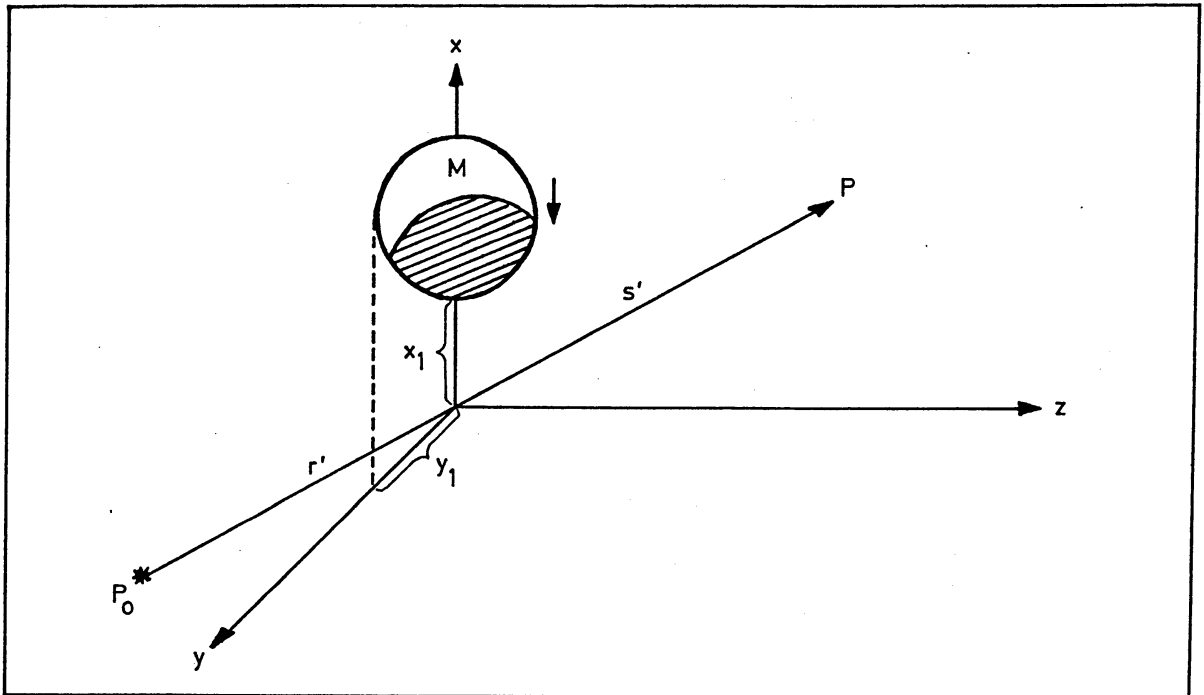


Fig. 3.1 Figuren viser ei stjerne (P_0), observatør (P) og månen (M) under ein okkultasjon.

Kravet til Fraunhoferdiffraksjon er ikkje oppfylt sidan $|\xi|$ kan verte uendeleg stor, og vi får Fresneldiffraksjon om måneranda under okkultasjonen.

3.2 Fresneldiffraksjon

Eg vil no gjere bruk av den generelle diffraksjonslikninga eg kom fram til i kapittel 2. Med utgangspunkt i den forma likninga er skriven på i (2-3), viser eg korleis ein kjem fram til ei spesiell likning som kan nyttast på Fresneldiffraksjonsproblem.

Likning (2-3) kan skrivast på forma

$$U(P) = B(C + iS) \quad (3-1)$$

der

$$B = - A \frac{i}{\lambda} \cos\delta \frac{e^{ik(r'+s')}}{r's'} \quad (3-2)$$

$$C = \iint_A \cos[kf(\xi, \eta)] d\xi d\eta \quad \left. \vphantom{C} \right\} \quad (3-3)$$

$$S = \iint_A \sin[kf(\xi, \eta)] d\xi d\eta$$

Intensiteten i punktet P kan då skrivast som

$$I(P) = |B|^2 (C^2 + S^2) \quad (3-4)$$

I rekkjeutviklinga av $f(\xi, \eta)$ i likning (2-4) må eg no ta med ledd av minst andre grad i ξ og η .

Eg velgjer det planet som opninga A ligg i til xy-plan. For å forenkla rekninga velgjer eg projeksjonen av linja P_0P på opningsplanet til x-retning (fig. 3.2). Eg innfører no retningsscosinuar definert ved likningane

$$l_0 = - \frac{x_0}{r'} = \sin\delta, \quad m_0 = - \frac{y_0}{r'} = 0, \quad n_0 = - \frac{z_0}{r'} = \cos\delta$$

$$l = \frac{x}{s'} = \sin\delta, \quad m = \frac{y}{s'} = 0, \quad n = \frac{z}{s'} = \cos\delta$$

der δ er vinkelen mellom linja P_0P og z-aksen.

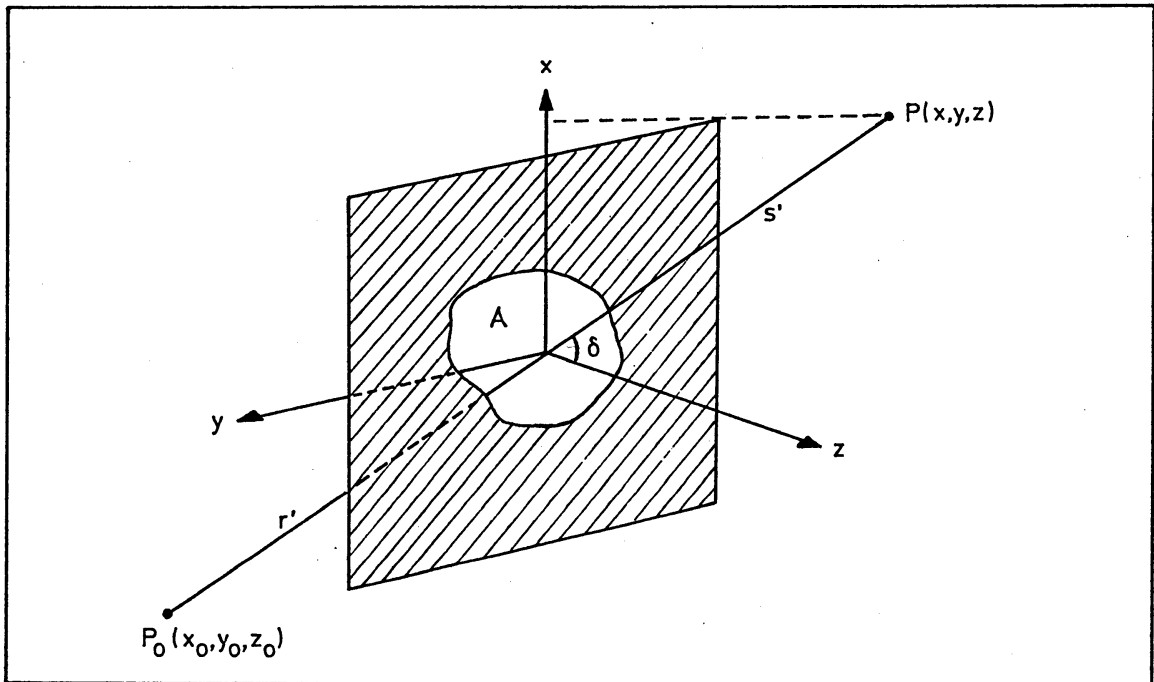


Fig. 3.2 Fresnel diffraksjon frå opninga av ein plan skjerm. P_0 er punktkjelda, P er observatøren og A er opninga i skjermen.

Likning (2-4) kan no forenklast til

$$f(\xi, \eta) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) (\xi^2 \cos^2 \delta + \eta^2) + \dots \quad (3-5)$$

Dersom eg ser bort frå ledd av høgare orden enn to, og brukar at $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, kan eg skriva integrala (3-3) som

$$\left. \begin{aligned} C &= \iint_A \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) (\xi^2 \cos^2 \delta + \eta^2) \right] d\xi d\eta \\ S &= \iint_A \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) (\xi^2 \cos^2 \delta + \eta^2) \right] d\xi d\eta \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

Integrandane i (3-6) kan forenklast meir ved substitusjon av to nye variablar u og v definert av (3-7).

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi}{2} u^2 &= \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) \xi^2 \cos^2 \delta \\ \frac{\pi}{2} v^2 &= \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) \eta^2 \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

Dei to integrala i (3-6) kan då skrivast på den enklare formen

$$\left. \begin{aligned} C &= b \iint_{A'} \cos \left\{ \frac{\pi}{2} (u^2 + v^2) \right\} du dv \\ S &= b \iint_{A'} \sin \left\{ \frac{\pi}{2} (u^2 + v^2) \right\} du dv \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

der

$$b = \frac{\lambda}{2 \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right) \cos \delta} \quad (3-9)$$

Integrasjonen i (3-8) går no over området A' i uv-planet. A' er ein transformasjon av A , gitt av (3-7).

3.3 Fresnelintegrala

Vi kan forenkle integrala i (3-8) dersom vi gjer bruk av identitetane

$$\begin{aligned} \cos \left[\frac{\pi}{2} (u^2 + v^2) \right] &= \cos \left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} v^2 \right) - \sin \left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) \sin \left(\frac{\pi}{2} v^2 \right) \\ \sin \left[\frac{\pi}{2} (u^2 + v^2) \right] &= \sin \left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} v^2 \right) + \cos \left(\frac{\pi}{2} u^2 \right) \sin \left(\frac{\pi}{2} v^2 \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Det kan visast at $C(\infty) = S(\infty) = \frac{1}{2}$, så kurva vil gå gjennom punktet $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. For $w = 0$ er $C(w) = S(w) = 0$, så kurva vil også gå gjennom origo. Av likning (3-11) ser vi at $C(-w) = -C(w)$ og $S(-w) = -S(w)$, altså er kurva symmetrisk om origo. La θ vere vinkelen som tangenten til kurva gjer med C-aksen. Då er

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{dS}{dC} = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} w^2 \right)$$

eller

$$\theta = \frac{\pi}{2} w^2 \tag{3-12}$$

Av likning (3-12) følgjer at θ aukar monotont med $|w|$.

Dersom $d\ell$ er eit infinitesimalt lengdeelement på kurva, så kan vi skrive

$$(d\ell)^2 = (dC)^2 + (dS)^2 = \left[\left(\frac{dC}{dw} \right)^2 + \left(\frac{dS}{dw} \right)^2 \right] (dw)^2 = (dw)^2 \tag{3-13}$$

Verdien av w representerer altså lengde av kurva målt frå origo.

Denne kurva er eit nyttig hjelpemiddel i forståinga av diffraksjonsmønsteret.

3.4 Fresneldiffraksjon om ein rett kant

Eit halvplan, avgrensa av ein rett kant og uendeleg i storleik i dei andre retningane, stengjer for noko av lysfeltet frå

punktkjelda P_0 . Ein observatør i punktet P ser då diffraksjon om den rette kanten av halvplanet. Eg vil her avgrense meg til det tilfellet at linja P_0P , og projeksjonen av P_0P på halvplanet (x -aksen), står normalt på den rette kanten av planet (fig. 3.4).

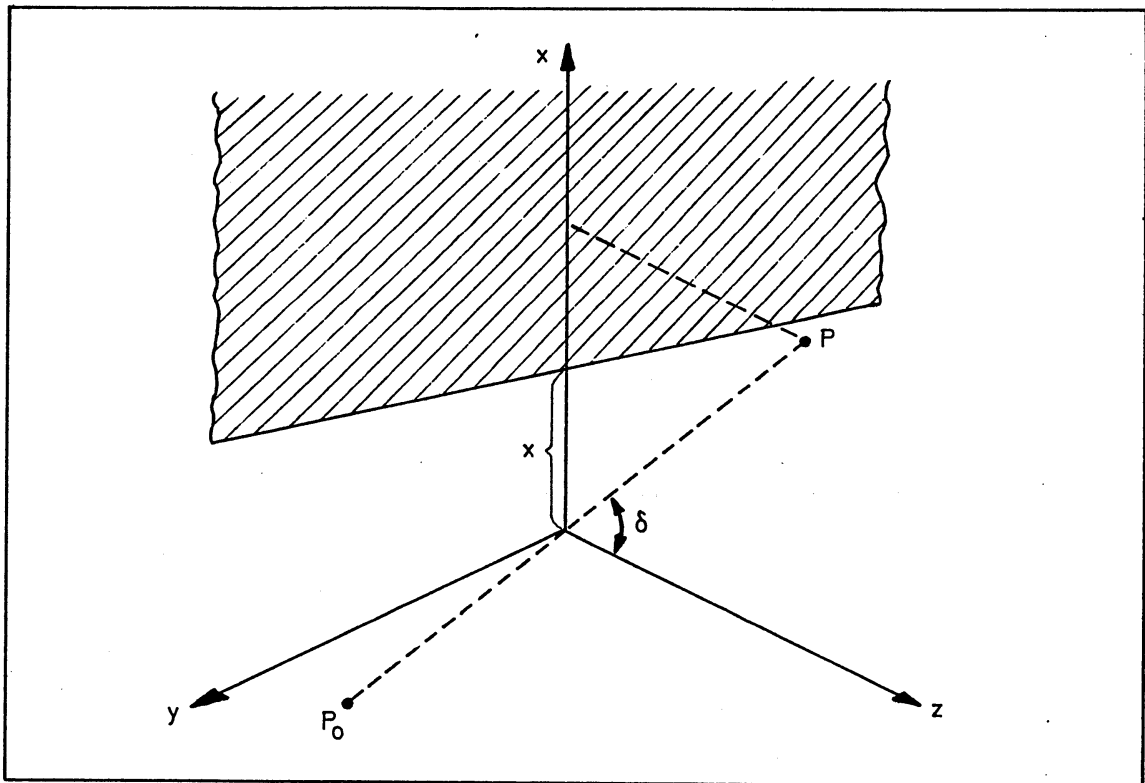


Fig. 3.4 Fresneldiffraksjon om ein rett kant. P_0 er punktkjelda og P observatøren.

Dersom x er avstanden frå origo (som ligg på linja P_0P) til kanten av planet, vert det aktuelle integrasjonsområdet for likningane (3-3)

$$-\infty < \xi < x \quad \text{og} \quad -\infty < \eta < \infty$$

eller uttrykt ved u og v i (3-7)

$$-\infty < u < \omega \quad \text{og} \quad -\infty < v < \infty \quad (3-14)$$

der

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right)} x \cos \delta \quad (3-15)$$

Når $x > 0$ ligg observasjonspunktet P i det opplyste området, og når $x < 0$ ligg P inne i den geometriske skuggen.

Brukar eg no (3-14) og (3-10) på likning (3-8) kan eg skrive diffraksjonsintegrala på forma

$$C = b \int_{-\infty}^{\omega} du \int_{-\infty}^{\infty} dv \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} v^2\right) - \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} v^2\right) \right\} \quad (3-16)$$

$$S = b \int_{-\infty}^{\omega} du \int_{-\infty}^{\infty} dv \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} v^2\right) + \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} v^2\right) \right\}$$

Frå dei tidlegare nemnde eigenskapane til Fresnelintegrala følgjer

$$\int_{-\infty}^{\omega} \cos\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau = C(\infty) + C(\omega) = \frac{1}{2} + C(\omega)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau = 1$$

og tilsvarende

$$\int_{-\infty}^{\omega} \sin\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau = \frac{1}{2} + S(\omega)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau = 1$$

Diffraksjonsintegrala (3-16) kan då omformast til

$$\left. \begin{aligned} C &= b \left\{ \left[\frac{1}{2} + C(\omega) \right] - \left[\frac{1}{2} + S(\omega) \right] \right\} \\ S &= b \left\{ \left[\frac{1}{2} + S(\omega) \right] + \left[\frac{1}{2} + C(\omega) \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3-17)$$

Intensiteten i lysfeltet finn eg no av likning (3-4)

$$I(P) = |B|^2 (C^2 + S^2) = 2|B|^2 b^2 \left\{ \left[\frac{1}{2} + C(\omega) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + S(\omega) \right]^2 \right\}$$

Dette kan skrivast som

$$I(P) = \frac{1}{2} I_0 \left\{ \left[\frac{1}{2} + C(\omega) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + S(\omega) \right]^2 \right\} \quad (3-18)$$

der

$$I_0 = 4|B|^2 b^2 = \frac{|A|^2}{(r'+s')^2}$$

Ved hjelp av Cornu-spiralen (fig. 3.3) kan eg no danne meg eit bilete av intensitetsfunksjonen (3-18). Men først skriv eg likning (3-18) på forma

$$2I/I_0 = \left(\frac{1}{2} + C(\omega) \right)^2 + \left(\frac{1}{2} + S(\omega) \right)^2 \quad (3-19)$$

Høgresida er her lik kvadratet av avstanden frå det asymptotiske punktet $(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ til eit punkt ω på spiralen. Dersom observa-

sjonspunktet ligg i det opplyste området ($\omega > 0$) vil I/I_0 svinge med minkande amplitude for veksande ω , som fig. 3.5 viser. For grensetilfellet $\omega \rightarrow +\infty$ vil $I/I_0 \rightarrow 1$, noko som vi kunne forvente ut frå geometrisk optikk. For det andre grensetilfellet at ω er mindre enn null og går mot minus uendelig, vil I/I_0 vere større enn null, men minke monotont mot null. For $\omega = 0$, som svarar til kanten av den geometriske skuggen, er $I/I_0 = 1/4$, og maksimal intensitet har vi for $\omega \approx 1.25$, som gjev $I \approx 1.37 I_0$. Alle desse opplysningane om intensitetsfunksjonen får vi ut av Cornuspiralen når vi brukar samanhengen i likning (3-19) mellom I/I_0 og avstanden frå det asymptotiske punktet $(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ i CS-planet, til ein ω -verdi.

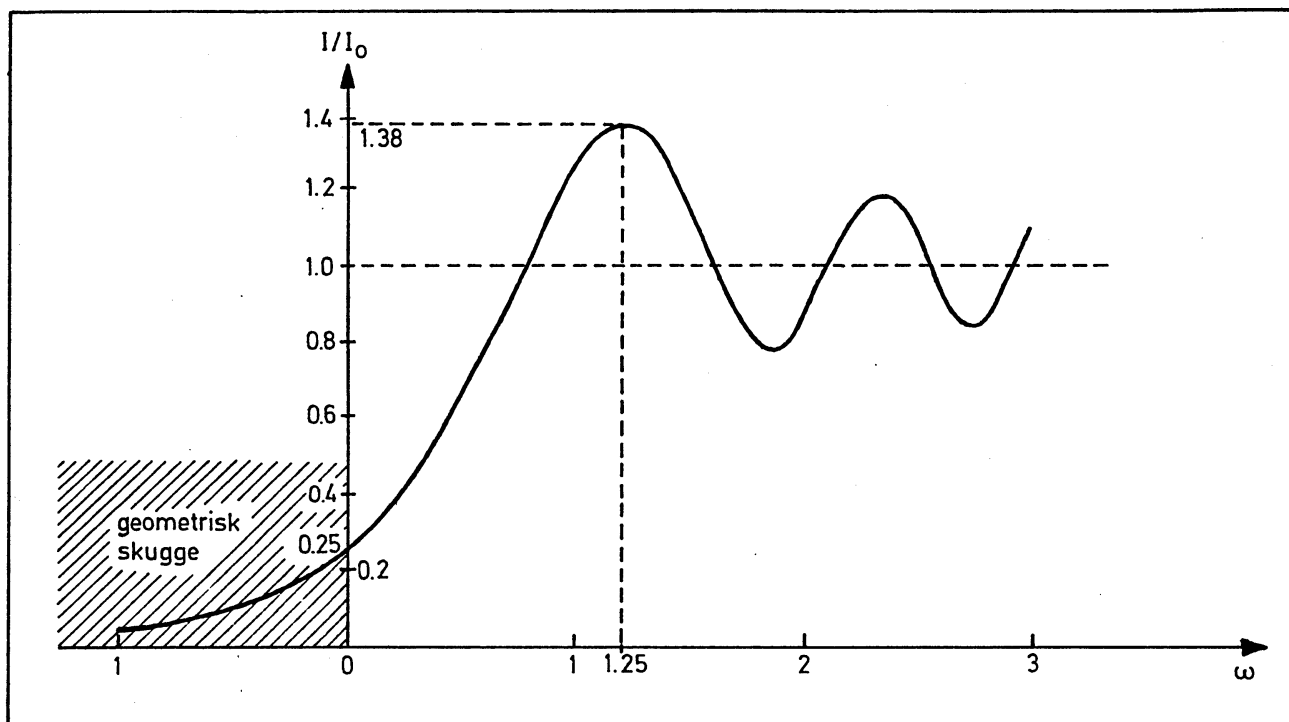


Fig. 3.5 Fresnel diffraksjon om ein rett kant. Figuren viser den normerte intensiteten som funksjon av avstanden til kanten.

KAP. IV DIFFRAKSJONSTEORIEN BRUKT PÅ MÅNEOKKULTASJONAR

Innleiing

Når månen okkulerer sterke stjerner og planetar kan det observerast med det berre auge. Desse fenomena har vore observert frå tidlege tider og må ha gjort stort inntrykk, noko historiske nedteikningar syner. Etter 1950 har okkultasjonar igjen vorte eit attraktivt fenomen å observere. Moderne teknikk både på observasjons- og analysesida gjer at vi kan vinne verdifull informasjon om stjerna og månen ut frå slike observasjonar.

4.1 Historikk

Banerørsla til månen fører kvart døgn til at ei eller fleire moderat sterke stjerner forsvinn bak månen på austsida og kjem fram på vestsida. Vi seier at månen okkulerer stjerna. Saman med sol- og måneformørkingar, høyrer okkultasjonar til blant dei eldste astronomiske fenomena som er nedteikna (Evans - 1977a).

Den 4. april 357 f.Kr. såg Aristoteles at månen okkulterte Mars. Dette var eit avgjerande prov på at bana til Mars låg på større avstand frå jorda enn bana til månen. I 1497 såg Kopernikus ein okkultasjon av Aldebaran. Det er klart at i tida etter Kopernikus må det ha vore observert fleire okkultasjonar av stjerner, ikkje minst etter at kikkerten vart teken i bruk til astronomiske observasjonar. Men observasjonane var lite påakta fordi ein ikkje såg nokon astronomisk verdi i dei.

Først rundt 1750 vart ein interessert i okkultasjonsobservasjonar igjen. J.J.L. de Lalande viste då at observasjonar av den same okkultasjonen gjort frå ulike geografiske posisjonar, kunne gje informasjon om lengdegradsdifferansen mellom observatørane. Så seint som i 1950-åra brukte John O'Keefe ein moderne versjon av denne teknikken til å fastleggje posisjonane til nokre Stillehavsoyar.

To observasjonar før 1750 må også nemnast. I 1637 observerte Jeremiah Horrocks månen i det han passerte gjennom Pleiadenene. Alle stjernene som vart okkulterte, forsvant brått bak måneranda utan at han kunne observere nokon gradvis reduksjon i lysstyrken til stjerna. Han konkluderte med at vinkeldiameteren til stjernene var svært liten, og at stjernene kunne sjåast på som punktforma. Den andre viktige observasjonen gjorde Jacques Cassini då han 21. april 1720 observerte ein okkultasjon av stjerna γ Virginis. Han kunne tydeleg sjå at okkultasjonen skjedde i to steg, altså var stjerna ei dobbelstjerne. Direkte observasjonar av stjerna kunne berre såvidt løysa ho opp i to komponentar. Denne observasjonen viste at for oppløysing av nære dobbelstjerner var det ikkje noko metode som kunne måle seg med okkultasjonsobservasjonar.

Dette var den rolla okkultasjonsobservasjonar ved måneranda hadde fram til 1908. Då starta ein diskusjon om desse observasjonane som skulle vise seg å vare i seksti år. Han som starta diskusjonen var P.A. MacMahon (MacMahon - 1908), og temaet var om ein kan finne vinkeldiameteren til ei stjerne ved å observere ein okkultasjon med god tidsoppløysing. MacMahon ville la lyset

frå stjerna verte registrert på ein film som gjekk med stor fart. Ei stjerne med ein vinkeldiameter på $0''.001$ vert okkultert i løpet av $0^s.002$. For å få eit brukbart resultat måtte MacMahon krevje ei eksponeringstid som ikkje var større enn $0^s.001$. Dette låg heilt på grensa av kva eksisterande teknikk kunne klare. Men MacMahon meinte at dette var ein teknikk det var verdt å prøve ut.

Tankegangen til MacMahon vart straks kritisert av Arthur Eddington (1908) fordi han var mangelfull. MacMahon hadde sett på okkultasjonen som eit reint geometrisk problem, men bølgenaturen til lyset vil gje diffraksjon om måneranda, som vist på fig. 4.1.

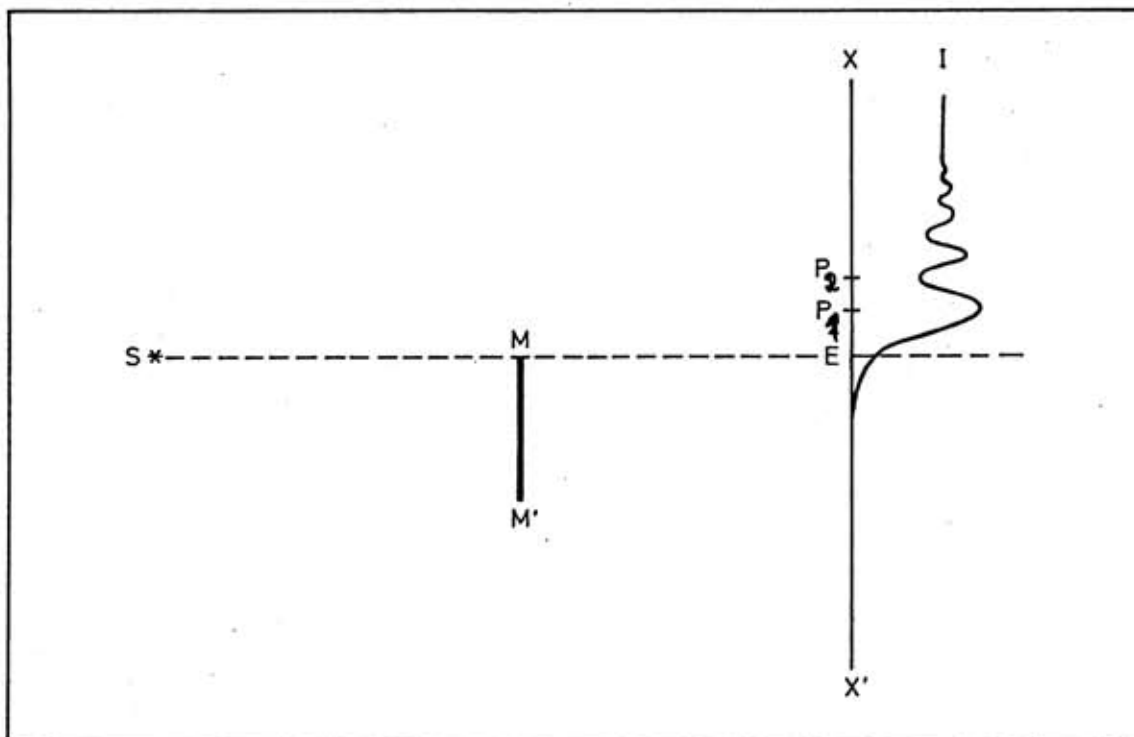


Fig. 4.1 Illustrerer diffraksjonskurva ein får frå stjerna S under ein okkultasjon. MM' = månen, XX' = skjerm i posisjonen til observatøren, E = geometrisk skuggегrense, P_1 og P_2 = posisjonane på skjermen for hovudmaksimum og minimum.

Eddington viste at resonnementet til MacMahon ville føre til ein diameter på $0''.008$ for ei punktkjelde. Dette var ein rein diffraksjonseffekt. Berre for stjerner med større vinkeldiameter ville ein slik observasjon gje eit fornuftig resultat.

Diffraksjonseffekten sette ein stoppar for den enkle modellen til MacMahon, men ikkje for tanken om å nytte okkultasjonsobservasjonar til å bestemme vinkeldiameteren til stjerner. Interessa vart no vekt for eit grundig studium av diffraksjonsmønsteret og korleis dette vert påverka av ei utstrekt kjelde.

Ein forbløffande observasjon vart rapportert av M.A. Arnulf (1936). I åra 1931-33 var han på Meudon-observatoriet og gjorde då fleire forsøk på å observere okkultasjonar og å registrere dei på ei roterande fotografisk plate. Han lukkast i å observere Regulus (α Leo) og registrerte eit diffraksjonsmønster som bestod av dei to første maksima. Ut frå dette kom han fram til ein vinkeldiameter for Regulus på $0''.0018 \pm 0''.0003$. Analysemetode som han nytta, er ukjend, så det er vanskeleg å vurdere nærare resultatet. Men i 1968 vart stjerna observert med intensitetsinterferometer (Hanbury Brown, Davis & Allen - 1974), og det gav ein vinkeldiameter på $0''.0013 \pm 0''.0001$, altså svært nær verdien til Arnulf.

Med 2.5 m teleskopet på Mount Wilson-observatoriet gjorde A.E. Whitford (1939) dei første hurtigfotometriske okkultasjonsobservasjonane. Han brukte ei fotoelektrisk celle som saman med ein forsterkar vart kopla til eit oscilloskop. Dette vart så filma. Katodestrålen på oscilloskopet gjekk berre i vertikal

retning, så filmrørsla utgjorde tidskoordinaten. Den 6. sept. 1938 observerte han ein okkultasjon av β Cap under gode forhold. Observasjonen (fig. 4.2) viste klare teikn til diffraksjonsmønster, og Whitford drog den slutning at månen ikkje kunne ha nokon nemneverdig atmosfære. Sjølv ein faktor 10^{-4} tynnare atmosfære enn på jorda ville ha øydelagt diffraksjonsmønsteret.

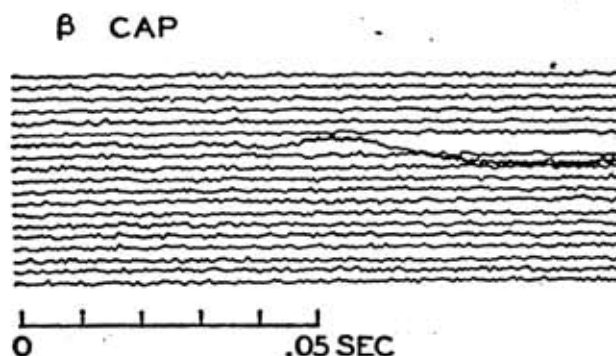


Fig. 4.2 Okkultasjonsobservasjon av β Cap i 1938. Vi ser ein del av det spiralerande sporet på filmen. Tida aukar frå venstre mot høgre og nedanfrå og oppover (Whitford - 1939).

Omlag samstundes som Whitford publiserte observasjonane sine, viste J.D. Williams (1939) at vinkeldiameteren til ei stjerne kunne bestemast ut frå diffraksjonsmønsteret. Og han gav ei metode for analysen av dette. Metoda bygde på tilnærminga at måneranda er ein skarp, rett kant. Diffraksjonen om måneranda kunne då handsamast som Fresneldiffraksjon om ein rett kant. Den observerte kurva frå ei punktkjelde kan samanliknast med diffraksjonsmønsteret på fig. 3.5. Fluksen i avstand

ω frå måneranda er

$$I(\omega) = \frac{1}{2} I_0 \{ [\frac{1}{2} + C(\omega)]^2 + [\frac{1}{2} + S(\omega)]^2 \} \quad (4-1)$$

der $C(\omega)$ og $S(\omega)$ er Fresnelintegrala (sjå pkt. 3.3). Williams ville finne $I(\omega)$ for små, utstrekke kjelder av dimensjon $\Delta\omega$, og integrerte fluksen over dette intervallet. På den måten kunne han konstruere kurver for ulike verdier av $\Delta\omega$ som så kunne samanliknast med observasjonar. Ved hjelp av kurvetilpassing kunne han så bestemme vinkeldiameteren til stjerna. Sjølv om metoda var mangelfull, m.a. korrigererte han ikkje for effekten av ei endeleg bandbredde, vart dette eit viktig steg framover for den vitenskaplege verdien av okkultasjonsobservasjonar.

I byrjinga av 1950-åra vart det gjort ein serie fotoelektriske okkultasjonsobservasjonar av Antares i Pretoria (Evans et al. - 1953) og i Cape Town (Cousins og Guelke - 1953). Observasjonane gav Antares ein vinkeldiameter på $0''.041 \pm 0''.001$ (Evans - 1957). Resultatet var sterkt omdiskutert, og Royal Astronomical Society stempla observasjonametoda som lite brukbar. Diskusjonen gjekk i hovudsak på kva effekt ei ujamn månerand har på diffraksjonskurva og kva innverknad dette har på resultatet av analysen.

På 1960-talet hadde kvaliteten på det fotoelektriske utstyret betra seg vesentleg, og dermed også observasjonskvaliteten. Moderne datateknikk både i innsamling av data og analysen av dei gjorde det no mogeleg å observere okkultasjonar med liten

arbeidsinnsats før og etter observasjonen. Denne type observasjoner starta no opp på Lowell-observatoriet (Rakos - 1967) og på McDonald-observatoriet (Nather og Evans - 1970).

På McDonald-observatoriet har dette programmet gått som ein fast rutine. Dei har til no observert rundt 2000 okkultasjonar og bestemt vinkeldiameteren på 12 stjerner. I dag er det eit tjuetals observatorier som observerer okkultasjonar. Nokre har det som fast rutine, og andre observerer berre spesielle okkultasjonar av dobbelstjerner og raude kjempestjerner som har stor vinkeldiameter. Tilsaman har ein no bestemt vinkeldiameteren på 35 stjerner (Barnes, Evans, Moffet - 1978) ut frå okkultasjonsmålingar, og ca. 10% av alle observasjonane har vist seg å vere nye dobbelstjerner (Evans - 1977a).

4.2 Fresneldiffraksjonen tilpassa okkultasjonskurva

Når månen kryssar synslinja frå ein observatør til ei stjerne, kastar han ein skugge som går med stor fart over jordoverflata. Kanten av skuggen er ikkje skarp, men er eit mønster av lyse og mørke band, diffraksjonsmønsteret.

J.D. Williams (1939) viste at diffraksjonen om måneranda kan samanliknast med den velkjende Fresneldiffraksjonen om ein skarp, rett kant. Den observerte kurva kan då samanliknast med teoretiske kurver som er avhengig av nokre få karakteristiske storleikar. Desse kan varierast til vi oppnår best mogeleg tilpassing. Fig. 4.3 viser eit eksempel på kurvetilpassing av ein okkultasjonsobservasjon. En viktig parameter i denne til-

passinga er den relative farta måneranda har i retning stjerna, sidan han avgjer abscisseskalen til kurva.

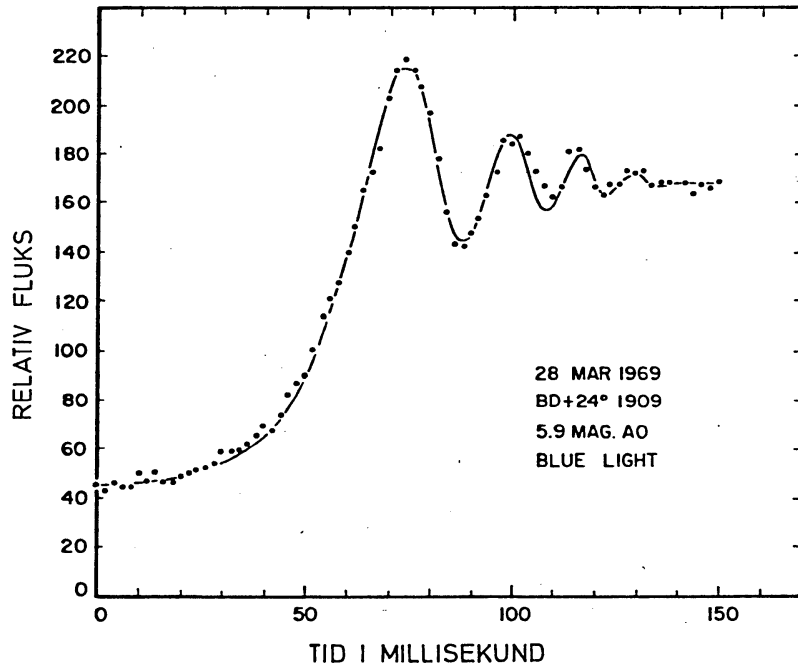


Fig. 4.3 Okkultasjonsobservasjon av ei stjerne. Den trekte linje representerer den teoretiske kurva til ei punktforma stjerne. Denne gav best tilpassing til observasjonen (Nather og Evans - 1971).

For å kunne skalere dei teoretiske kurvene ser eg på likning (3-15) som gjev

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{s'} \right)} \times \cos \delta$$

der r' og s' er avstandane observatør/månerand og månerand/stjerne, og δ er vinkelen mellom synslinja frå observatør til stjerne og normalen på måneranda gjennom observatøren (sjå fig. 3.4). Denne likninga kan forenklast ein del for måneokkulta-

sjonar då $1/s' \approx 0$ og $\delta = 0$. Kallar eg avstanden mellom observatør og månerand for D , kan ω skrivast som

$$\omega = \left(\frac{2}{\lambda D}\right)^{\frac{1}{2}} x$$

eller

$$x = \omega \left(\frac{\lambda D}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-2)$$

$\omega = 1$ vert kalla den naturlege eininga, og for $\lambda = 5300 \text{ \AA}$, $D = 3.8 \cdot 10^8 \text{ m}$ tilsvarar ei naturleg eining ca. 10 m.

Dei skalerte, teoretiske kurvene kan samanliknast direkte med dei observerte.

Likning (4-2) er avhengig av bølglengda, så ein observasjon som ikkje er monokromatisk må korrigerast for effekten av bandbredda.

I praksis er det vanleg å dele bandbredda inn i intervall på 100 Å. Kwart intervall får tilordna ei karakteristisk bølglengde som vert nytta i utrekninga av diffraksjonsmønsteret. Det endelege diffraksjonsmønsteret vert då summen av alle desse "monokromatiske" diffraksjonsmønster, vekta etter den samla responsfunksjonen for systemet. Stor bandbredde fører til utsmøring av diffraksjonsmønsteret.

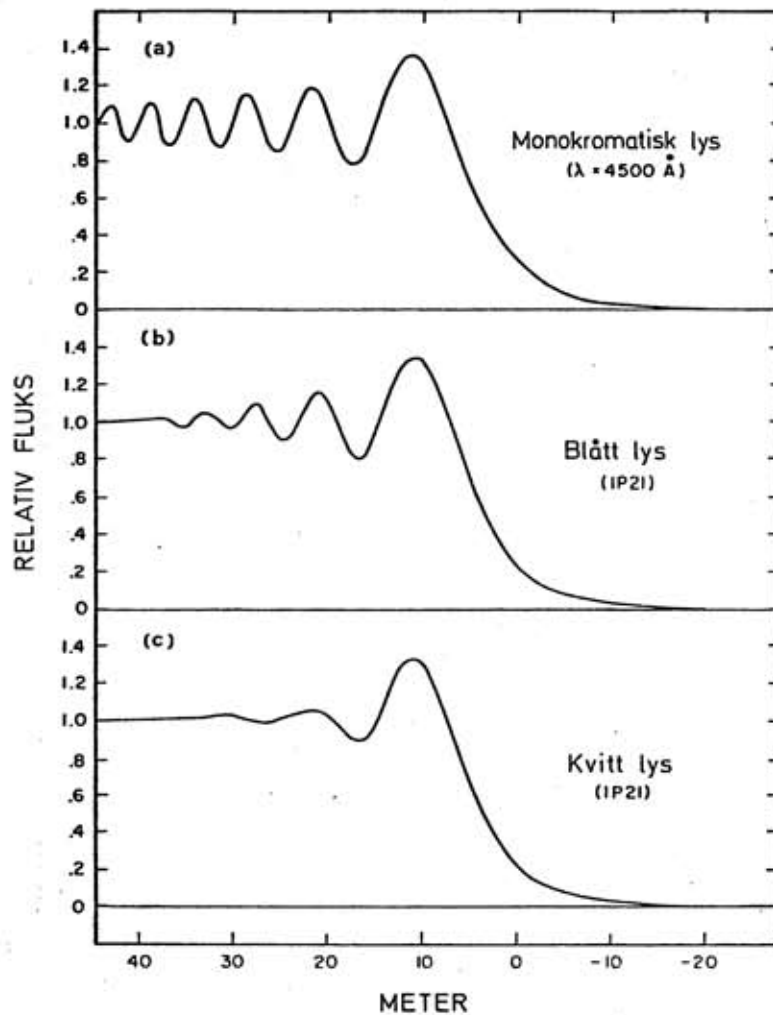


Fig. 4.4 Teoretiske diffraksjonsmønstre. Kurvene viser effekten av aukande optisk bandbredde (Nather og Evans - 1971).

Verdien av ω vil vere ulik for to monokromatiske kjelder λ_1 og λ_2 . Dette kan tolkast som at dei to kjeldene har ulike avstander til måneranda. Ei summering av desse to kurvene som er forskyvde i høve til kvarandre, vil klart føre til ei utsmøring av diffraksjonsmønsteret.

Som nemnd tidlegare kan diffraksjonsmønsteret til ei monokromatisk punktkjelde beskrivast av likning (4-1). Men dersom kjelda har ei endeleg utstrekning må likninga korrigerast for dette. Ei utstrekt kjelde fører til utsmøring av diffraksjonskurva. Effekten som ei utstrekt kjelde har på diffraksjonsmønsteret er direkte samanliknbar med bandbreddeeffekten.

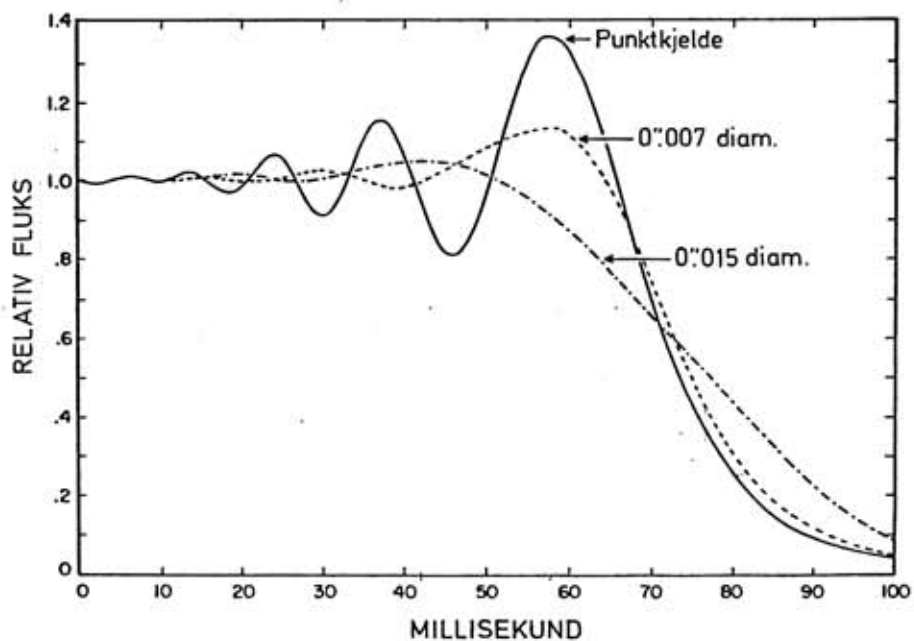


Fig. 4.5 Teoretiske diffraksjonskurver viser effekten av ei utstrekt kjelde (McGraw, Wells, Wiant - 1973).

Den mest openberre effekten av ei utstrekt kjelde, samanlikna med ei punktkjelde, er reduserte amplituder på kurva. Men for store kjelder ser vi også at maksima går mot større verdiar av ω .

Frå fig. 4.6 ser vi at hovudmaksimum ligg 1.22 naturlege einingar frå okkultasjonspunktet, for stjerner med vinkeldiameter mindre enn 0".007, men for større stjerner aukar avstanden med diameteren.

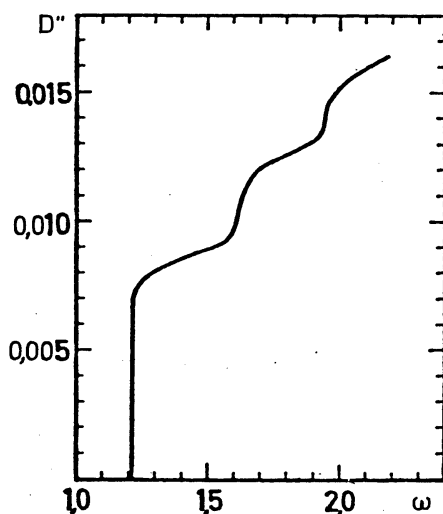


Fig. 4.6 Avstanden til hovudmaksimum på kurva gjeven i naturlege einingar, som funksjon av vinkeldiameteren til stjerna (Rakos - 1967).

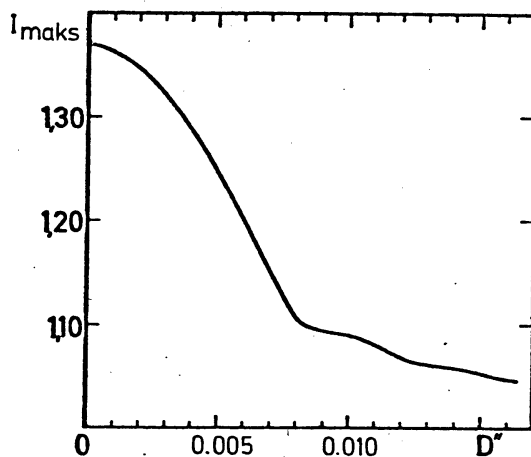


Fig. 4.7 Den relative fluksen ved hovedmaksimum som funksjon av vinkeldiameteren til stjerna (Rakos - 1967).

Sjølv om posisjonen til hovudmaksimum ikkje endrar seg for stjerner mindre enn $0''.007$, så viser fig. 4.7 at fluksen ved maksimumet avtek sterkt frå punktkjelde til kjelde med diameter på $0''.007$. For større stjerner minkar fluksen ved

maksimumet monotont med storleiken.

Dersom vi måler fluksen ved hovudmaksimum og avstanden det har frå okkultasjonspunktet, kan vi seie noko om diameteren til stjerna ut frå figurane 4.6 og 4.7.

Når vi i praksis skal korrigere punktkjeldemønsteret for ein vinkeldiameter, tenkjer vi oss stjerneskiva delt opp i striper parallelle med måneranda. Kvar stripe vert erstatta av ei punktkjelde med ein fluks lik den til stripa, og plassert i ein avstand frå randa lik den midlare avstanden til stripa. Det endelege diffraksjonsmønsteret vert då summen av mønstera frå alle desse tenkte punktkjeldene (Rakos - 1967). Sidan punktkjeldene har ulike avstandar til måneranda, vil kurvene ikkje samanfalle, og resultatet av summeringa vert reduserte amplituder, og forflytting av maksima når diameteren vert stor nok.

Böhme (1978) viser at vi må dele stjerneskiva opp i eit visst antal striper for at usikkerheten i diameteren skal verte mindre enn 10%. Dette antalet er avhengig av diameteren.

Tabell 4.1 Antal striper n som ei stjerne med vinkeldiameter d må delast i for at usikkerheten skal verte mindre enn 10%.

d''	0.030	0.020	0.015	0.010	≤ 0.005
n	20	13	10	7	5

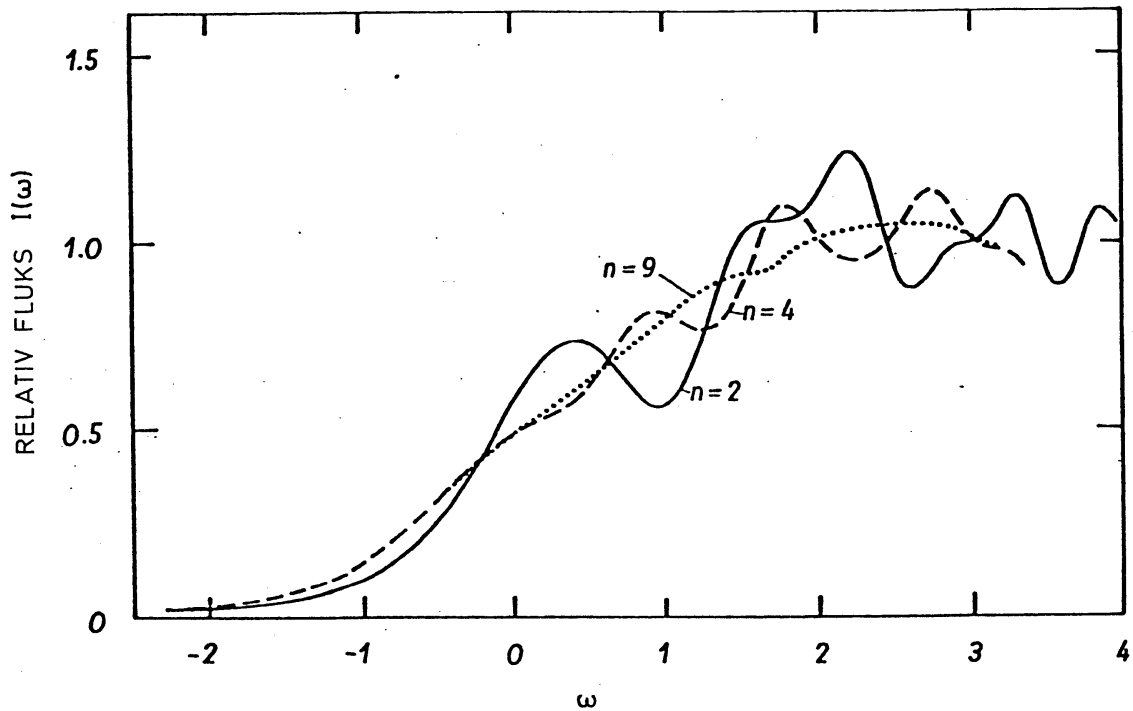


Fig. 4.8 Viser diffraksjonskurva til ei stjerne med diameter 0".022 når denne er tilnærma med n antal punktkjelder.

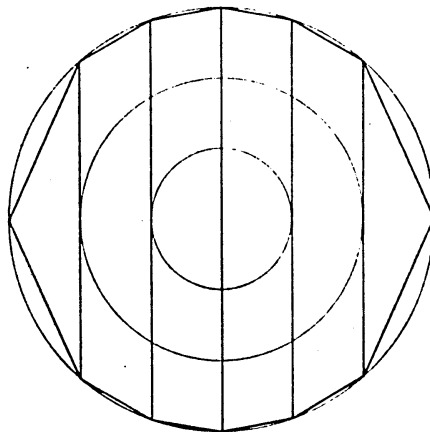


Fig. 4.9 Oppdelinga av stjerneskiva i striper og konsentriske sirklar for å kunne ta omsyn til randformørkinga (Morbey og Hutchings - 1971).

I ein slik modell kan vi også ta omsyn til randformørking ved å dele stjerneskiva opp i konsentriske sirklar av ulik flatelysstyrke i tillegg til dei parallelle stripene. Fig. 4.9 viser ein slik modell.

Når vi skal rekne ut diffraksjonsmønsteret til ei dobbelstjerne, summerer vi mønsteret til to punktkjelder. Desse to diffraksjonskurvene er forskyvde i høve til kvarandre tilsvarande den projiserte avstanden mellom komponentane inn på måneranda. Har dei to stjernene ulik fluks, må diffraksjonsmønsteret vektast i høve til fluksen når dei skal summerast. Er avstanden stor, får vi to åtskilte diffraksjonsmønster som på fig. 4.10.

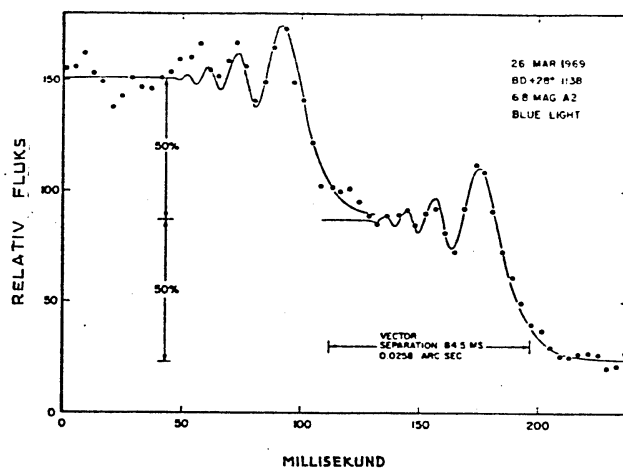


Fig. 4.10 Klart separerte diffraksjonsmønster viser at dette er ei dobbelstjerne (Nather og Evans - 1971).

Når avstanden mellom komponentane er liten, får vi ikkje lenger to åtskilte mønster, og summen av dei to kan resultere

i ei merkeleg kurve. Eit eksempel på dette er observasjonen på fig. 4.11.

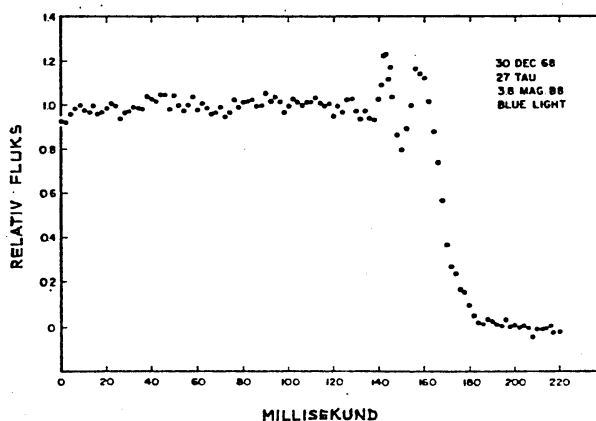


Fig. 4.11 Okkultasjonskurva av Atlas viser eit unormalt diffraksjonsmønster med andre maksimum større enn første (Nather og Evans - 1971).

Figur 4.12 viser at den observerte okkultasjonskurva på fig. 4.11 kan tolkast som summen av diffraksjonskurvene til to punktkjelder som har ein projisert avstand seg i mellom på $0''.0061$.

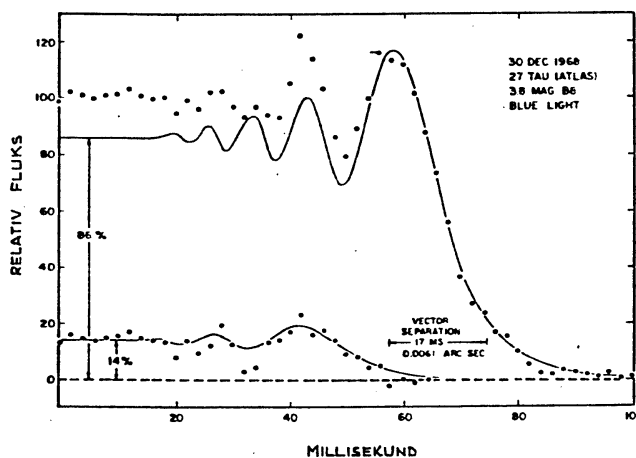


Fig. 4.12 Det unormale mønsteret på fig. 4.11 oppløyst til summen av to punktkjeldemønster med ein vektorseparasjon på $0''.0061$ (Nather og Evans - 1971).

Observasjonen av β Sco (fig. 4.13) viser styrken til denne observasjonsteknikken. Under gode forhold gjev han ei vinkeloppløysing som ikkje kan samanliknast med nokon eksisterande teknikk.

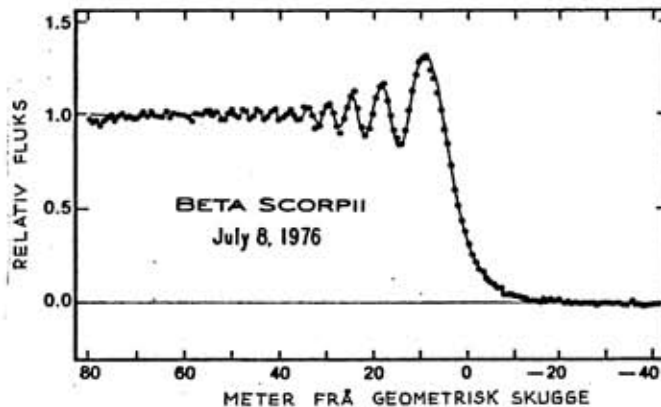


Fig. 4.13 Denne perfekte okkultasjonskurva er observert av W. van Citter på McDonald observatoriet. Analysen viser at stjerna er dobbel med ein vinkelseparasjon på berre $0''.0006$ (Evans - 1977b).

4.3 Faktorar som kan forvrengje diffraksjonskurva

Eg vil no sjå nærmare på tilnærminga av okkultasjonen med Fresneldiffraksjon om ein rett kant, og spesielt undersøkje kva effekter som må korrigerast for.

Det observerte diffraksjonsmønsteret avvik frå det teoretiske Fresnelmønsteret på grunn av interferenseffekter. Desse kan ha si årsak i observasjonsutstyret, atmosfæra og måneranda.

Nokre av effektane kan vi korrigere for medan andre kan føre til at observasjonen må forkastast.

Utstyret:

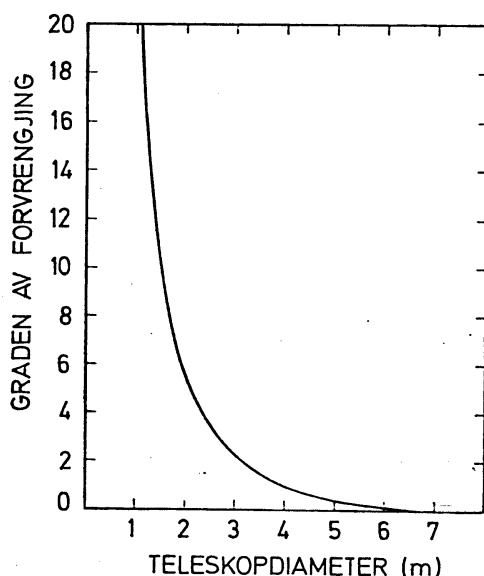


Fig. 4.14 Graden av forvrenging av diffraksjonskurva som funksjon av teleskopdiameteren (Morbey - 1974).

Forvringingsparameteren på fig. 4.14 er definert av Morbey (1974) slik at forvrenginga avtek med veksande verdi. For store teleskop vil den eine kanten av spegelen sjå okkultasjonen nokre millisekund før den motsette kanten. Dette vil føre til ei utsmøring av diffraksjonsmønsteret, forvrenging, som den observerte kurva må korrigerast for. Men eit stort teleskop gjev eit betre signal til støy høve enn eit lite, så korrigerer vi for forvrenginga, vil vi vinne på å bruke eit stort teleskop (Ridgway et al. - 1979).

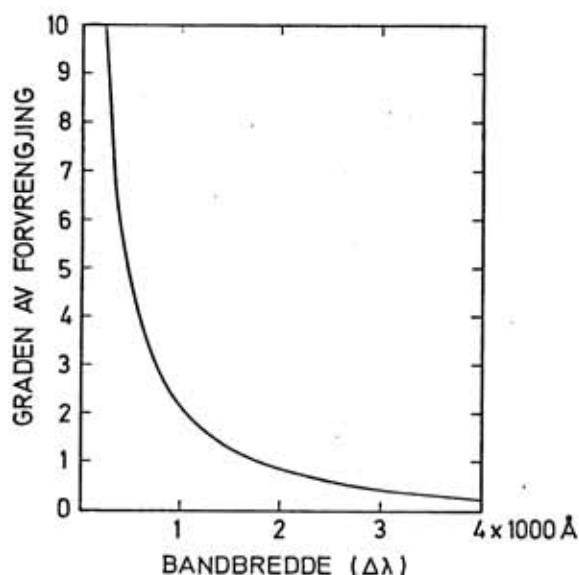


Fig. 4.15 Graden av forvrenging av diffraksjonskurva som funksjon av den optiske båndbredda (Morbey - 1974).

Å observere med ei bandbredde på 1000 Å gjev same graden av forvrenging som når vi observerer med eit 3 m teleskop (fig. 4.15). Dette tilsvarar også effekten av ei utstrekt kjelde på rundt 0".0015.

Atmosfæra: Forvrenginga av diffraksjonsmønsteret når lyset går gjennom atmosfæra kan skuldast anten scintillasjon eller seeing.

Scintillasjonen (sjå 8.4 for grundigare handsaming) interfererer direkte med okkultasjonskurva sidan han har ei tilsvarende effektkurve (eng.: power spectrum) som okkultasjonssignalet. Forvrengingsgraden kan definerast som høvet mellom hovudmaksimumet og scintillasjonsamplituda. Knoechel og Heide (1978) har vist at scintillasjon kan føre til stor usikkerhet i diametermålingar medan andre (Ridgway et al. - 1979) har hevda

at scintillasjonen i hovudsak er for lavfrekvent til at han har nokon særleg effekt. Denne tankegangen var også årsak til at ein inntil 1978 ikkje hadde gjort nokon freistnad på å korrigere for scintillasjonen. Knoechel og Heide (1978) viser at dei kan korrigere effektivt for scintillasjonen dersom dei gjer ei auto-korrelasjonsanalyse av han rett før okkultasjonen, og så bruker denne analysen til å korrigere observasjonen med.

Denne metoda har no vorte adoptert av fleire grupper, og må sjåast på som eit vesentleg framsteg i reduksjonen av måle-usikkerheten.

Seeing arter seg som ei vandring av stjerna og/eller ut-smøring av ho til ei skive, seeing-skiva. Dersom ikkje felt-blendaren er stor nok til at han rommer heile seeing-skiva, eller vandringa av stjerna, vil vi få store variasjoner i den målte fluksen. Og dermed også forvrenging av diffraksjonskurva som forutset ein konstant fluks utanfor diffraksjonsområdet. Heile diffraksjonskurva vert normert ut frå dette konstante nivået. Dersom feltblendaren er stor nok, har ikkje seeingen nokon praktisk innverknad på kurva (Young - 1971b).

Måneranda: Eit tema som har vore mykje diskutert i samband med okkultasjonsobservasjonar er tilnærminga av måneranda med ein rett kant. Og spørsmålet har vore kva effekt ei ujamn rand har på diffraksjonskurva. Vi kan dele problemet i to ved å sjå på ei ujamn måneoverflate langs synslinja og normalt på ho. I det første tilfellet kan vi tilnærme randa med ei serie rette kantar i ulike avstandar D frå observatøren (Murdin - 1971). Sjølv med ein ΔD på 10 km mellom kantane fører det til ei forvrenging

som utgjør berre nokon mikrosekund for okkultasjonstidspunktet, og er difor neglisjerbart.

I det andre tilfellet ser vi normalt på den ujamne måneranda, og spørsmålet er kor stor del av randa som kan vere ujamn før vi får forvrenging av diffraksjonskurva.

Diffraksjons- og interferenseffekter kan berre opptre med koherent eller delvis koherent lys. Graden av koherens i lyset frå ei utstrekt kjelde med radius ϕ , avtek med avstanden frå synslinja og er null for ein avstand på $0.61 \lambda/\phi$. For $\phi = 0''.001$ og $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ tilsvarar dette ca. 60 m. Det er altså ein relativt stor del av randa som kan påverke mønsteret. Men i praksis vert dette redusert til ca. 40 m på grunn av ei endeleg optisk bandbredde som sløkkjer ut dei finaste diffraksjonsbanda. Ei ujamn rand på større avstand enn 40 m frå okkultasjonspunktet vil ha lita eller inga innverknad på diffraksjonsmønsteret.

Når denne skalaen er slått fast, må vi undersøkje kor store avvik vi kan ha frå den jamne randa før det forvrengjer kurva, og korleis det gjev seg utslag på kurva.

Diercks og Hunger (1952) var mellom dei første som rekna på kva effekt høgder og søkk på måneranda hadde på diffraksjonskurva. Dei påpeikte at ei ujamn månerand kan forvrengje okkultasjonskurva til ei form som er samanliknbar med kurva frå ei utstrekt kjelde. Ein slik observasjon kan difor vere årsak til feil informasjon om stjerna.

Problemet er difor korleis vi i eit gitt tilfelle kan skilje mellom randeffekt og reelle avvik frå ei punktforma kjelde.

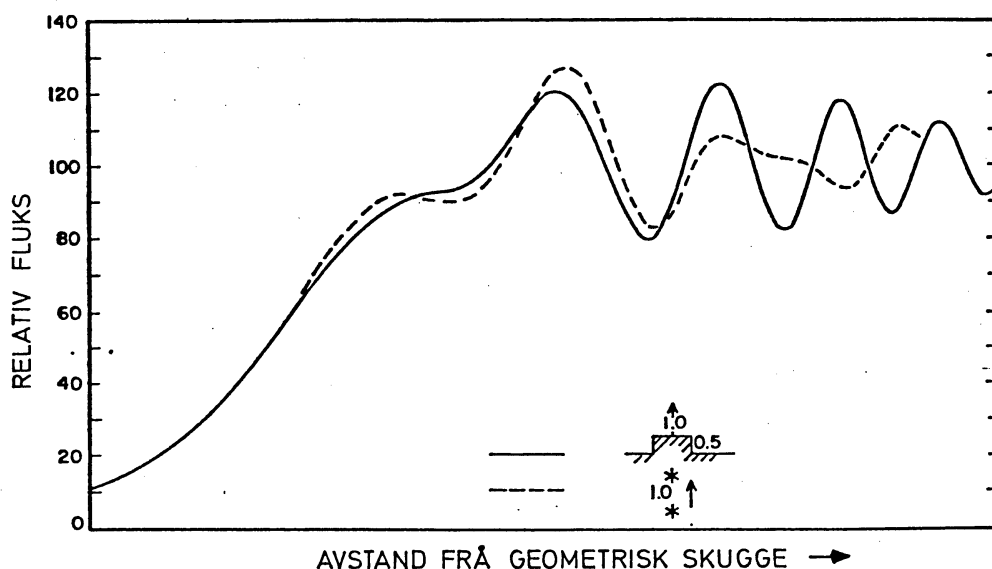


Fig. 4.16 Likskapen mellom okkultasjonskurva for ei dobbelstjerne og effekten av ei månerand med ei høgde på. Dimensjonane er gjeven i naturlege einingar (Evans - 1970).

At sjølv dei underlegaste kurver frå ei dobbelstjerne også kan skapast av randeffekter, viser fig. 4.16. Vi kan difor vanskeleg seie noko om randeffekten ut frå forma på kurva. Kurva til ei dobbelstjerne er summen av kurvene til to punktkjelder i ulik avstand frå randa. Den kurva på fig. 4.16 som representerer randeffekten er også samansett av to kurver, ei frå den generelle randa og ei frå den opphøgde delen av randa. Høgdeskilnaden mellom dei to rendene tilsvarar "avstanden" mellom dei to kurvene.

Svaret på spørsmålet om kor store desse "humpane" på måneranda må vere før dei vert kritisk for kurva, har variert opp igjennom tida. Etter observasjonen av Antares (Evans et al. - 1953) vart det svart toppar på 40 m, no er svaret heller dimen-

sjonar samanliknbare med 1. Fresnelsona eller ca. 10 m. Større dimensjonar kan ofte tilnærmast med ei lokal rand som har ei viss helling. Hellingvinkelen kan bestemast ut frå kurva (Evans - 1973).

Bileta frå Apollo og Lunar Orbiter viser ei ganske jamn månerand, dvs. små hellingar og små høgder og søkk. Sett frå jorda vert måneranda endå jamnare på grunn av stor avstand og tangentiell synsline.

Effekten som ei ujamn rand kan ha på tidspunktet for okkultasjonen, har vore analysert av mange (m.a. Evans - 1970, Sowers - 1974).

Med okkultasjonstidspunktet meiner vi til vanleg tidspunktet når fluksen av stjerna er redusert til 25%.

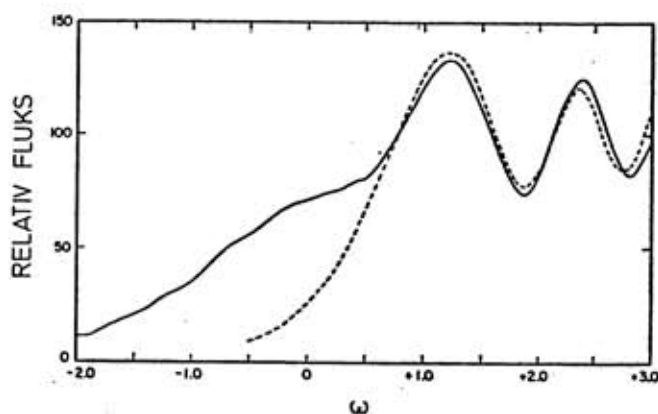


Fig. 4.17 Tilpassing av ei standardkurve til ei okkultasjonskurve som er forvrent av ein topp 0.6ω høg og 1.2ω brei (Evans - 1970).

Som fig. 4.17 viser kan det vere vanskeleg å få ei god tilpassing med ei standardkurve over heile okkultasjonskurva.

Forlenginga av den monotone delen av kurva på figuren fører til at 25%-passasjen avvik med 1.3ω eller ca. 13 ms for dei to kurvene.

Vi må då vurdere nærmare definisjonen av okkultasjonspunktet. Ein alternativ definisjon er det tidspunktet då den astrometriske posisjonen til stjerna fell saman med måneranda, midla over ca. 20 m langs randa (Evans - 1970). Utrekningar har vist at tidspunktet for 25%-nivået knapt endrar seg før avviket på randa tilsvarar omlag dei tjue meterane.

Når den observerte kurva er som på fig. 4.17 kan vi bestemme tidspunktet på to måtar. Dersom dei to første maksima er synlege, så kan vi bruke at hovudmaksimum ligg nesten midt mellom det andre maksimum og okkultasjonspunktet. Tilnærminga gjev ein feil på ca. 0.12ω eller rundt 1 ms i dei fleste tilfelle. Dersom vi får god tilpassing mellom standardkurva og den oscillerande delen av observasjonskurva, kan vi definere okkultasjonstidspunktet som middelveidien av tidspunkta for 25%-passasjane til den observerte- og standardkurva. I dei aller fleste tilfella er feilen mindre enn 3 ms med ein slik framgangsmåte.

Eg har tidlegare nemnd at det kan vere stor likskap mellom ei dobbelstjernekurve og ei punktkjeldekurve forvrent av måneranda. Med eit mogleg unntak for dei aller største stjerne-diametrane gjeld også dette for kurver frå utstrekke kjelder.

Analysen av kurvene byggjer på ein skala i naturlege einingar. Diameter, avstand mellom dobbelstjerner og storleiken på avvika frå ei jamn rand vert alle uttrykt i naturlege einingar,

og er difor avhengig av bølglengda. Observerer vi samstundes på to ulike bølglengder (fargar) vil dei nemnde storleikane, og dermed også kurvene, vere ulike for dei to fargane.

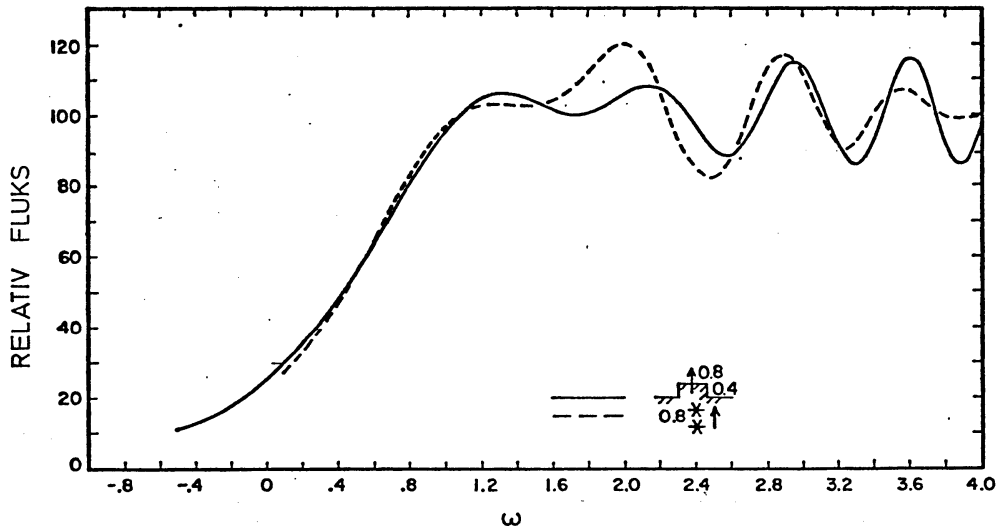


Fig. 4.18 Tilsvaret fig. 4.16, men transformert til større bølglengde (Evans - 1970).

Samanliknar vi fig. 4.18 med fig. 4.16 ser vi at avstanden mellom dobbelstjernekomponentane og dimensjonen av "toppen" har endra seg. Ei dobbelstjerne inneber berre ein avstand normalt på måneranda, medan ein topp også har ein storleik langs randa. Ei kurve som er forvrengt av ein slik "topp" vil difor endre seg merkbart, samanlikna med ei dobbelstjerne, når vi observerer på ei anna bølglengde.

Dersom vi skal vere sikker på at stjerna er dobbel ut frå ein observasjon, bør det vere ein to-farge observasjon. Dei to okkultasjonskurvene må så analyserast kvar for seg og okkultasjonstidspunkta for komponentane må stemme overeins innanfor

2-3 ms. For diametermålingar er det eit nødvendig vilkår at diameteren, i naturlege einingar, endrar seg med $\lambda^{-\frac{1}{2}}$.

Det er altså klart at ei ujamn månerand kan redusere kvaliteten av ein okkultasjonsobservasjon. I verste fall kan det resultere i misvisande informasjon om stjerna. Det er då eit vesentleg spørsmål kor ofte vi har slike randforvrengingar av diffraksjonskurva. Problemet er berre å kunne plukke ut alle slike kurver. Dersom hovudmaksimum på ei støyfri okkultasjonskurve ligg over 137%-nivået, så er det eit sikkert teikn på randeffekt. Andre faktorar som diameter, dobbelstjerne, teleskop etc. kan berre føre til reduksjon av hovudmaksimum. Dessverre er berre få observasjonar tilnærma støyfrie, og støy kan gje ein verdi på hovudmaksimum som er større enn 137%-nivået. Eit anna teikn på randeffekt er ei forlenging av den monotone delen av kurva (fig. 4.17).

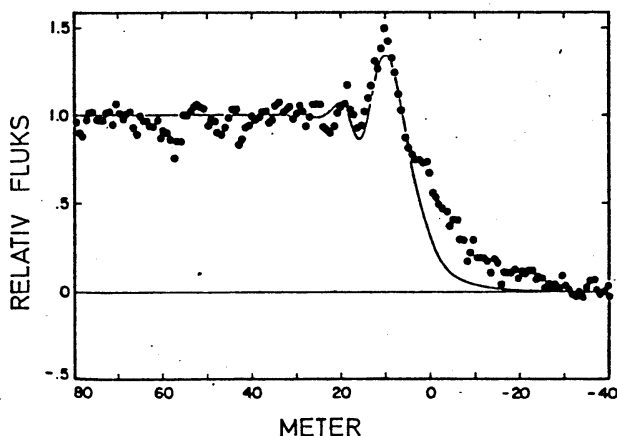


Fig. 4.19 Forvrenging av diffraksjonskurva på grunn av ujamn månerand. Legg merke til at hovudmaksimum er over 137%-nivået og at den monotone delen er forlenga. Samanlikn med fig. 4.17 (Africano et al. - 1975).

Evans (1971) hevdar at maksimalt 6% av observasjonane er forvrengt av ei ujamn rand. Fig. 4.19 viser det første klare tilfellet av dette observert på McDonald observatoriet. Det inntraff etter 570 observasjonar.

Det neste klare tilfellet av forvrenging på grunn av ujamn månerand var observasjon nummer 1349 på same observatoriet, vist på fig. 4.20. Observasjonen vart gjort samtidig i to fargar og demonstrerer verdien av slike observasjonar. Vi ser tydeleg at forvrenginga er ulik for dei to fargane.

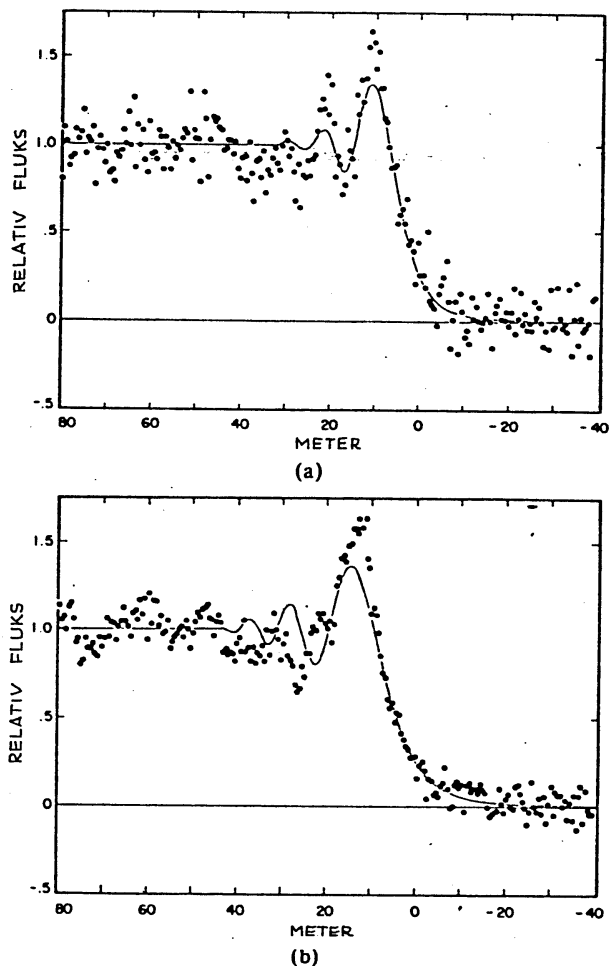


Fig. 4.20 Viser det karakteristiske teiknet på randeffekt ved at hovudmaksimum ligg over 137%-nivået. Merk mangel på samsvar mellom den blå kanalen (a) og den raude (b) (Africano et al. - 1977).

Utfrå det store talet på observasjonar som vi har idag, og dei få observasjonane som viser forvrenging på grunn av ei ujamn månerand, kan vi seie at dette ikkje representerer noko stort problem. Dersom observasjonane vert gjort samstundes i to fargar, er det liten grunn til å trekkje i tvil resultat som diametrar av stjerner og avstander mellom dobbelstjerner.

4.4 Vurdering av observasjonsmetoda

Vi kjenner idag til tre metoder, i tillegg til okkultasjonsobservasjonar, som direkte kan gje vinkeldiameteren til stjerner. Dei tre metodane er Michelsons interferometer, intensitetsinterferometer og "speckle" interferometer.

Michelson interferometeret består av to speglar festa til ein bom. Avstanden mellom dei kan varierast. Dei to speglane "ser" den same stjerna, og lyset frå dei vert samla i eit fokus, der dei to bileta interfererer med kvarandre. Når vi varierer avstanden mellom speglane, endrar interferensmønsteret seg og også "visibiliteten" av det. Vinkeldiameteren kan reknast ut når vi kjenner avstanden som sløkkjer ut (visibilitet = 0) interferensmønsteret. Dette instrumentet har vore brukt til å bestemme vinkeldiameteren på sju stjerner, men usikkerheten i målingane er stor, 10-20% (Hanbury Brown - 1968), og dei tekniske vanskane enorme.

Intensitetsinterferometeret avvik sterkt frå Michelson interferometeret. Lyset frå stjerna treff to speglar som har ein viss avstand seg imellom, og som har kvar sin detektor.

Det elektriske signalet frå begge detektorane går så til ein korrelator. Han måler korrelasjonen mellom dei to signala som funksjon av avstanden mellom speglane, og utifrå det kan vinkeldiameteren til stjerna bestemmast. Interferometeret i Narrabri, Australia, kan variere avstanden mellom speglane innanfor 10-188 m og er mykje enklare teknisk enn Michelson interferometeret. Instrumentet kan i hovudsak berre observere stjerner tidlegare enn spektralklasse F, og sterkare enn 3. magnitudo. I 1974 var vinkeldiameteren til 32 stjerner bestemt med dette instrumentet, og usikkerheten i målingane var 2-10% (Hanbury Brown et al. - 1974).

"Speckle" interferometri bygg på tanken at diffraksjons-skiva (seeingen) til stjerna inneheld informasjon om vinkeldiameteren, dersom han er større enn den såkalla Dawes grensa. Denne tilsvarar $5"/d$ der d er teleskopdiameteren i tommar, og set grensa for 5 m-teleskopet til $0".025$. Observasjonen går ut på å registrere diffraksjonsmønsteret med stor tidsoppløysing og så summere opp desse "enkeltbileta" så ein får eit godt signal/støy høve. Hittil har denne metoda berre vorte brukt på sterke stjerner, og usikkerheten i målingane er ca. 10%. En styrke ved metoda er at ho gjev randformørkinga direkte utifrå analysen. Dette er ein parameter som vi må velje før analysen både for intensitetsinterferometri og okkultasjonsobservasjonar (Evans et al. - 1979).

Inntil 1978 var vinkeldiameteren til 37 stjerner bestemt med ei nøyaktighet på 2 - 20% utifrå analyse av okkultasjons-

observasjonar. Den største avgrensinga for desse observasjonane er at ein ikkje kan velgje målestjerna sjølv, men må nøye seg med dei som vert okkultert av månen. Samanlikna med dei andre metodene krev denne lite komplisert utstyr og kan nyttast på små teleskop. For seine spektralklasser kan vinkeldiameteren bestemmast på stjerner ned til 6.-7. magnitudo.

Tabell 4.2 Samanlikning av vinkeldiametrar (milli-bogesekund) målt med ulike metoder (Barnes, Evans, Moffet - 1978).

HR	Stjerne	Michelson Interferom.	Okkultasjonar	Intensitet Interferom.	Speckle interferometri**		
					I	II	III
1457	α Tau	22 \pm 4	23 \pm 4*	22 \pm 1			
2061	α Ori	47 \pm 5		59 \pm 1	68 \pm 5	58 \pm 2	
2286	μ Gem		13.9 \pm 0.3	17 \pm 2			
5340	α Boo	22 \pm 4		26 \pm 1	24 \pm 3	27 \pm 10	20 \pm 3
6134	α Sco	45 \pm 4	45 \pm 1	47 \pm 4	48 \pm 2		
6406	α Her	34 \pm 5		47 \pm 2	35 \pm 2	34 \pm 1	
8775	β Peg	24 \pm 5		21 \pm 1	18 \pm 2		

* Ikkje med i tabellen til Barnes et al. Observasjon av Brown et al. (1979).

** Tre ulike versjonar av same teknikken.

Direkte vinkeldiametermålingar kan gje den effektive temperaturen til stjerna når vi kjenner den bolometriske korreksjonen, og såleis vere ein sterk test på atmosfæremodellar. Kjenner vi parallaksen, kan vi bestemme den lineære diameteren og dermed også luminositeten til stjerna. Vi kan då teikne stjerna inn på

Hertzsprung-Russel diagrammet som eit empirisk punkt. Kjenner vi også massen til stjerna, vert dette ein fullstendig empirisk test på ulike stjerneutviklingsmodellar.

Men for at ein vinkeldiameter skal ha særleg verdi i denne samanhengen må usikkerheten ikkje vere større enn 3-6% (Ridgway et al. - 1977). Dette kravet er heilt på grensa av det som har vore mogeleg til no. Eksempelvis så er det beste estimatet av den effektive temperaturen til Arcturus (α Boo) ikkje frå vinkeldiametermålingar, men frå modellanalyse.

Dei observerte vinkeldiameterane har kanskje fått sin største verdi som grunnlag for den empiriske Barnes-Evans relasjonen (Barnes et al. - 1978). Denne definerer ein overflate-lysstyrke parameter (eng.: surface brightness)

$$F_V = \log T_{\text{eff}} + 0.1 C = 4.2207 - 0.1 V_O - 0.5 \log \phi$$

der T_{eff} = effektiv temperatur, C = bolometrisk korreksjon, V_O = apparent visuell magnitudo korrigerert for ekstinksjon og ϕ = vinkeldiameter i millibogesekund. Det viser seg at vi har ein enkel relasjon mellom F_V og fargeindeksen $(V-R)_O$, slik at vi no kan finne vinkeldiameteren til ei stjerne utfrå måling av V -magnituda og $V-R$. Relasjonen gjeld for alle luminositetsklasser og har vore brukt til mellom anna å bestemme vinkeldiameteren til Cepheider som funksjon av fasen, og diameteren til kvite dvergar (Evans et al. - 1979).

Okkultasjonsteknikken er suveren i oppløysing av dobbelstjerner (sjå fig. 4.13), og til å bestemme den relative lysstyrken på komponentane. Observerer vi i to fargar, får vi også informasjon om spektraltypene til dei to komponentane. Den observerte avstanden mellom komponentane er den projiserte avstanden inn på måneranda. Posisjonsvinkelen til okkultasjonspunktet på måneranda, eventuelt korrigert for lokal helling (sjå kap. 7), gjev retninga til den observerte avstandsvektoren. Det trengst såleis minst to observasjonar med ulik posisjonsvinkel for å kunne bestemme sann avstand mellom komponentane.

KAP. V OBSERVASJONSUTSTYR OG OBSERVASJONSPROSEDYRE

Innleiing

Ein okkultasjonsobservasjon krev utstyr som muliggjer datainnsamling kvart millisekund. I tillegg er det også ynskjeleg å vite absolutt tid for observasjonen på nærmaste millisekund.

Utstyret i Skibotn, som er vist på fig. 5.1, oppfyller desse krava, og har i tillegg ein magnetbandstasjon som gjer det lett å ta hand om datamengda.

Med unntak av fotometeret og ein brytar som stopper observasjonsprogrammet, er alt utstyret samla i operasjonsromet i 1. etasjen på observatoriebygget.

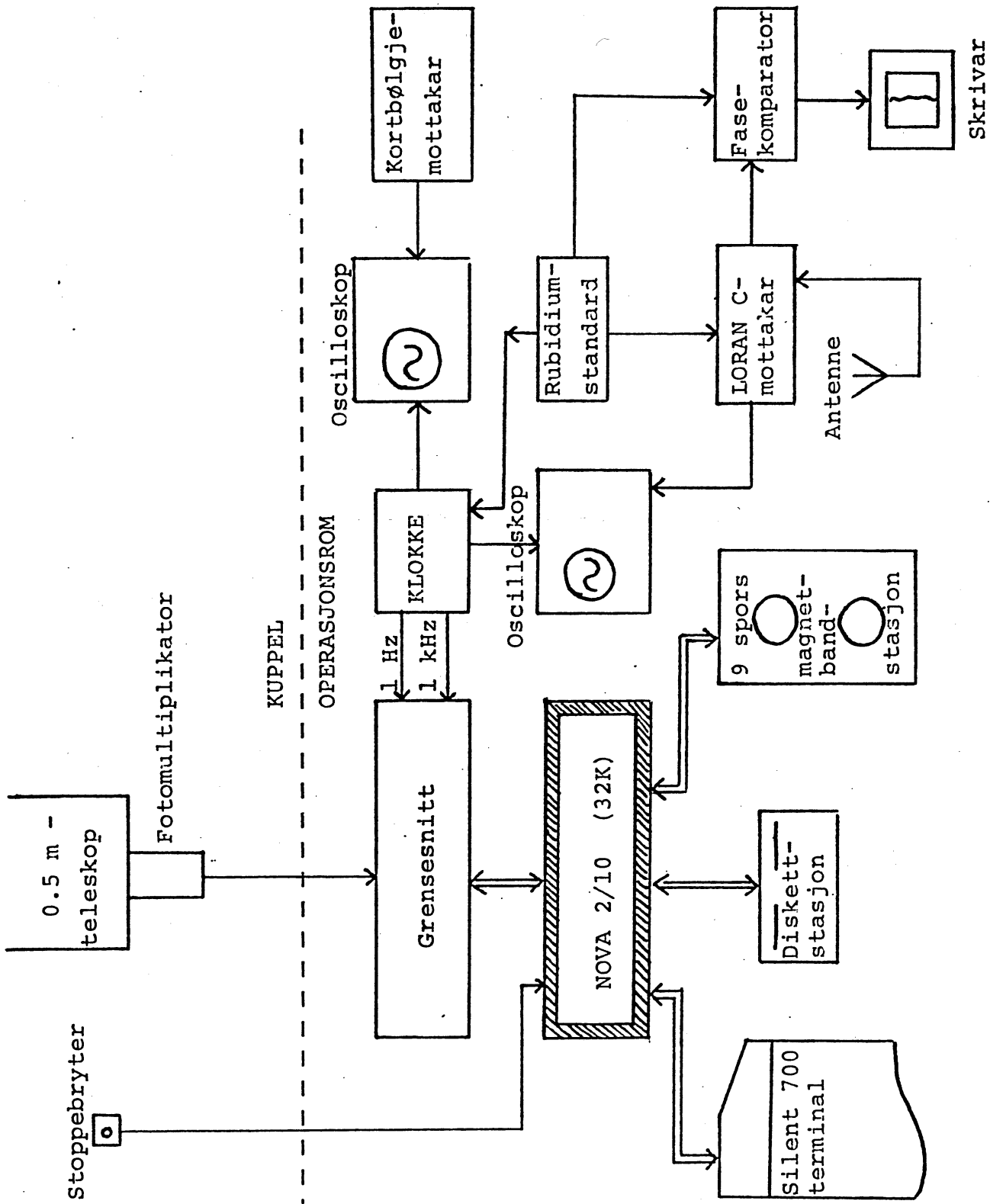


Fig. 5.1 Blokkjema over utstyret som vart nytta til okkultasjons-observasjonane i Skibotn sesongen 1978/79.

5.1 Teleskopet

Teleskopet er levert av firmaet Lorenz Scientific Ltd., Toronto, Canada. Det er montert under ein roterande kuppel med diameter på 6 m og ei spaltbredde på 1.75 m.

Tabell 5.1 Data på teleskopet i Skibotn.

Optisk system	Ritchey-Cretien	
Hovudspegel	508 mm	
Sekundærspiegel	250 mm	
Brennvidde (Cassegrain)	5000 mm	
Fokusering	Elektrisk m/tre motorar	
Kollimering	Elektrisk m/tre motorar	
Snekkehjul {	timevinkel	500 mm diameter
	deklinasjon	375 mm diameter
Drivverk	Ein stegmotor pr. akse	
Følgjeteleskop	105 mm F/15 refraktor	
Søkjarteleskop	Unitron 10 × 40 mm refraktor	
Montering	Asymmetrisk, einarma gaffelmontering	

Følgje- og søkjarteleskopet gjev felt på 50' og 5°, og okularet i følgjeteleskopet har trådkors med regulerbart lys.

Teleskopet hadde ein tildels plagsom slark på ca. $\frac{1}{2}^{\circ}$ i deklinasjon. Eksentrisitet på snekkehjulet på polaksen og mangelfull oppjustering av tannhjula gjorde at teleskopet ikkje

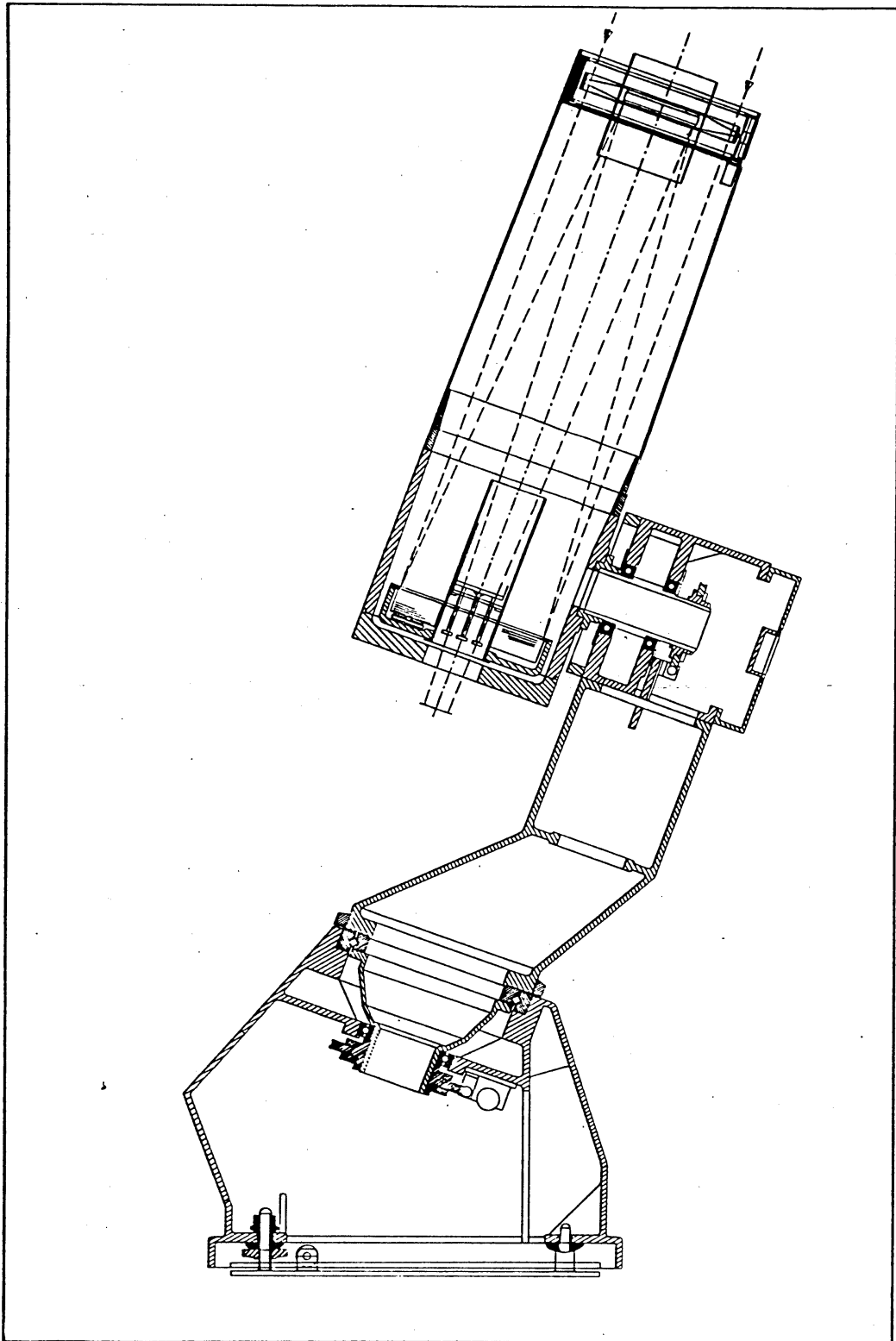


Fig. 5.2 Snitt gjennom teleskopet viser lysgangen.

kunne køyrast hurtig i timevinkel. Teleskopet vert driven av ein stegmotor om kvar akse. Eit steg (eng.: step) på motoren tilsvarar ca. 15" i timevinkel. For å oppnå ei jamn rørsle under følgjing skal kvart steg delast i 64 småsteg. Dette må gjerast ved å variere straumen til motoren på ein kontrollert og stabil måte. Det syntte seg snart at dette ikkje fungerte tilfredsstillande. Under følgjing hadde teleskopet ei svingande rørsle på 8-10", noko som tyder på at kvart steg berre vart delt i to mindre steg. Den midlare følgjinga til teleskopet var bra, med ei avdrift på ca. 1"/mm.

Teleskopet har elektrisk fokusering. Tre motorar driv kvar sin skrue som sekundærspiegelen går langs. Under fokusering skal motorane gå likt og drive spegelen inn eller ut, parallelt med den optiske aksen. I praksis gjorde dei ikkje det, og vi miste då kollimeringa.

For kollimering kan dei tre motorane køyrast individuelt.

Teleskopet har to lysskjermar (eng.: baffle) som skal stengje for fotonar frå himmelen utanfor måleområdet. Den eine er plassert rundt sekundærspiegelen parallelt med den optiske aksen, og den andre i Cassegrain-holet i primærspiegelen. Mellom den første lysskjermen og sekundærspiegelen er der ei opning, og denne er med i synsfeltet til den bakerste lysskjermen. Teleskopet er altså ikkje lysskjerma.

Provisoriske skjermar vart laga av svart papp og montert på, men dei er ikkje fullgode under okkultasjonsobservasjonar.

På grunn av månen sin store fluks slepp det igjennom disse skjermene så mange fotoner at dei utgjør ein merkbar del av signalet.

På slutten av sesongen vart det gjort visse endringar av lysskjermen rundt sekundærspiegelen (sjå 8.2).

5.2 Fotometeret

Med fotometeret meiner eg her fotometerhuset, fotomultiplikatoren, filtera og den tilhøyrande elektronikken. Fotometeret er plassert i Cassegrain-fokus det biletskalaen er 40"/mm.

Fotometerhuset: Fotometeret er bygd av firmaet Astron Associates i Austin, Texas, og er ein kopi av eit fotometer på McDonald observatoriet. Det har to kanalar med høve til x-y forskyving av kanal 2 relativt kanal 1. Under okkultasjonsobservasjonane vart berre kanal 1 brukt då kanal 2 ikkje var operasjonsklar sesongen 1978-79. Eg kjem difor berre til å beskrive dei delane av fotometeret som fører fram til kanal 1.

Når vi skal stille teleskopet på måleobjektet, plasserer vi ein stor spegel inn i strålegangen. Han kastar lyset ut til eit stort okular. Spegelen kan først sidelengs, så når vi observerer, slepp vi lyset gjennom eit hol i spegelen og ned til feltblendaren, filteret, Fabry-linsa og fotomultiplikatoren i kanal 1.

For å kunne plassere stjerna i feltblendaren har fotometeret to okular. Det første er eit 50 mm okular med ei brennvidde på 80 mm. Feltet i okularet er 17'.5, og okularet har trådkors med

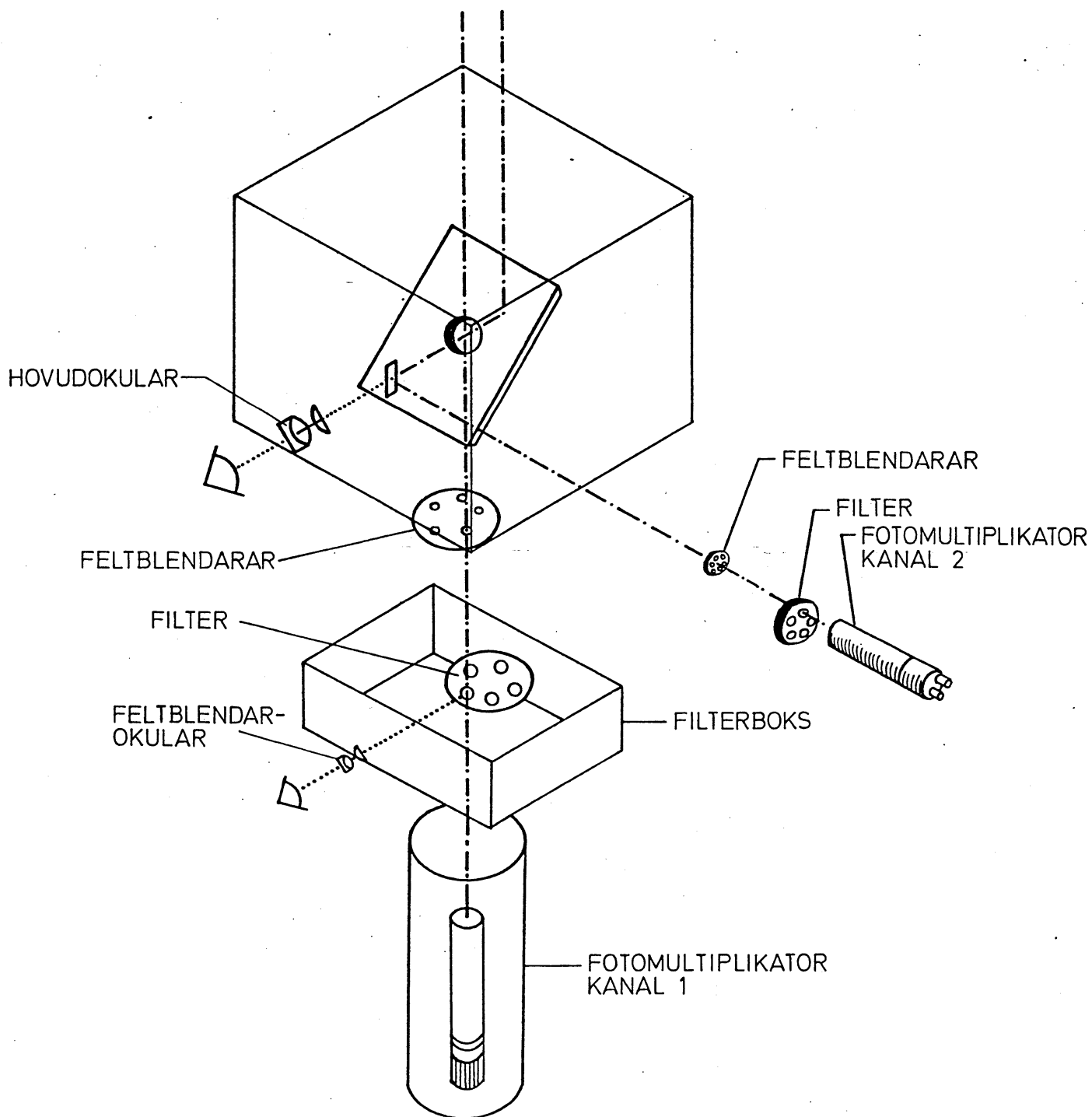


Fig. 5.3 Prinsippskisse av to kanals fotometeret.

lys. Okularet kan forskyvast i x-y retninga og kan difor sentrerast på ei ny stjerne nær målestjerna. Dermed kan vi kontrollere følginga til teleskopet under observasjonen. Dette vil ha stor verdi for observasjonar av "reappearance" okkultasjonar.

På grunn av holet i skråspegelen må kontrollstjerna liggje minst 14' frå målestjerna, og maksimal avstand er 32'.

Når vi har sentrert målestjerna i det store okularet, fører vi skråspegelen i måleposisjon, og lyset treff feltblendaren.

Feltblendarane sit på eit hjul, og vi kan velje mellom blendarar på 5', 40", 24", 20", 16" og 12". Det er mogeleg å lyse opp kanten av feltblendaren med ei lysdiode for å lette sentreringa av objektet.

Det andre okularet er eit 20 mm Ramsden. Dette sit på eit periskop som kan senkast ned i lysgangen bak feltblendaren. Dermed kan vi kontrollere sentreringa av stjerna i blendaren.

Når vi har sentrert stjerna i måleblendaren, trekkjer vi okularet ut av strålegangen, og lyset går til filteret.

Filterhjulet har plass til seks filter. Under observasjonane mine var ein filterposisjon tom, dei andre inneheldt U, B, V, y og BG 12. U, B, V er filtera i Johnson-systemet, og y er eit Strömgren-filter. Filterdiameteren er 25 mm.

Fotomultiplikatoren: Alle observasjonane vart gjort med ein 50 mm endevindaug fotomultiplikator av typen RCA 8850 QUANTACON. Denne er spesielt velegna til fotonteljing på grunn av høg kvanteeffektivitet. Første dynoda er av galliumfosfat (GaP), noko som gjev eit svært høgt antal sekundæremisjonar og dermed

god pulshøgde oppløysing. Multiplikatoren er ein lineær, elektrostatisk fokusert type med 12 etasjer.

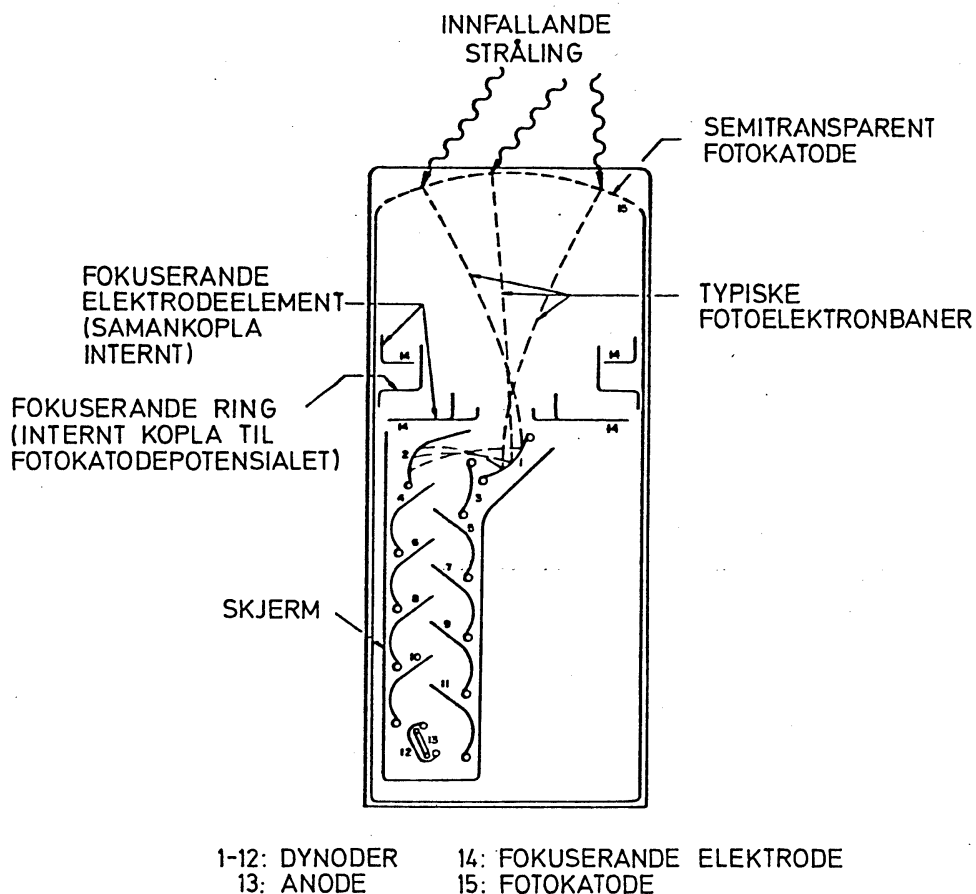


Fig. 5.4 Snitt gjennom ein fotomultiplikator av typen RCA 8850. (Fig. frå manualen til totomultiplikatoren.)

Tabell 5.2 Karakteristiske data for fotomultiplikatoren RCA 8850.

Katodediameter (minimum)	46 mm
Katodetype	Bialkalisk (KCsSb)
Dynodemateriale	{ 1. dynode GaP 2.-12. dynode BeO
Kvanteeffektivitet	31% ($\lambda = 3850 \text{ \AA}$)
Anodepuls stigetid (eng.: rise time)	$2.1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ (3000 V)
Elektron kryssetid (eng.: transit time)	$3.1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ (3000 V)
Maksimum spenning	3000 V
Arbeidsspenning	1500 V
Anode følsomhet	$7.1 \cdot 10^5 \text{ A/W}$ ($\lambda = 3850 \text{ \AA}$)
Katode følsomhet	0.097 A/W ($\lambda = 3850 \text{ \AA}$)
Forsterking (eng.: gain)	$7.3 \cdot 10^6$
Mørkestraumpulsar	150/s (2500 V)

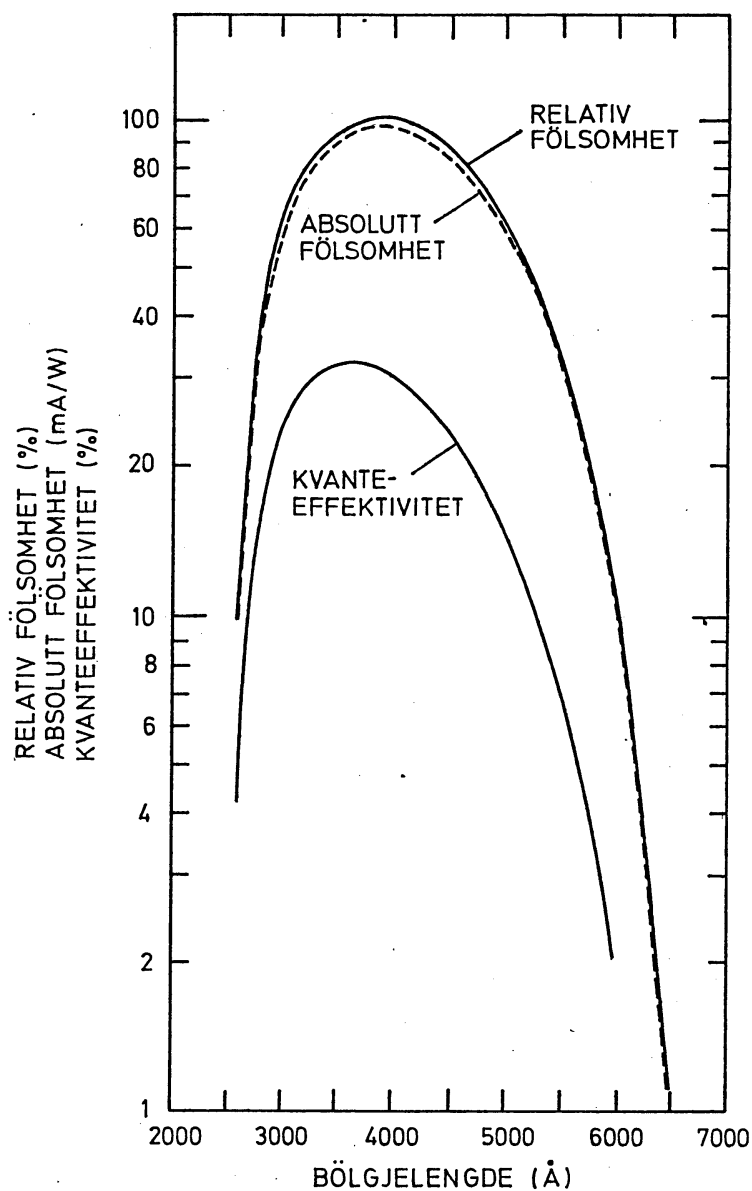


Fig. 5.5 Følsomhetskurva for RCA 8850. (Frå manualen til fotomultiplikatoren.)

Som kurva på fig. 5.5 viser er fotomultiplikatoren svært blåfølsom. For $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ er følsomheten sunken til 50%.

Av dei 12 observasjonane eg gjorde vart 4 observert med y-filteret, for dei andre brukte eg V-filteret. Desse to filtera

kombinert med fotomultiplikatoren gjev følsomhetskurer med maksimum rundt 5500 Å.

Transmisjonsprofilane for filtera på fig. 5.6 og 5.7 vart målt ved sesongslutt i Tromsø med ein Jarell Ash fotoelektrisk scanner.

Følsomhetskurva for RCA8850 er frå fig. 5.5. Dei kombinerte følsomhetskurvane er produktet av filterkurve og fotomultiplikatorkurve.

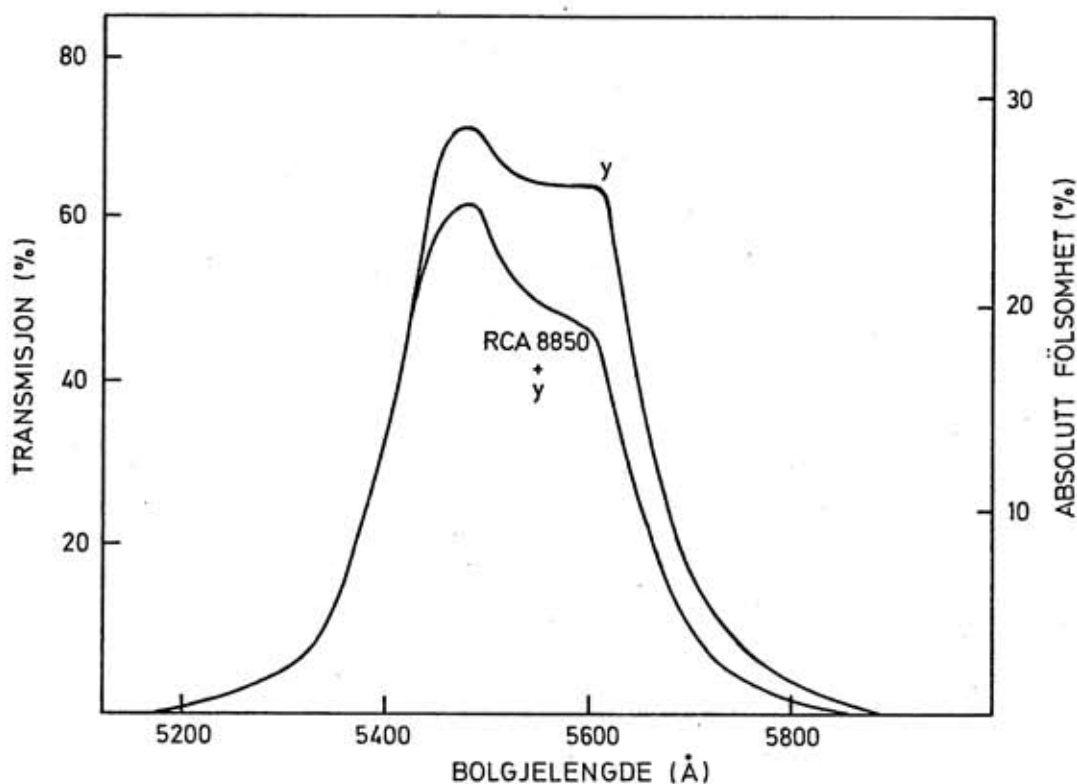


Fig. 5.6 Følsomhetskurvane for y-filteret og kombinasjonen RCA 8850 + y. Halvverdibreidda for systemet er 230 Å, og sentralbølgjelengda* er $\lambda_c = 5515$ Å. Kvanteeffektiviteten er 6.5% for $\lambda = \lambda_c$.

*) Med sentralbølgjelengda meiner eg midtpunktet for halvverdi-breidda

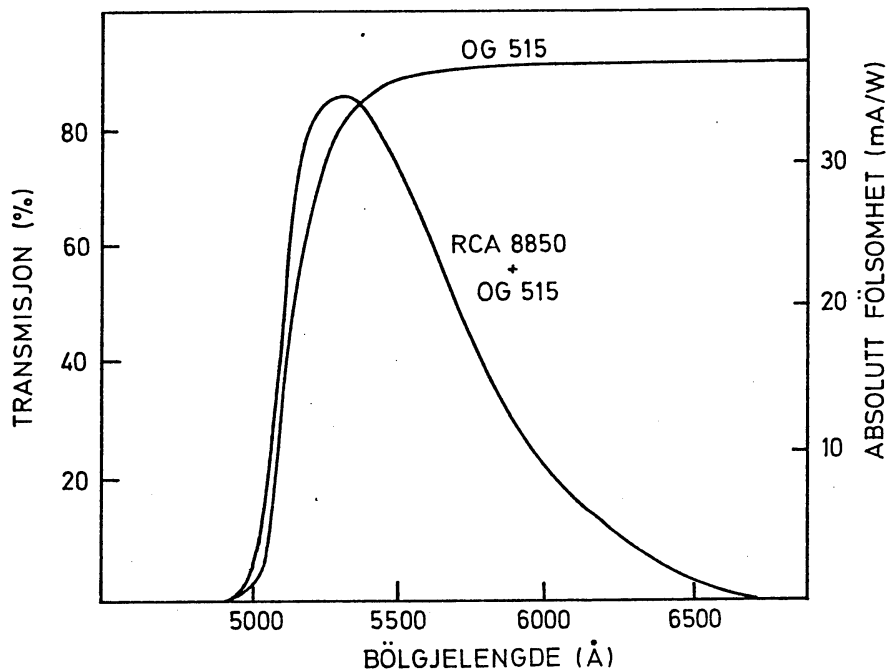


Fig. 5.7 Følsomhetskurvene for V-filteret (OG 515) og kombinasjonen RCA 8850 + V. Halvverdi-breidda for systemet er 660 Å, sentralbølgjelengda er $\lambda_c = 5430$ Å, og kvante-effektiviteten er 8% for $\lambda = \lambda_c$.

Elektronikk: Høgspenningskjelda frå Power Designs Inc., California, er montert fast på fotometerhuset. Spenninga kan varieras mellom 0 og 3000 V. Under observasjonane var spenninga 1500 V.

Forforsterkaren/diskriminatoren som vart brukt, er modell 1120 Princeton Applied Research. Denne er også montert på fotometeret. Forforsterkaren har ei dødtid på 30 ns og ei minimum forsterking på 2300. Det dynamiske området for inngåande pulsar er typisk mellom 5-500 μ V, men det nedre diskriminatornivået kan justerast. Dei utgåande pulsane vert forma til gauss pulsar.

Dermed får vi ein sterk, smal puls som breier seg lite under kabeloverføringa ned til pulsteljaren.

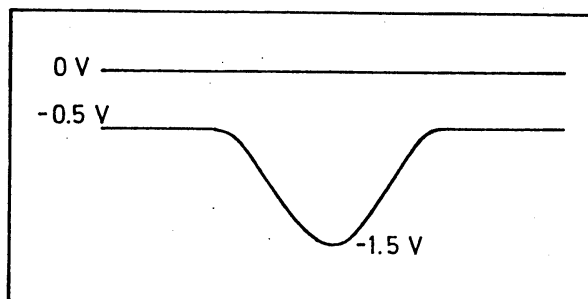


Fig. 5.8 Typisk puls ut frå forforsterkaren/
diskriminatoren.

5.3 Dataregistrering og lagring

Grensesnitt (eng.: interface)

Eit fotoelektron frå katoda resulterer i ein puls ut frå forforsterkaren. Denne går via ein signalkabel på 15 m ned til operasjonsromet. Der vert pulsen registrert av ein 16 bits teljar i eit grensesnitt. Dette er ei kopling mellom datamaskina og ytre einingar som f.eks. fotometeret. Grensesnittet er også kopla til ei klokke som leverer to signal, eit på 1 kHz og eit på 1 Hz. 1 kHz-signalet fungerer som eit eksternt avbrytsignal (eng.: interrupt signal) til datamaskina, og vert brukt til å dirigere gangen i observasjonsprogrammet.

Klokka: I tillegg til dei to signala på 1 Hz og 1 kHz som klokka leverer til grensesnittet, viser ho også UT (Universal Time).

Klokka er bygd på elektronikklaboratoriet på Nordlysobservatoriet

og vert driven av ein Rubidium-standard frå Rohde & Schwarz. Han driv også ein mottakar for Loran C signal, modell 2004 Austron Inc., Texas.

For at mottakaren skal finne det rette signalet, må han ha eit referansesignal som ligg nær opp til dette. Rubidium-standarden leverer dette referansesignalet og driv såleis mottakaren. Loran C signalet som vert brukt, kjem frå stasjonen i Bø i Vesterålen. Denne stasjonen ligg så nært Skibotn at jordbølgja klart kan skiljast frå den bølgja som vert reflektert frå ionosfæra. Gangtida for den reflekterte bølgja varierer sterkt med forholda i ionosfæra, så denne bølgja er upåliteleg som tidsreferanse.

Loran C signalet og referansesignalet vert så fasesamlikna, og differansen mellom dei kan lesast av på ein skrivar. Ut frå denne informasjonen kan vi korrigere frekvensen på Rubidium-standarden.

Avstanden mellom pulsane på Loran C signalet er 79.7 ms. Dersom vi skal bruke dette signalet til innstilling av klokka, må difor denne først vere justert med ei nøyaktighet på 20-30 ms. Elles kan vi ikkje skilje ut rett Loran C puls.

Kvart 797. sekund fell Loran C pulsen frå hovudstasjonen (eng.: Master) på Færøyane saman med UTC sekundpulsene frå USNO (U.S. Naval Observatory, Washington). Det er desse TOC-pulsene (Time of Coincidence) som definerer absolutt tid, og dei er gjevne i tabellform frå USNO.

For grovinnstilling av klokka brukar vi tidssignalet frå ein av dei mange kortbølgjestasjonane som sender slike. I Skibotn tek vi best inn Moskva som sender på 5 og 10 MHz. Ved

hjelp av eit oscilloskop kan vi justere klokka etter tidssignalet med ei nøyaktighet på ± 2 ms. Vi må då ta omsyn til gangtida for signalet som er ca. 6 ms. Etter denne innstillinga kan vi no finstille klokka etter TOC-pulsane i Loran C signalet.

Sendaren i Bø er ein "slave" til hovudstasjonen på Færøyane, og kvar slavestasjon sender sine signal med ein fast avstand i tid til signalet frå hovudstasjonen. Gangtida for Loran C signalet frå Bø til Skibotn er $822 \mu\text{s} \pm 14 \mu\text{s}$. Når vi korrigerer for denne gangtida og den nemnde tidsavstanden, kan vi bruke TOC-pulsane til å oppnå ei absolutt tid på $\pm 10 \mu\text{s}$.

Datamaskin: I Skibotn har vi ei minidatamaskin av typen Nova 2/10 frå Data General med eit ferittlager på 32 K og 16 bits ordlengde. Den midlare instruksjonstida er 1-2 μs . I/O-systemet har 16 bits ordlengde og 62 adresserbare ytre einingar som kan kommuniserast med. I tilknytning til datamaskina er der ein dobbel floppy-disk, modell 6030-2 frå Data General. Ein diskett har plass til 608 blokker à 256 ord.

Terminal: Kommunikasjon mellom operatøren og datamaskina skjer til vanleg via ein Texas Instrument Silent 700 skriveterminal. Overføringsfarta for terminalen er 300 baud eller ca. 30 ord pr. sekund. Data i avgrensa mengder kan skrivast ut på denne. Dette vart gjort for dei første okkultasjonsobservasjonane. Vi kan også bruke ein teletype terminal for innlesing/punching av holband. Dette er ein alternativ måte å ta ut data på, men overføringsfarta er lav, berre 110 baud.

Magnetbandstasjon: For store datamengder eller hurtig overføring av data frå datamaskina, er ikkje dei to terminalane særleg brukbare. Ein kan då overføre dataene via ein datakanal direkte mellom ein magnetbandstasjon og datamaskina. Ei slik overføring tilsvarar ein post (eng.: record) på magnetbandet, og maksimal postlengde er 4 K. Overføringsfarta innanfor ein post er 18000 ord/s.

I tillegg til stor overføringsfart får vi også data på eit medium som kan lesast direkte av ei datamaskin når dei seinare skal analyserast.

Magnetbandstasjonen er av typa 1730 frå DIGI-DATA CORPORATION: Dette er ein 9 spors stasjon med skrivehastighet på 800 BPI og skrivekode NRZI.

5.4 Observasjonsprogram og observasjonsprosedyre

Til okkultasjonsobservasjonane vart assemblyprogrammet OCCMTA laga. Dette brukar 1 kHz signalet frå klokka som avbrytsignal for å styre gangen i programmet. I hovudsak vil det seie oppdatering av programklokka, testing på integrasjonstida, avlesing av 16 bits teljar i grensesnittet og lagring av denne teljarverdien. Programmet les også av bryterinnstillinga på frontpanelet for å sjå om det skal starte observasjonen og testar på stoppsignal. Frontpanelbrytarane, saman med ein stoppbrytar ved teleskopet, er det einaste kommunikasjonsmiddelet mellom program og observatør under køyringa. Dei avleste teljarverdiane vert plassert i ein syklisk databuffer i maskina.

Før observasjonsstart velgjer observatøren integrasjonstid og bufferstorleik. For dei aller fleste observasjonane var desse 1-2 ms og 2000-3000 lagerplassar. Dette resulterte i at dei 2-6 siste sekunds teljarverdiar stod i databufferen til ei kvar tid under observasjonen.

For å få absolutt tid på observasjonen må programklokka synkroniserast med UT-klokka. Dette oppnår vi lett ved at programmet brukar sekundpulsane frå klokka til startsignal for programklokka. Observatøren velgjer tidspunkt for programstart og slår på startbrytaren mindre enn eit sekund før dette tidspunktet. Programmet vil no undersøkje om sekundpulsene frå klokka har kome, og først då starte integrasjonen og den interne klokka i programmet. Programmet registrerer berre tida som har gått sidan start.

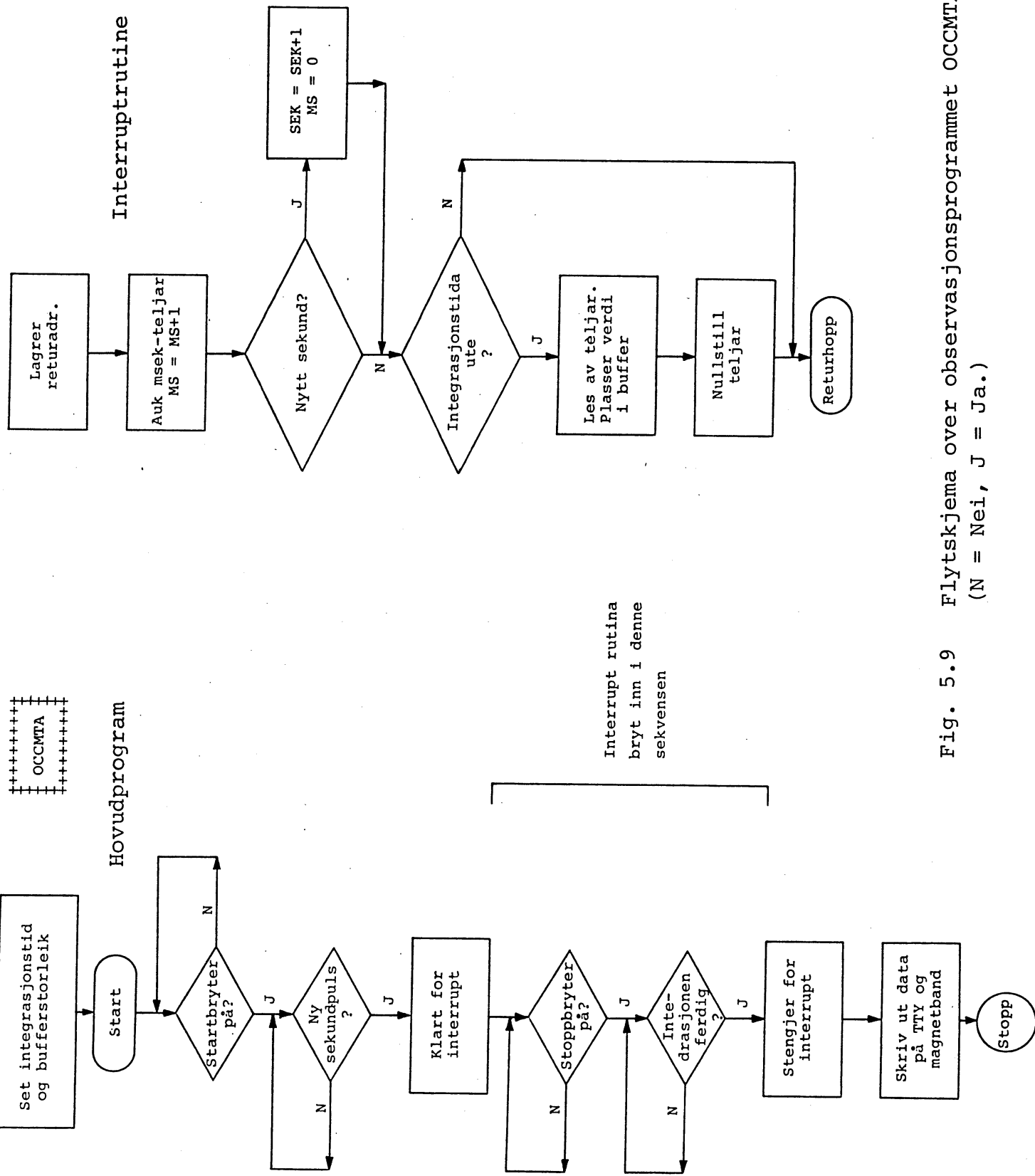
For kvart millisekund kjem eit avbrytsignal frå klokka. Programmet oppdaterer då den interne klokka og undersøker om integrasjonstida er ute. Er den det, så les programmet av den 16 bits teljaren i grensesnittet som har registrert pulsane frå fotomultiplikatoren. Den avleste verdien vert plassert i databufferen etter siste avleste verdi. Dersom bufferen er full, vert verdien plassert i starten av bufferen igjen, over den eldste verdien. Når verdien er lagra, går programmet i ein ventetilstand inntil nytt avbrytsignal kjem.

Etter at stjerna er okkultert må programmet straks stoppast med stoppbrytaren ved teleskopet. Tek dette lang tid, risikerer vi at observasjonsdata vert skriven over av den sykliske bufferen. På stoppsignal undersøker programmet om integrasjonstida er ute, og eventuelt ventar til ho er det. Programmet skriv så ut

på terminalen antal sekund og millisekund mellom programstart og stopp av programmet. Før oppstarting av programmet kan observatøren velgje om han vil ha databufferen utskreven på terminalen før han vert overført til magnetband eller om databufferen skal overførast direkte. Sidan programmet stoppar på ein vilkårleg posisjon i databufferen er ikkje dataverdiane ordna kronologisk. Men før overføringa vert dei to eldste datapunkta nullstilte slik at vi seinare kan identifisere startpunktet i datasekvensen. Skriv vi ut bufferen på terminalen, så vert utskrifta ordna kronologisk.

Etter at observasjonen er overført til magnetbandet, kan observatøren skrive eit eller to EOF-merkjjer på bandet for å skilje mellom observasjonane. Det er praktisk med ein observasjon pr. fil på bandet.

Gangen i observasjonsprogrammet er skissert på fig. 5.9.



Interrupt rutina bryt inn i denne sekvensen

Fig. 5.9 Flytskjema over observasjonsprogrammet OCCMTA. (N = Nei, J = Ja.)

KAP. VI ANALYSEPROGRAMMET

Innleiing

Ei okkultasjonskurve kan i prinsippet analyserast etter to metodar, kurvetilpassing eller dekonvolusjon (eng.: deconvolution).

Okkultasjonskurver av radiokjelder vert vanlegvis analysert etter dekonvolusjonsmetoda. Denne gjev intensitetsfordelinga over kjelda i tillegg til vinkelutstrekkinga. Metoda bygg på at vi kan gjenvinne informasjonen om intensitetsfordelinga over kjelda ved å folde diffraksjonsmønsteret med ein restaureringsfunksjon (eng.: restoring function).

Dekonvolusjon har vore lite brukt på optiske observasjonar då det er vanskeleg å tilpasse metoda til ein polykromatisk observasjon (McCants og Nather - 1971). For slike observasjonar er ikkje den observerte kurva lenger berre ei folding av intensitetsfordelinga over kjelda med diffraksjonsmønsteret, men integralet av denne foldinga over den aktuelle bandbredda.

Den mest vanlege analysemetoda for desse okkultasjonane er kurvetilpassing. Vi reknar då ut fleire modellkurver og finn den som gjev beste tilpassing til observasjonen.

Denne metoda vart opprinneleg brukt av Whitford (1939) (sjå 4.2) og seinare utvikla av McCants (Nather, McCants - 1970) til Fortranprogrammet TIMER3.

Eg har brukt ein versjon av TIMER3 til å analysere observasjonane mine.

6.1 Hovudideeane i programmet

Okkultasjonskurva inneheld informasjon om stjerna, om måneoverflata nær okkultasjonspunktet og om tidspunktet for den geometriske okkultasjonen. Whitford (1939) viste at denne informasjonen kunne framskaffast frå lyskurva ved kurvetilpassing. Det vil seie å konstruere ei modellkurve som er avhengig av nokre få karakteristiske parametrar, og så variere desse inntil vi oppnår best mogeleg tilpassing med den observerte kurva.

Modellkurva: Alle faktorar som påverkar ei okkultasjonskurve må takast med i utrekninga av modellkurva. Avstanden til stjerna og storleiken av ho er opplagt viktige parametrar. Dei avgjer om stjerna kan sjåast på som ei utstrekt kjelde. Spektralfordelinga av lyset frå stjerna og intensitetsfordelinga over stjerneskiva må også takast med i modellen samt følsomhetskurva til detektoren og transmisjonsprofilen til filteret.

Ein svært viktig parameter for modellkurva er måneranda si fart i høve til stjerna. Farta er ein funksjon av banefarta til månen, jordrotasjonen, posisjonsvinkelen på måneranda og randa sin lokale hellingsvinkel (sjå 7.3) ved okkultasjonspunktet.

Alt dette er kjent, med unntak av hellinga. Topografien på månen er ikkje så godt kartlagd at vi kan seie noko om randa si helling innanfor eit område på 20 m. Derimot kan programmet rekne ut denne hellingsvinkelen. Dersom vi antar at vinkelen er null, kjenner vi farta til måneranda i høve til stjerna.

Avvik mellom den forventta og den observerte farta skuldast då ein lokal hellingsvinkel som så kan reknast ut.

Ein faktor som ikkje er så opplagt, er storleiken av teleskopet. Sett frå okkultasjonspunktet på måneranda utgjer teleskopopninga ein vinkel på a/D , der a er teleskopdiameteren og D er avstanden jord-måne. For teleskopet i Skibotn er denne vinkelen ca. $0''.0003$. Dette representerer ei grense for vinkeloppløysinga.

Utrekning av modellkurva: Ei okkultasjonskurve av ei punktkjelde kan tilnærmast med Fresneldiffraksjon om ein rett kant (sjå 4.3). Intensiteten kan då skrivast som

$$I(\omega) = \frac{1}{2} I_0 \{ (\frac{1}{2} + C(\omega))^2 + (\frac{1}{2} + S(\omega))^2 \} \quad (6-1)$$

(For nærmare forklaring sjå 3.3 og 3.4.)

Dette gjeld for ein monokromatisk observasjon av ei punktkjelde. I praksis observerer vi med ei endeleg bandbredde, dvs. polykromatisk, og modellen må ta omsyn til effekten av dette. Den polykromatiske diffraksjonskurva kan sjåast på som summen av ei serie monokromatiske kurver, og diffraksjonsmønsteret er "utsmurt" samanlikna med det monokromatiske tilfellet (sjå 4.3).

Dersom vi ser på ei stjerne som ein svart lekam med temperatur T , kan vi finne utstrålt energi $B(\lambda)$ ut frå Planck-funksjonen for ei bølgjelengde λ . I utrekninga av $B(\lambda)$ brukar TIMER3 stjerna sin fargetemperatur i det visuelle området.

I modellrekninga vert det aktuelle følsomhetsområdet for systemet delt opp i segment på 100 Å. For kvart segment får vi ein energi frå stjerna lik

$$P_i(\lambda_i) = \int_{\lambda_i-50}^{\lambda_i+50} B(\lambda) d\lambda \quad (6-2)$$

Denne energien vert så normalisert ved å dividere på totalenergien for heile området.

Vi må no ta omsyn til at vi observerer med ein detektor som har ei viss følsomhetskurve og eit filter med ei viss transmisjonskurve. Produktet av desse to kurvene vert delt i tilsvarende segment $R_i(\lambda_i)$. Det normaliserte produktet av P_i og R_i tilsvarer vekta til i -te "monokromatiske" punktkjelde i summen som skal gje den polykromatiske diffraksjonskurva

$$g_i = \frac{P_i * R_i}{\sum_i P_i * R_i}$$

Den endelege modellkurva kan då skrivast som

$$I(\omega) = \sum_i g_i I_i(\omega_i) \quad (6-3)$$

der $\omega_i = (2/\lambda_i D)^{\frac{1}{2}}$.

Tilpassing av modellkurva: Analyseprogrammet TIMER3 genererer ei modellkurve av okkultasjonen og tilpasser denne til observasjonsdataene. For punktforma kjelder kan programmet variere

opptil fire parametrar inntil det oppnår beste tilpassing med observasjonsdataene utfrå minste kvadraters metode. Dei fire parametrane er

1. Fluksen frå himmelbakgrunnen (B)
2. Fluksen frå stjerna (A)
3. Tidspunktet for geometrisk okkultasjon (T)
4. Farta til måneskuggen over teleskopopninga (V).

Programmet brukar ei prosedyre som simultant tilpassar verdiane til dei fire parametrane, og krev då startverdiar for desse. Startverdiane kan gjevast som data til programmet, eller programmet reknar dei ut sjølv. Startverdiar for A og B finn det ut frå middelveidien av nokre punkt ved starten av data-sekvensen og ved slutten. Ved å søkje etter overgangen mellom A og B finn det også startverdi for T. Startverdien for V vert rekna ut etter dei aktuelle storleikane for okkultasjonen som nemnd tidlegare.

I kurvetilpassinga brukar programmet berre dei data som ligg innanfor intervallet 42 m før og 21 m etter det geometriske okkultasjonspunktet.

For kvart datapunkt O_i i dette intervallet reknar programmet ut tilsvarende punkt C_i på modellkurva. Den partiellderivate av denne verdien med omsyn på dei fire parametrane vert også rekna ut. Differansen mellom den observerte verdien og den teoretiske kan representert av likninga

$$O_i - C_i = \frac{\partial C_i}{\partial B} \Delta B + \frac{\partial C_i}{\partial A} \Delta A + \frac{\partial C_i}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial C_i}{\partial V} \Delta V \quad (6-4)$$

Denne likninga inneheld fire ukjende: ΔB , ΔA , ΔT og ΔV . Til saman får vi like mange likningar av denne type som antal datapunkt. Likningssettet vert så løyst med minste kvadraters metode for å finne dei fire ukjende. Desse verdiane utgjør korreksjonar til dei fire parametrane, og ei ny modellkurve vert rekna ut etter dei korrigererte verdiane for B, A, T og V. Denne iterasjonsprosessen fortset til vi får konvergens, eller til eit maksimalt antal iterasjonar som kan bestemmast på førehand. Det er sjeldan det går meir enn 5 iterasjonar før vi får konvergens.

Normalt er programmet lite følsomt for startverdiane til dei fire parametrane. Men støyfulle observasjonar kan krevje verdiar som ligg nær opptil dei endelege verdiane for at analysen skal gå bra. Dette var tilfellet for 8 av dei 12 observasjonane mine.

Etter at vi har oppnådd best mogeleg tilpassing mellom observasjonsdata og modellkurva, vert himmelbakgrunnen B trekt frå totalsignalet og fluksen frå stjerna (A) vert så normalisert til 1.

Programmet skriv ut informasjon om den aktuelle okkultasjonen og dei utrekna parameterverdiane B, A, T og V. I tillegg vert dei observerte verdiane og modellkurveverdiane plotta i eit A-T diagram, som vist på fig. 6.2.

UNIVERSITETET I TROMSØ
 10 JAN 79 0006
 79/10/30.
 10 H 32 MIN
 CYBER 171MP
 MAG 4.98
 SP TYPE F8
 INSTRUMENT OBSERVER FILTER APERTURE
 SKI 20 S.HOFYD OG 515 24 SEC ARC

DATE	RUN	SAO NUMBER	DM NUMBER	HD NUMBER	CHNL COUNT	MAG	SP TYPE	INSTRUMENT	OBSERVER	FILTER	APERTURE								
10 JAN 79	0006	94526	+17 920		0	4.98	F8	SKI 20	S.HOFYD	OG 515	24 SEC ARC								
CHANNELS																			
500	MS/CH	2.0	15 52	CLOCK START	26.528	CHNL COUNT	0	WV OFFSET	0.0	ZERO CHNL	PHENOM								
										501	DISAPPEAR								
3609.	3495.	3550.	3630.	3514.	3691.	3495.	3568.	3541.	3546.	3522.	3568.	3524.	3403.	3302.	3312.	3381.	3331.	3269.	3312.
3638.	3529.	3536.	3572.	3628.	3641.	3668.	3537.	3584.	3481.	3526.	3522.	3547.	3273.	3232.	3320.	3271.	3276.	3357.	3354.
3525.	3541.	3668.	3661.	3562.	3606.	3492.	3484.	3624.	3548.	3462.	3448.	3506.	3206.	3234.	3233.	3355.	3331.	3204.	3345.
3610.	3577.	3620.	3634.	3600.	3535.	3547.	3611.	3599.	3506.	3499.	3546.	3501.	3237.	3198.	3345.	3161.	3370.	3371.	3288.
3529.	3551.	3621.	3553.	3599.	3605.	3621.	3563.	3534.	3512.	3522.	3524.	3475.	3290.	3210.	3257.	3290.	3382.	3321.	3366.
3612.	3594.	3649.	3564.	3584.	3598.	3578.	3561.	3580.	3513.	3473.	3477.	3580.	3368.	3309.	3247.	3336.	3355.	3319.	3272.
3733.	3564.	3648.	3517.	3668.	3704.	3628.	3609.	3590.	3481.	3546.	3485.	3494.	3357.	3227.	3239.	3273.	3365.	3319.	3240.
3671.	3587.	3648.	3585.	3583.	3554.	3682.	3667.	3654.	3602.	3576.	3557.	3370.	3204.	3341.	3380.	3330.	3234.	3328.	3322.
3629.	3550.	3672.	3610.	3557.	3728.	3539.	3583.	3579.	3666.	3458.	3539.	3381.	3313.	3279.	3290.	3341.	3408.	3263.	3302.
3649.	3521.	3626.	3539.	3580.	3605.	3563.	3626.	3703.	3640.	3597.	3623.	3543.	3335.	3350.	3312.	3368.	3291.	3377.	3326.
3648.	3489.	3673.	3627.	3552.	3696.	3548.	3602.	3727.	3635.	3650.	3638.	3519.	3285.	3244.	3312.	3333.	3267.	3375.	3323.
3597.	3542.	3687.	3663.	3636.	3573.	3599.	3651.	3607.	3542.	3496.	3492.	3559.	3311.	3278.	3314.	3374.	3419.	3289.	3326.
3633.	3486.	3558.	3639.	3560.	3579.	3551.	3601.	3547.	3646.	3587.	3705.	3439.	3319.	3223.	3233.	3248.	3292.	3343.	3357.
3487.	3510.	3665.	3595.	3402.	3532.	3657.	3609.	3618.	3560.	3638.	3536.	3449.	3220.	3336.	3393.	3274.	3220.	3396.	3341.
3454.	3525.	3474.	3514.	3642.	3558.	3648.	3515.	3615.	3506.	3665.	3547.	3515.	3199.	3346.	3309.	3282.	3353.	3390.	3284.
3502.	3440.	3641.	3550.	3690.	3624.	3649.	3627.	3710.	3540.	3576.	3610.	3608.	3361.	3310.	3247.	3225.	3352.	3312.	3286.
3557.	3528.	3633.	3689.	3631.	3555.	3667.	3663.	3622.	3561.	3515.	3580.	3558.	3203.	3306.	3342.	3351.	3371.	3284.	3299.
3464.	3473.	3689.	3628.	3644.	3623.	3664.	3605.	3581.	3496.	3641.	3511.	3499.	3218.	3217.	3254.	3333.	3350.	3288.	3446.
3583.	3481.	3634.	3603.	3601.	3489.	3697.	3604.	3567.	3511.	3588.	3539.	3485.	3339.	3311.	3306.	3332.	3321.	3400.	3335.
3665.	3577.	3437.	3494.	3507.	3521.	3573.	3620.	3538.	3653.	3540.	3516.	3554.	3351.	3353.	3345.	3406.	3347.	3263.	3211.
3557.	3470.	3633.	3652.	3566.	3599.	3676.	3555.	3483.	3499.	3563.	3563.	3360.	3242.	3314.	3315.	3269.	3272.	3357.	3288.
3609.	3520.	3669.	3581.	3516.	3587.	3584.	3491.	3654.	3544.	3520.	3447.	3374.	3254.	3370.	3324.	3318.	3305.	3267.	3253.
3498.	3588.	3657.	3638.	3517.	3554.	3588.	3522.	3701.	3541.	3530.	3525.	3359.	3231.	3298.	3270.	3313.	3297.	3375.	3339.
3582.	3453.	3611.	3599.	3478.	3585.	3546.	3579.	3557.	3496.	3563.	3371.	3312.	3312.	3287.	3236.	3316.	3285.	3340.	3315.

V											
RMS OF NOISE	.2146	TIME OF OCCULTATION	ERROR	PREDICTED RATE	DERIVED RATE	SLOPE	ERROR				
RMS OF FLT	.2011	15 52 26.1247	.0035	.9156 M/MS	.9156 M/MS	***	***				
BKGD	SIGNAL	25PC CHNL	MSA/M	LUNAR DIR	POS ANG	PREDICTED STRETCH					
3287.8	211.6	322.6	.5187	83.1	70.0	1.0267					

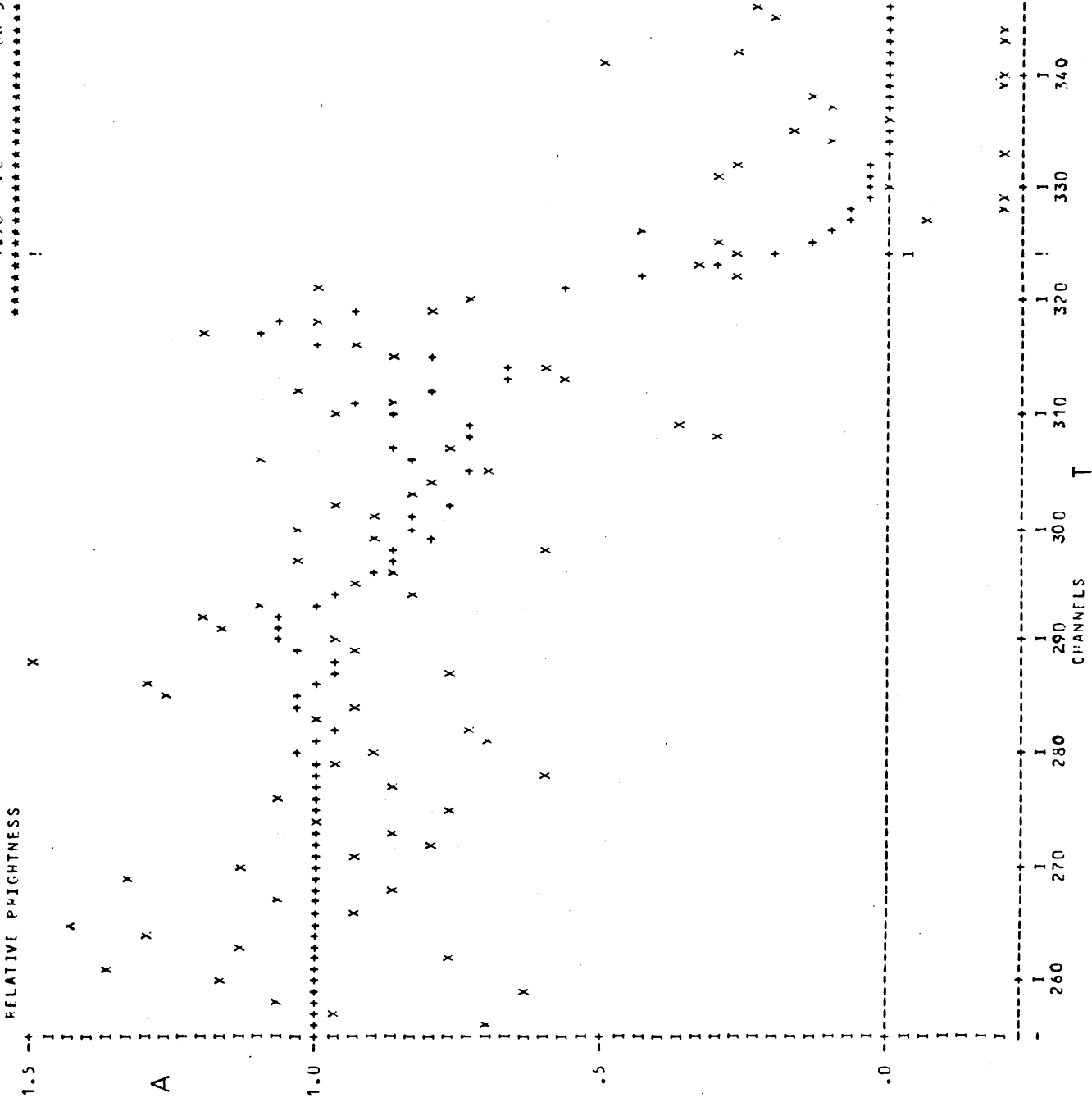
RUN NO. 0006. SAO 94526: DOUBLE. THE SECONDARY DISAPPEARED AT
 U.T. 15 52 26.1247 ± (.003), GIVING A SEPARATION .0245 ± 0.0017 IN DIRECTION 250.0
 (SLOPE -0.0) WITH DMAG= 1.47 ± .42.

MAG. PRIMARY= 5.1, MAG. SECONDARY= 6.6.

Fig. 6.1 Eksempel på utskrift fra analyseprogrammet TIMER3. Dei fire parametrene B, A, T og V er avmerka på utskrifta. Merk forma på dobbelstjerneinformasjonen.

PART 1
15 52 27

10 JAN 79 RUN C006 +17 920
4.98 FR 06 515



79/10/3C.

Fig. 6.2 Plott av observasjonsdata (x) og modellkurve (+) fra analyseprogrammet TIMER3. Aksene tilsvarer dei to parametrene A og T.

Analyse for vinkeldiameter: I tillegg til dei fire parametrane som er nemnd tidlegare kan vi også inkludere ein femte i modelltilpassinga. Denne representerer vinkeldiameteren til stjerna. I utrekninga av modellkurva tenkjer vi oss stjerneskiva oppdelt i ei serie striper med same bredde og parallelle med måneranda. Kvar stripe vert så "erstatta" av ei punktkjelde i same avstand frå måneranda som stripa og med same fluks som ho. Summen av diffraksjonskurvene frå alle punktkjeldene utgjer kurva for stjerna. Når vi skal rekne ut fluksen frå ei stripe, må vi ta omsyn til intensitetsfordelinga over stjerneskiva. I programmet kan vi velgje mellom to typer intensitetsfordeling, uniform over heile skiva og heilt mørk på randa (eng.: fully darken). Nather et al. (1970) hevdar at okkultasjonsteknikken ikkje er følsom nok til at vi kan skilje mellom ulike modellar for intensitetsfordeling over stjerneskiva. Dette gjeld i allfall for stjerner av moderat storleik. For ein modell med uniform intensitetsfordeling over heile skiva er fluksen F_i frå den i -te stripa proporsjonal med arealet S_i . Kallar vi den totale fluksen F og det totale arealet S , vert

$$F_i = \frac{S_i}{S} F = F \frac{2}{\pi r^2} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{r^2 - x^2} dx \quad (6-5)$$

der r , x_1 , x_2 går fram av fig. 6.3.

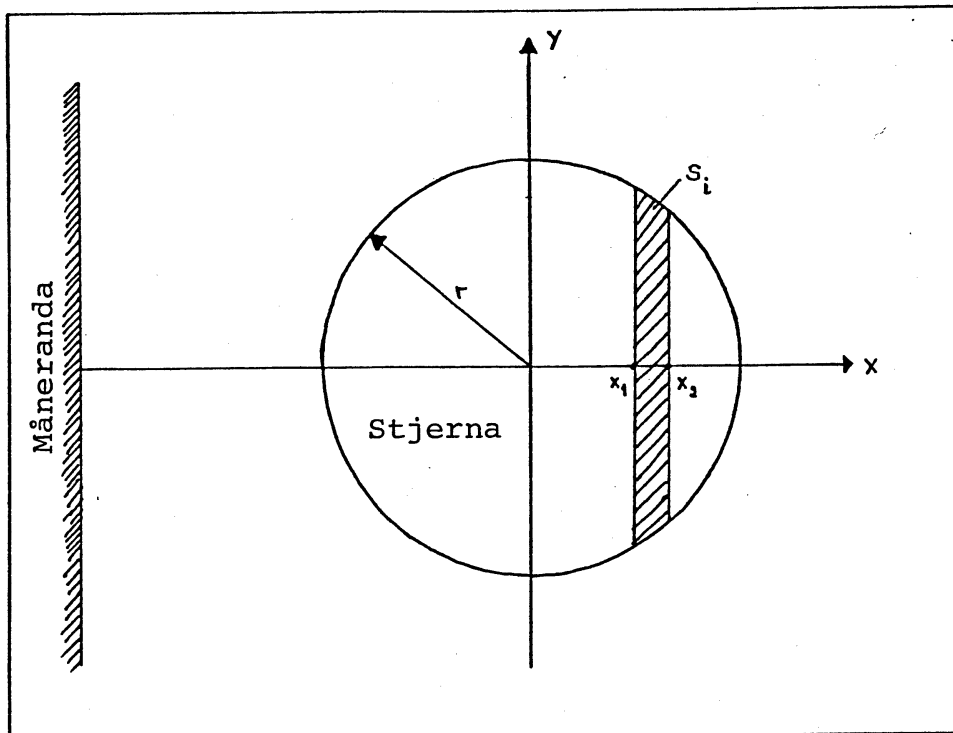


Fig. 6.3 Viser oppdelinga av stjerneskiva i striper for modellering av diffraksjonsmønster til ei utstrekt kjelde.

Tabell 4.1 gjev antal striper stjerneskiva må delast i for at usikkerheten i tilnærminga skal vere mindre enn 10%.

Analyseprogrammet brukar langt fleire striper enn dette, så vi er sikra ei god tilnærming. Dersom n er antal striper og d er diameter i millibogesekund, så brukar programmet fylgjande samanheng:

$$\begin{aligned} 0 < d < 14.5 & : n = 2d + 1 \\ 15 \leq d \leq 29 & : n = 31 \\ 30 \leq d & : n = d + 1 \end{aligned}$$

Når vi vil ta omsyn til ei intensitetsfordeling med ei heilt mørk rand, kan vi ikkje bruke den enkle modellen av stjerna som er vist på fig. 6.3. Intensiteten til eit punkt på stjerneskiwa er då bestemt av avstanden til sentrum av stjerneskiwa. For å finne fluksen frå ei stripe parallell med måneranda, må vi summere opp intensiteten til kvart punkt innanfor stripa. Vi kan då bruke ein stjernemodell som vist på fig. 4.9, der kvar ring har tilordna ein viss intensitet relativt intensiteten i sentrum og der intensiteten er null på randa.

Analyse for dobbelstjerne: Modellkurva til ei dobbelstjerne treng seks parametrar som kan varierast. Bakgrunnsparameteren B er den same som for enkeltstjerne-modellen og også fartparameteren V er uendra. Det siste vil seie at vi krev same V -verdi for dei to stjernene; altså går vi utfrå at hellinga av måneranda er lik der dei to komponentane "møter" randa. For nære dobbelstjerner ser dette ut til å stemme bra. Men for dobbelstjerner der den projiserte avstanden inn på måneranda utgjør meir enn nokre hundre meter må vi ta i bruk ein sjuande parameter for å tillate ulike V -verdiar for dei to stjernene.

Fluksparameteren A vert delt i to, a_1 og a_2 , og representerer fluksen av dei to stjernene. Tidsparameteren T vert også delt i to, t_1 og t_2 . Tidsdifferansen mellom okkultasjonane av dei to stjernene gjev, saman med verdien av V og avstanden til månen, den projiserte avstanden inn på måneranda mellom dei to stjernene.

Programmet skriv ut tidspunkta t_1 og t_2 for okkultasjonane og vinkelavstanden mellom komponentane i retninga gjeven av

posisjonsvinkelen for okkultasjonen på måneranda korrigert for lokal helling. I tillegg skriv det ut magnitudedifferansen mellom dei to stjernene og magnitudene til dei. Ut frå standardavviket mellom modellkurva og observasjonsdata gjev programmet ei sannsynlighetsvurdering av resultatet (sjå fig. 6.1).

Tabell 6.1 Vurdering av dobbelstjernemodellen som programmet har brukt. a_1 , a_2 er intensiteten til stjernene 1 og 2, og σ_1 , σ_2 er standardavviket til a_1 og a_2 frå tilpassinga mellom modellkurva og observasjonsdataene.

KRAV	VURDERING
$a_1 > 2\sigma_1$ og $a_2 > 2\sigma_2$	DOUBLE
$a_1 \geq \sigma_1$ og $a_2 \geq \sigma_2$	POSSIBLE DOUBLE
$a_1 < \sigma_1$ eller $a_2 < \sigma_2$	POSSIBLY DOUBLE

Krava i tabell 6.1 kan synast noko svake, men må sjåast mot det faktum at observatøren veit eller har mistanke om at stjerna er dobbel når han brukar dobbelstjernemodellen. Ei stjerne som ikkje tidlegare er kjend som dobbel, må minst oppfylle det strengaste kravet dersom vi skal kunne seie at stjerna er dobbel ut frå ein observasjon (sjå også 4.4 om dobbelstjerner).

6.2 Endringar i programmet

Med unntak av ein del formelle endringar kunne den programversjonen vi mottok frå Universitetet i Texas køyrast på rekne-

anlegget til Universitetet i Tromsø.

Det største inngrepet i programmet frå mi side er at eg har lagt til ein sekvens som filtrerer dataene for høgfrekvent støy. For at programmet skal utføre denne filtreringa må det spesifiserast med eit kodeord i datamengda til programmet.

Når ein skal filtrere okkultasjonsdata er det viktig at ein ikkje filtrerer bort diffraksjonsmønsteret. Typiske frekvensar for dette er mellom 40-120 Hz. For mitt føremål valde eg eit enkelt filter som oppfyller dette kravet.

Dersom f_k , f_{k+1} og f_{k+2} er tre påfylgjande datapunkt i den opprinnelege datamengden, så kan vi definere ei ny datamengde ut frå likninga (Hamming - 1962)

$$g_k = \frac{1}{3} (f_k + f_{k+1} + f_{k+2})$$

Effekten av ein slik operasjon på datamengda er ei undertrykkjing av frekvensar over $1/3 f_{Ny}$, der f_{Ny} er Nykvistfrekvensen (sjå 8.4). For ei integrasjonstid på 1 ms er $1/3 f_{Ny} = 167$ Hz og ei integrasjonstid på 2 ms gjev 83 Hz. Av dette ser vi at når integrasjonstida er 1 ms, kan filteret brukast på alle observasjonar utan fare for forvrenging av diffraksjonsmønsteret. Med ei integrasjonstid på 2 ms må ein vurdere bruken av filteret ut frå frekvensintervallet for det aktuelle diffraksjonsmønsteret.

6.3 Kommentarar til programmet

Til å vere eit analyseprogram som opphavsmennene var interesserte i å distribuere til andre observasjonsgrupper, er det lite lesbart og lite oversiktleg. Berre for å kunne gjere enkle endringar trengs det ein heller stor arbeidsinnsats.

Eg vil dessutan kommentere måten programmet handsamar randformørkinga på og den midling av data som vi kan gjere bruk av.

Som nemnd under 6.1 skiljer programmet mellom to typer intensitetsfordeling over stjerneskiva. Det er uniform over heile skiva og heilt mørk på randa. Når vi velgjer den uniforme modellen er fluksen frå punktkjeldene proporsjonale med arealet av stripa (fig. 6.3). For den andre modellen vert denne fluksen proporsjonal med kvadratet av arealet.

Basert på åtte observasjonar frå tre uavhengige observasjonsgrupper hevdar Barnes et al. (1978) at høvet mellom diametraner frå dei to modellane er 1.126 ± 0.005 . Det er no vanleg å finne vinkeldiameteren utfrå ein uniform modell og så heller multiplisere med denne faktoren dersom ein ynskjer verdien for den andre modellen.

Barnes et al. (1978) presenterer også ein empirisk relasjon mellom diameteren ϕ_o til ei stjerne med uniform intensitetsfordeling, og diameteren ϕ_u til ei stjerne med ein randformørkingskoeffisient $u(\lambda)$

$$\phi_u = \phi_0 \frac{\sqrt{1 - u/3}}{\sqrt{1 - 7u/15}} \quad u < 0.65 \quad (6-6)$$

$$\phi_u = \frac{\phi_0}{1.1259} \frac{\sqrt{1 - u/3}}{\sqrt{1 - 7u/15}} + 0.2431 \quad u > 0.65$$

Dersom vi utfrå atmosfæremodellar kjenner $u(\lambda)$, kan vi finne diameteren ϕ_0 med analyseprogrammet og så rekne ut ϕ_u utfrå (6-6). Manduca et al. (1977) har rekna ut randformørkinga for ulike stjernemodellar for filtera U, B, V, u, v, b og y. Så for dei fleste stjernene kjenner vi no godt $u(\lambda)$. For at den diameteren vi finn skal svare til den fotosfæriske diameteren må vi ta omsyn til intensitetsfordelinga over skiva. Såleis vil ei endring på 0.1 for randformørkingskoeffisienten føre til ei endring av diameteren på 1-2% og den utgåande fluksen med opptil 4% (Manduca et al. - 1977). Dette er verdiar som er mindre enn usikkerheten i målingane til no, men dei representerer eit systematisk avvik frå den fotosfæriske diameteren.

Alternativt til (6-6) kan vi bruke ein modell som tek omsyn til ulike intensitetsfordelingar.

Dersom $\mu = \cos \theta$ der θ er vinkelen mellom overflatenormalen og synsretninga til observatøren, kan vi med eit høveleg val av kjeldefunksjonen vise at intensiteten i eit punkt på stjerna kan skrivast som

$$I(\mu) = I(1)(1 - u(1-\mu)) \quad (6-7)$$

der $I(1)$ er intensiteten i sentrum og u er randformørkingskoeffisienten (Mihalas - 1970). For kalde stjerner gjeld ikkje denne lineære formelen lenger (Manduca et al. - 1977), og vi må

i staden skrive likninga på forma

$$I(\mu) = I(1)[1 - A(1-\mu) - B(1-\mu)^2] \quad (6-8)$$

Likning (6-7) bryt saman, målt med B-filteret, for $T_{\text{eff}} \approx 4000$ K og med V-filteret for $T_{\text{eff}} \approx 3750$ K. Sidan dei aller fleste stjernene som kan analyserast for vinkeldiameter er seine K-kjemper eller M-kjemper, vil dei ha effektive temperaturar under dei nemnde grenseverdiane, og vi må bruke likning (6-8) i modellen.

For å betre signal/støy høvet på ein observasjon gjer programmet bruk av ei enkel midling. Denne metoda består i å summere opp verdiane av antal punkt som det skal midlast over, og la summen representere den nye verdien. Dersom datasettet består av N punkt og vi skal midle over m punkt, får vi eit nytt datasett på N/m punkt. Dette fører ofte til at programmet får for få punkt til modellkurvejusteringa og det vil avbryte utrekninga.

Filteret som eg har brukt (6.2) fører ikkje til reduksjon av antal datapunkt, og eit optimalt filter for å fjerne støy på observasjonane må vere ynskjeleg for framtida. Ei mogleg metode er beskriven av Savitzky og Golay (1964), som gjer bruk av ein utjammingsfunksjon (eng.: smoothing function).

KAP. VII OBSERVASJONANE

7.1 Innleiande undersøking av observasjonane

Den første granskinga av observasjonane gjorde eg på rekneanlegget på Ramfjordmoen forskningsstasjon. Data frå ein observasjon vart ordna kronologisk (5.4) og plotta på ein Calcomp-plottar. På dei fleste observasjonane var det ein merkbar reduksjon av signalet rundt okkultasjonen (fig. 7.1) så han var lett å identifisere på plottet.

Eg valde no ut ei datamengde på 500 punkt rundt okkultasjonen for nærmare analyse med TIMER3 (kap. 6).

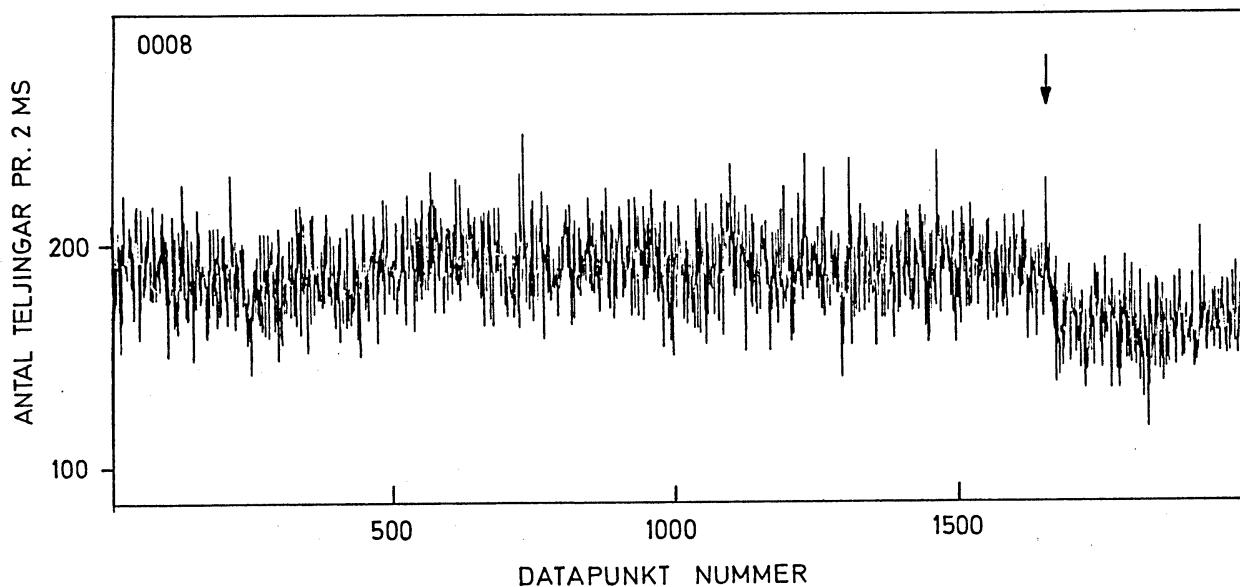


Fig. 7.1 Plott av rådata frå observasjon nr. 8. Pila markerer okkultasjonspunktet i data-sekvensen.

For nokre av observasjonane var okkultasjonen knapt synleg i støyen. Under observasjonane hadde eg som oftast også registrert okkultasjonen visuelt og teke tidspunktet med ei stoppeklokke. Utfrå dette tidspunktet kunne eg no finne han att også på dei støyfulle plotta.

Eg tok no ut skalerte plott av dei aktuelle analysedataene for alle observasjonane. Dei observasjonane som kunne filtrerast for høgfrekvent støy (6.2) vart filtrerte før plottinga.

I tillegg gjorde eg også integralplott av alle observasjonane. Dette er eit plott av funksjonen

$$F_n = \sum_1^n (I_n - \bar{I}) \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (7-1)$$

der \bar{I} er middelerdien av dei N datapunkta som skal plottast (Dunham et al. - 1973).

Eit integralplott av ein enkelstjerneokkultasjon ser ut som ein omsnudd V der spissen definerer okkultasjonspunktet. For eit stjernestystem med fleire komponentar vert integralplottet eit konvekst polygon der hjørna markerer okkultasjonane av komponentane (fig. 7.2). Integralplottet er også relativt ufølsomt for støy på observasjonen, så det definerer klart okkultasjonspunktet sjølv når det knapt er synleg i støyen (sjå fig. 7.34 og 7.35).

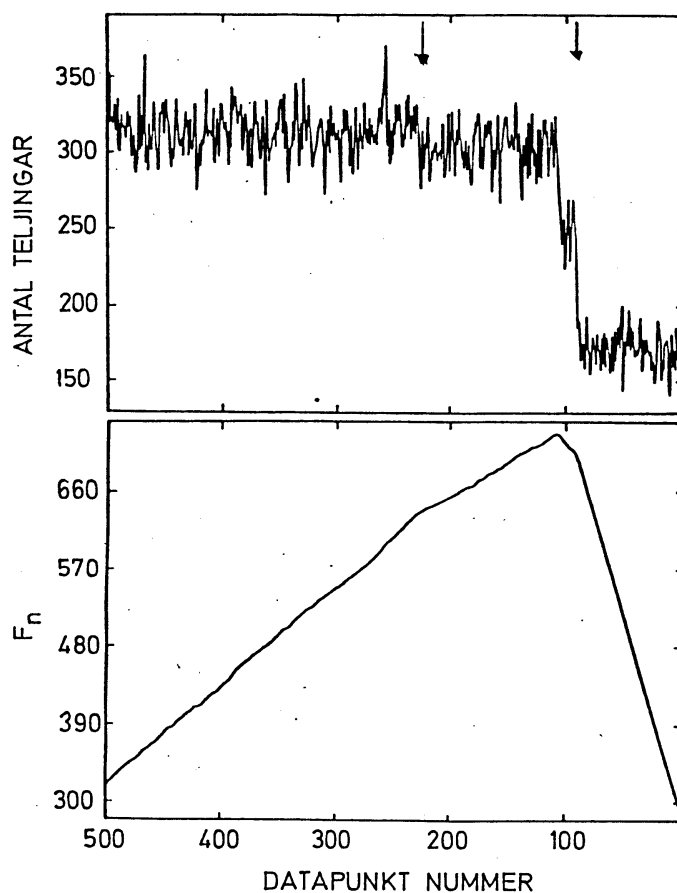


Fig. 7.2 Rådataplott og integralplott av ein observasjon. F_n er definert av likning (7-1). Integralplottet viser at stjerna er trippel med ein komponent okkultert før og ein etter (pilene) hovudstjerna (Dunham et al. - 1973).

Integralplotta av observasjonane tydde på at fleire av dei burde analyserast med TIMER3 utfrå ein dobbelstjernemodell. For observasjon nr. 13 (fig. 7.34) var integralplottet einaste måten å identifisere okkultasjonen på.

7.2 Analysering med TIMER3

Dei aktuelle dataintervalla rundt okkultasjonspunktet kunne no analyserast med programmet TIMER3 (kap. 6).

Først vart alle observasjonane analysert som enkle, punktforma stjerner. Eg fekk då ut eit okkultasjonstidspunkt med stor nøyaktighet. Det dårlege signal/støy høvet for observasjonane gjorde at programmet ikkje sjølv klarte å finne fornuftige startverdiar for dei ulike parametrane (6.1) så desse måtte spesifiserast.

Etter denne første analysen vart no dei einskilde observasjonane analysert utfrå spesielle modellar. I dei tilfella der integralplotta hadde indikert dobbelstjerne vart ein dobbelstjernemodell brukt på observasjonen. To stjerner (nr. 7 og nr. 11 i tabell 7.1) vart også analyserte med tanke på å finne vinkeldiameteren deira.

7.3 Dei einskilde observasjonane

Tabell 7.1 er ei identifikasjonsliste for dei observerte stjernene, og inneheld også opplysingar om magnitudo, farge og spektralklassifisering.

Kolonne 1 gjev nummeret på okkultasjonsobservasjonen. Dette er ei kontinuerlig nummerering av alle okkultasjonane som vert observerte i Skibotn. Kolonne 3-7 gjev stjerna sitt nummer i Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog (SAO), Catalogue of Bright Stars (BS), Henry Draper Catalogue (HD), Durchmusterung (DM) og General Catalogue (GC). Kolonne 8 viser til det nummeret stjerna har i lista over Hyademedlemmar frå

Tabell 7.1 Identifikasjonsliste, V-magnitudo, farge og spektraltype for dei observerte stjernene. Indeksane i kolonne 9-13 viser til kjeldeliste under tabellen.

Nr.	Namn	SAO	BS	HD	DM	GC	van Beuren	V	B-V	U-B	V-R	Sp
1	54 γ Tau	93868	1346	27371	+15 612	5226	28	3.66 ¹	+0.99 ¹	+0.81 ¹	+0.73 ²	K0 III
2		128716			-00 051			8.2				K2
4	85 Tau	93993	1432	28677	+15 645	5517	89	6.02 ¹	+0.34 ¹	+0.04 ¹		A9
5		94004		28879	+16 621	5552		6.51				F0
6	111 Tau	94526	1780	35296	+17 920	6645		4.98 ³	+0.54			F8 V
7	117 Tau	94573	1816	35802	+17 931	6733		6.86 ³	+1.65 ⁴	+2.06 ⁴		g M1 ³
8	54 γ Tau	93868	1346	27371	+15 612	5226	28	3.66 ¹	+0.99 ¹	+0.81 ¹	+0.73 ²	K0 III
9	70 Tau	93925	1391	27991	+15 621	5356	57	6.46 ³	+0.49 ³			F5 d ³
10	71 Tau	93932	1394	28052	+15 625	5375	141	4.51 ²	+0.25 ²	+0.16 ²	+0.27 ²	F0 V
11	77 θ ¹ Tau	93955	1411	28307	+15 631	5433	71	3.85 ³	+0.93 ²	+0.70 ²	+0.71 ²	G9 III ⁵
12	81 Tau	93978	1428	28546	+15 639	5482	83	5.48 ¹	+0.26 ¹	+0.10 ¹		A7 m ³
13		94989			+17 1051			7.4				K5

KJELDER: 1) Johnson & Knuckles (1955)

2) Iriarte et al. (1965)

3) Catalogue of Bright Stars, Yale University, New Haven, CT., 1964

4) Photoelectric Catalogue, Publications of the U.S. Naval Observatory, Vol. 21 (1970)

5) Morgan og Hiltner (1965)

van Beuren (1952). Kolonnene 9-13 inneheld V-magnituda, fargeindeksane B-U, U-B og V-R og spektralklassifikasjonen for stjerna. Desse verdiane er henta frå ulike kjelder som kan identifiserast utfrå lista etter tabellen. Dei verdiane som manglar kjeldehenvising er henta frå SAO-katalogen.

Tabell 7.2 presenterer observasjonane på tilsvarande form som observasjonane frå McDonald observatoriet (Africano et al. - 1976). Tidspunktet i kolonne 5 er for okkultasjonen av punkt-kjeldemodellen og er gjeven i UTC (Coordinated Universal Time). Usikkerheten for tidspunktet står i kolonne 6 og er i millisekund. Kolonnene 7 og 8 lokaliserer begge okkultasjonspunktet på måneranda. PA = posisjonsvinkelen målt frå nordpunktet på randa og austover (mot klokka). WA = Watts vinkel som vert målt frå månens nordpol og austover. Denne vinkelen kan brukast saman med topografiske kart over måneranda, dersom det er ynskjeleg. Kolonne 9 gjev kontaktvinkelen (CA) til stjerna. Denne er definert som vinkelen mellom måneradius i retning okkultasjonspunktet og månen sin hastighetsvektor, og har positivt forteikn mot klokka. Dei to neste kolonnene gjev minimum magnitudedifferanse mellom den okkulterte stjerna og eventuelle komponentar til ho som ikkje er synlege på kurva. Sidan det er lettare å oppdage okkultasjonen av ein svak komponent etter at hovudstjerna er okkultert, vert minimumsdifferansen utrekna både før (DMS) og etter (DMB) okkultasjonen av hovudstjerna. Kolonne 12 gjev hellingsvinkelen for måneranda (6.1) rundt okkultasjonspunktet, og usikkerheten til han står i kolonne 13. Vinkelen er definert positivt når effekten av han er ei "samantrykkjing" av okkultasjonskurva (tidsskalaen) samanlikna med

Tabell 7.2 Observasjonsresultat. Dei einskilde kolonnene er forklart på den føregående sida.

Nr	SAO	MAG	SP	DAJO	UTC	DT	PA	WA	CA	DMS	DMB	Helling	DS	Filter
1	93868	3.66	K0 III	13 DES 78	4 53 22.675	2	117.3	127.9	-33.0	2.1	3.1	4.8	2.9	Y
2	128716	8.2	K2	4 JAN 79	18 25 47.344	2	88.0	113.1	-19.2	2.1	2.2			V
4	93993	6.02	A9	9 JAN 79	15 17 35.008	3	128.1	137.4	-48.9	1.5	2.6	-7.5	5.4	V
5	94004	6.51	F0	9 JAN 79	16 21 21.505	3	29.2	38.3	50.0	2.4	2.7	-4.1	2.4	V
6	94526	4.98	F8	10 JAN 79	15 52 26.176	2	70.0	73.9	13.1	2.7	2.9			V
7	94573	6.86	g ML	10 JAN 79	17 49 13.057	2	130.8	134.3	-47.1	2.5	2.6	-3.8	3.1	V
8	93868	3.66	K0 III	5 FEB 79	15 35 27.071	2	48.7	59.2	29.5	2.8	3.2	0.0	0.0	Y
9	93925	6.46	F5	5 FEB 79	18 56 07.966	4	34.7	44.6	46.0	1.4	1.5			V
10	93932	4.51	F0	5 FEB 79	19 10 05.618	2	120.7	130.5	-39.7	3.0	3.2	-7.0	2.3	V
11	93955	3.85	G9 III	5 FEB 79	20 24 00.838	2	57.8	67.4	24.5	3.3	3.6	0.0	0.0	Y
12	93978	5.48	A7	5 FEB 79	21 38 52.300	3	144.0	153.5	-60.6	2.5	2.6	-3.1	1.9	V
13	94989	7.4	K5	6 MAR 79	19 29 26.015	3	114.3	114.9	-24.7	1.9	2.4			Y

tilsvarende kurve frå ei rett rand (Evans - 1971). Den siste kolonna identifiserer filteret som vart brukt under observasjonen.

Eg skal no sjå nærare på dei einstilte observasjonane og analysen av dei.

Nr. 1 - Dette er ei av dei fire kjempestjernene i Hyadehopen. Under observasjonen var stjerna berre 10° over horisonten og hadde ei seeing-skive på ca. $15''$. På grunn av den ujamne følginga til kikkerten dreiv stjerna inn og ut av blendaren under observasjonen og det gjorde analysen vanskeleg.

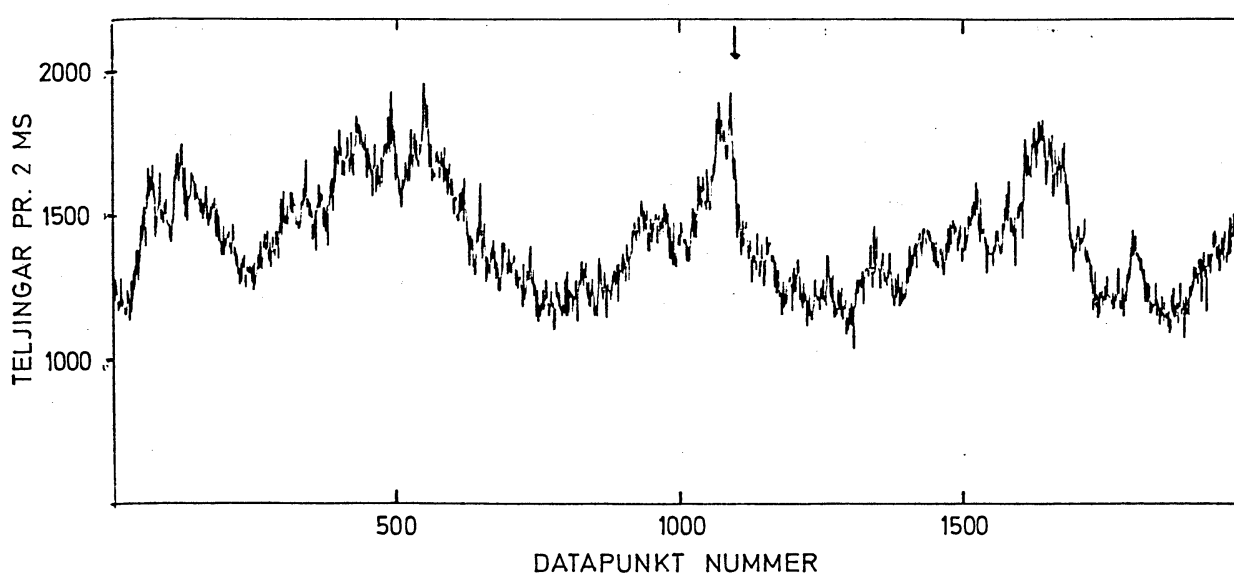


Fig. 7.3 Rådata frå observasjon nr. 1. Pila markerer okkultasjonspunktet. Toppen på kurva ca. 500 punkt etter okkultasjonen skuldast måneranda.

Dei store variasjonane på kurva gjorde at berre ein liten del av datasekvensen på fig. 7.4 kunne brukast i analysen av observasjonen.

Observasjonen vart filtrert for høgfrekvent støy før analysen.

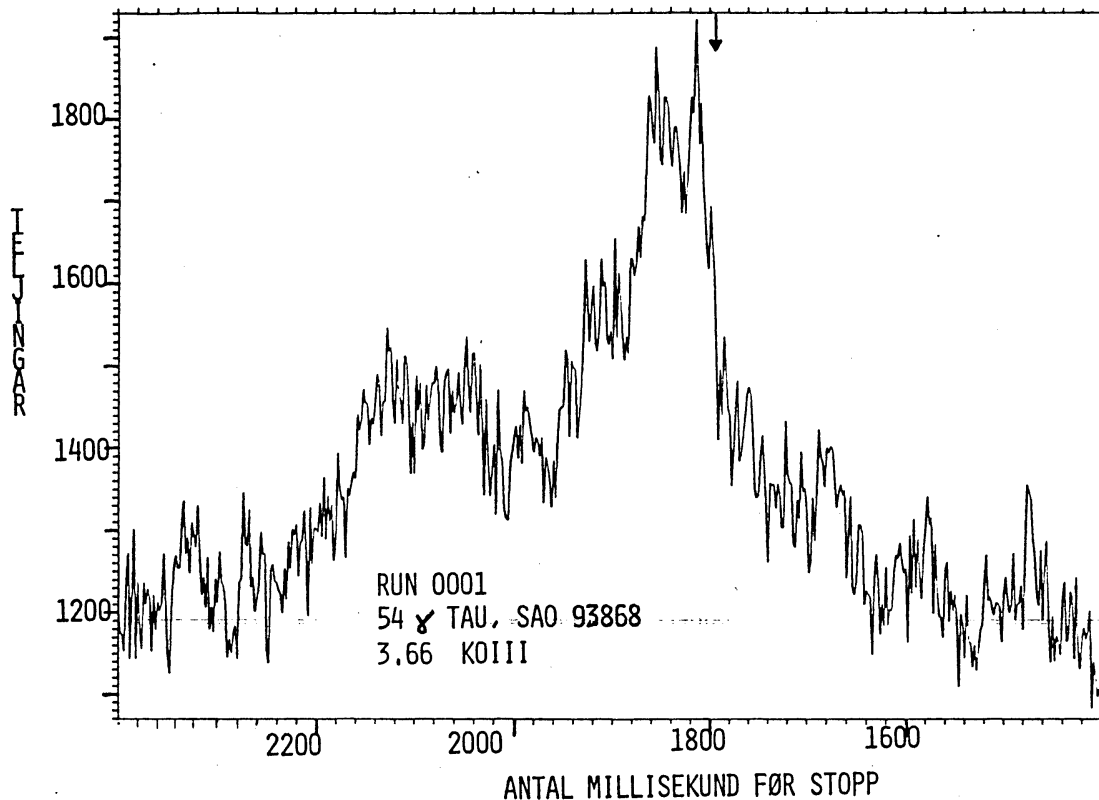


Fig. 7.4 Observasjonskurva rundt okkultasjonen.
Pila markerer moglege sekundærkomponent.

Beste tilpassing til observasjonen fekk eg med ein dobbelstjernemodell der projisert avstand mellom komponentane er $0''.0051 \pm 0''.0009$ i retning $112^{\circ}.5 \pm 2^{\circ}.9$ og med $\Delta m = 0.67 \pm 0.48$. Retninga har vorte korrigert for ein lokal hellingsvinkel på $4^{\circ}.8 \pm 2^{\circ}.9$.

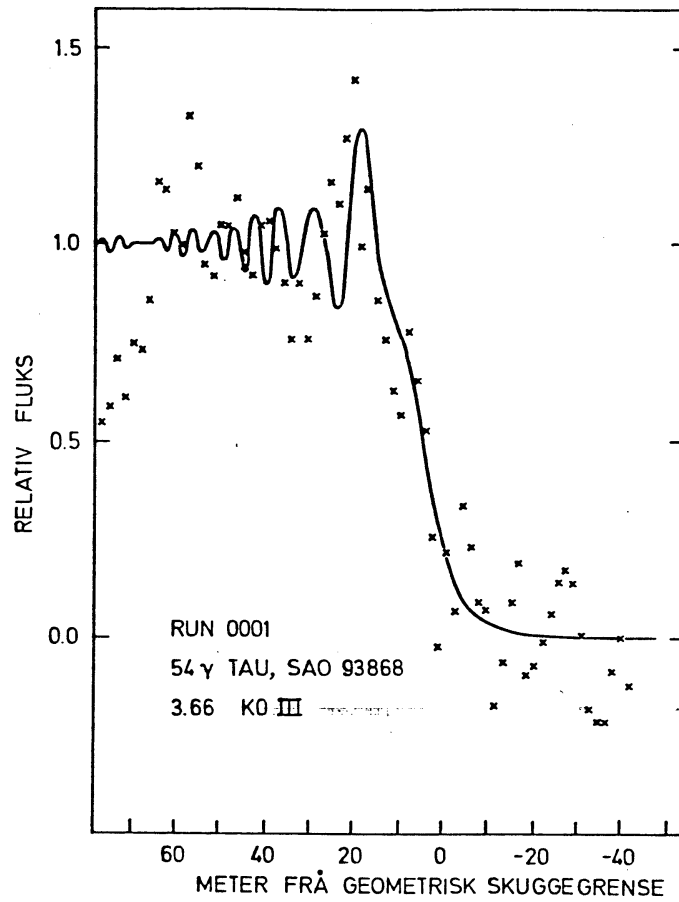


Fig. 7.5 Modellkurva for ei dobbelstjerne tilpassa observasjonsdataene frå nr. 1.

Nr. 2 - Dette var den svakaste stjerna eg klarte å observere. Stjerna dreiv inn og ut av blendaren under observasjonen (sjå nr. 1). Analysert som punktforma enkeltstjerne.

Observasjonen vart filtrert før analysen.

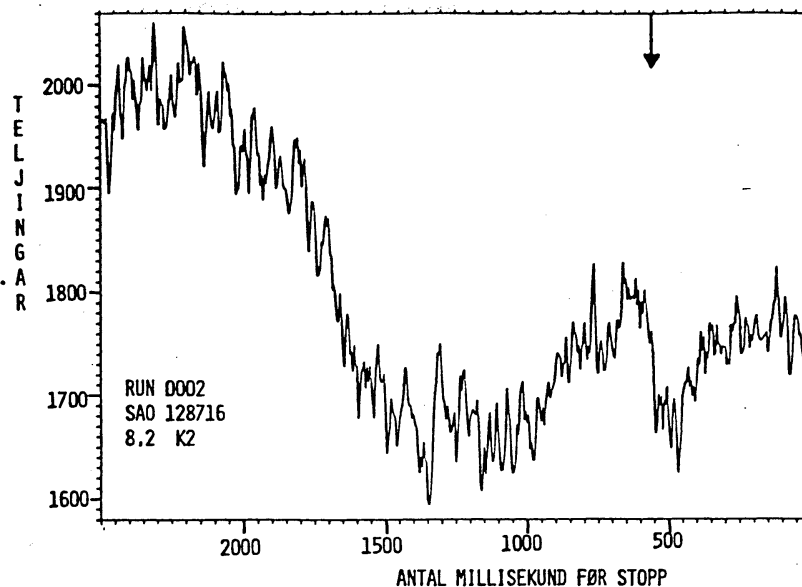


Fig. 7.6 Viser korleis stjerna dreiv inn og ut av feltblendaren under observasjonen. Pila markerer okkultasjonen av stjerna.

Nr. 4 - Observasjon av hovudseriestjerne i Hyadene. I prediksjonslista frå U.S. Naval Observatory (U.S.N.O.) over observerbare okkultasjonar er stjerna oppført som spektroskopisk dobbel-

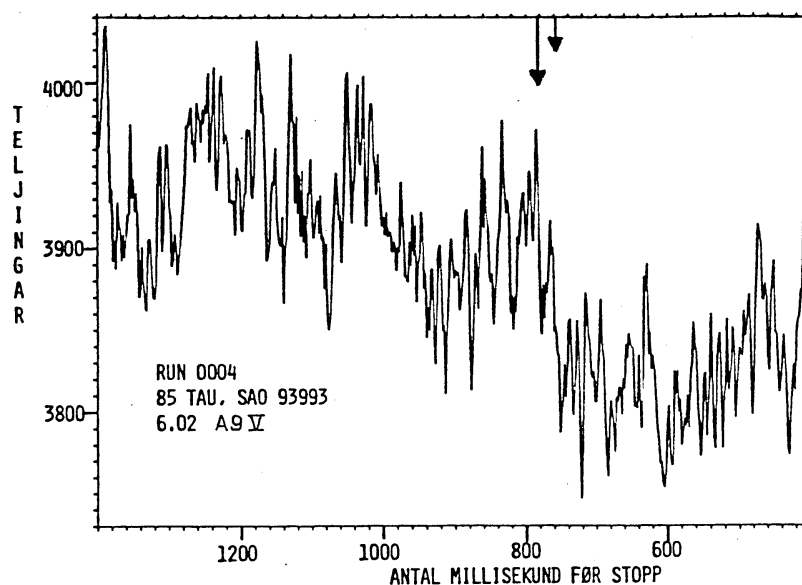


Fig. 7.7 Okkultasjonen av 85 Tau er lett synleg i støyen. Pilene markerer okkultasjonane av primærstjerna og moglege sekundærstjerne.

stjerne med avstand $> 0''.01$. Beste tilpassing til observasjonen fekk eg med ein dobbelstjernemodell som gav ein projisert avstand mellom komponentane på $0''.0064 \pm 0''.0016$ i retning $135^\circ.6 \pm 5^\circ.4$ og ein $\Delta m = 0.43 \pm 0.83$. Retninga er korrigert for ein lokal hellingsvinkel på $-7^\circ.5 \pm 5^\circ.4$.

Rådataene vart filtrerte for høgfrekvent støy før analysen.

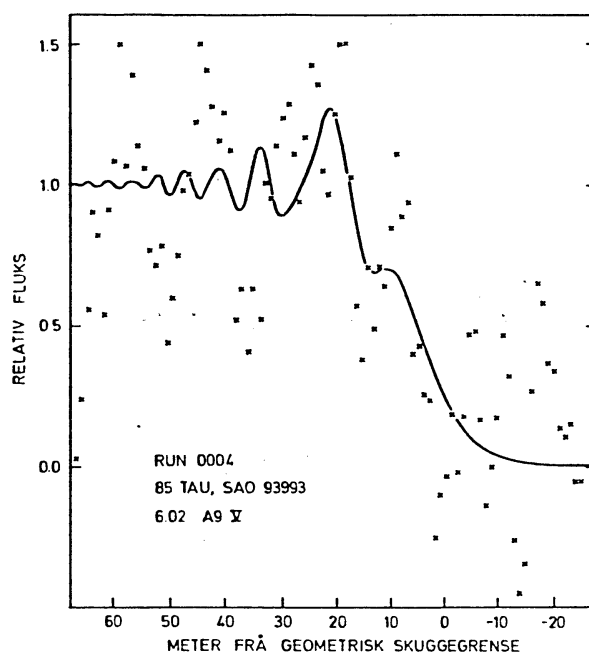


Fig. 7.8 Modellkurva som gav beste tilpassing til observasjonsdataene. Den sterkaste komponenten vart okkultert først.

Nr. 5 - Okkultasjonen av denne stjerna er såvidt synleg på kurva (fig. 7.9), men integralplottet viser han klart og indikerer mogeleg dobbelstjerne. Stjerna vart observert av Beavers og Eitter (1979). Analysen deira viste ingen komponent i retning $230^\circ.2$ med ein Δm mindre enn 2.3.

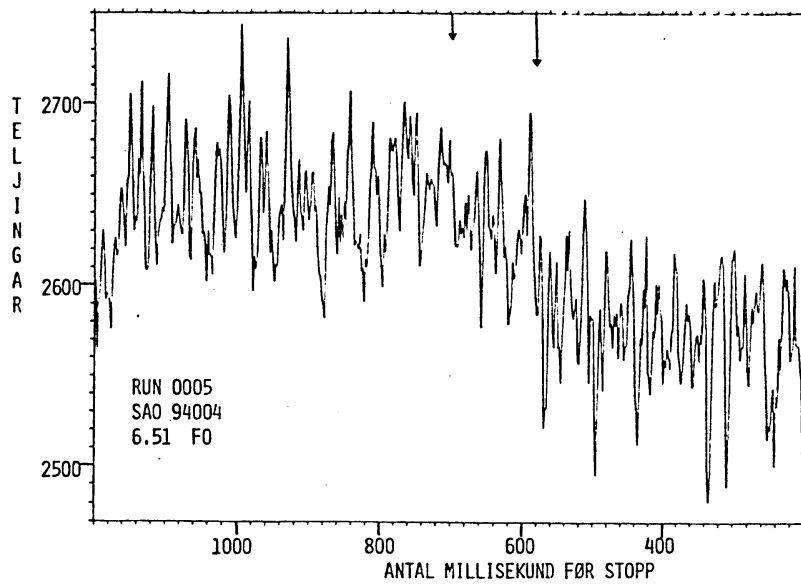


Fig. 7.9 Okkultasjonen av stjerna (stor pil) er synleg i støyen som ei nivåsenking. Mogleg dobbelstjernekomponent er markert med lita pil.

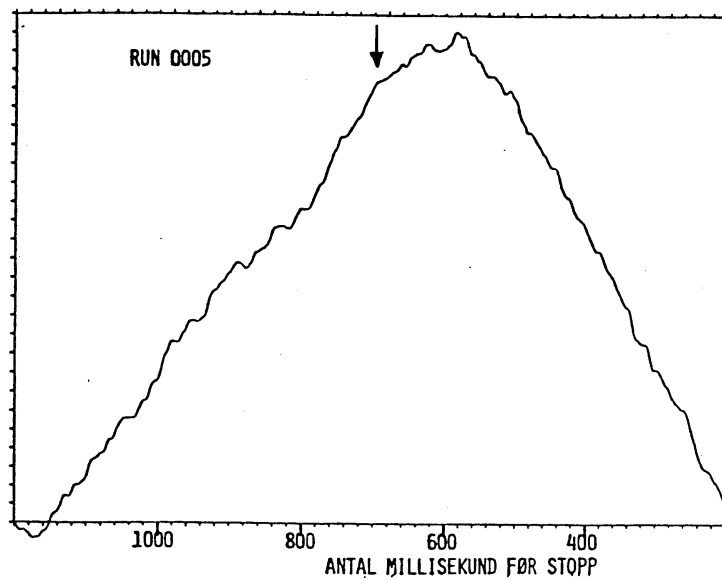


Fig. 7.10 Integralplottet av observasjonen indikerer okkultasjon av ein svakare komponent før primærstjerna vart okkultert.

Beste tilpassing til observasjonen fekk eg med ein dobbelstjernemodell. Han gav ein projisert avstand mellom stjernene på $0''.0323 \pm 0''.0012$ i retning $205^{\circ}.1 \pm 2^{\circ}.4$ og med ein $\Delta m = 0.59 \pm 0.35$. Retninga er korrigert for ein lokal hellingsvinkel på $-4^{\circ}.1 \pm 2^{\circ}.4$.

Observasjonsdataene vart filtrerte før analysen.

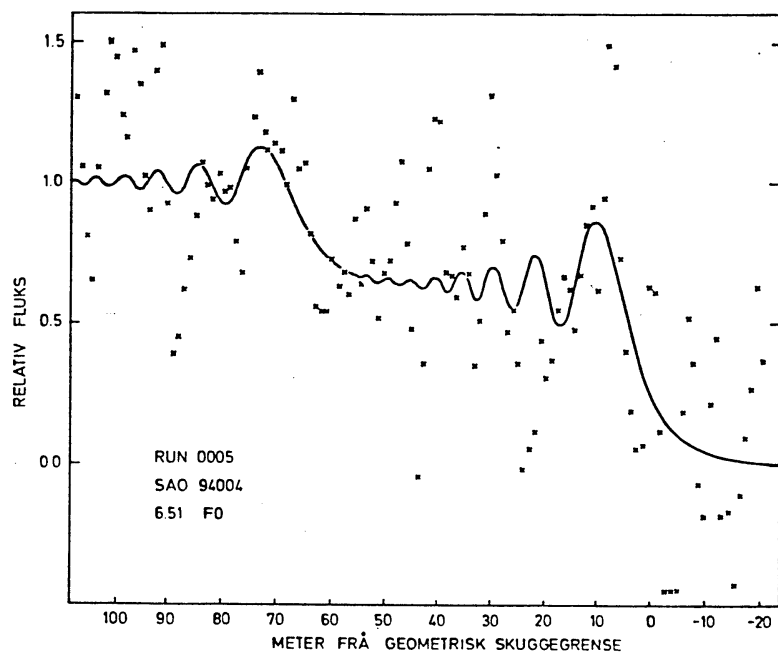


Fig. 7.11 Observasjonsdataene og den modellkurva som gav beste tilpassing til dei.

Dersom eg set minste registrerbare avstand mellom komponentane til $0''.002$ for observasjonen til Beavers & Eitter, og seier at den projiserte avstanden var mindre enn det, så kan eg no finne ein sann vinkelavstand og posisjonsvinkel for dobbelstjernesystemet. Eg forutset at geometrien for systemet ikkje har endra seg nemneverdig mellom dei to observasjonane.

Den geometriske løysinga som tilfredsstillar begge observa-
sjonane er vist på fig. 7.12. For observasjonen til Beavers &
Eitter har eg brukt en projisert avstand på $0''.000 \pm 0''.002$ i
retning $230^{\circ}.2$.

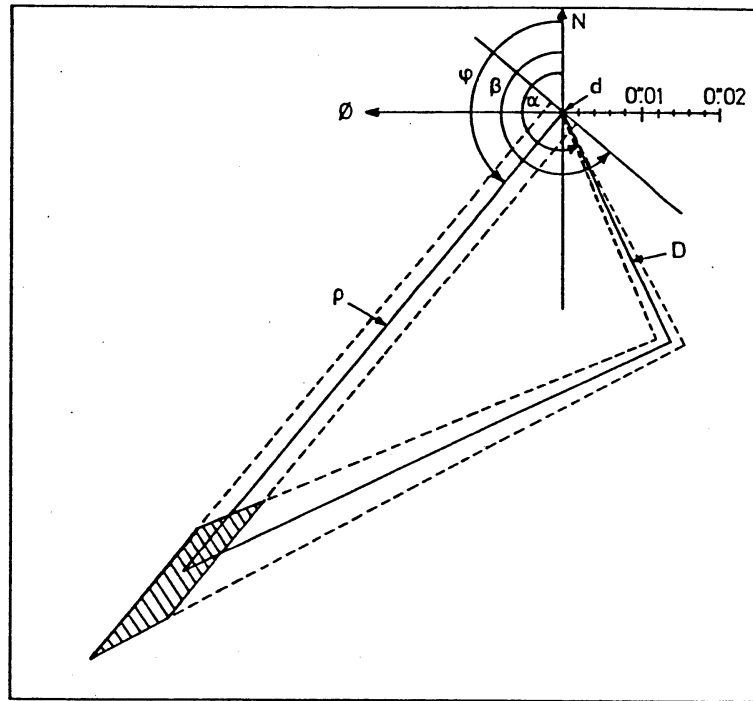


Fig. 7.12 Geometrisk løysing for sann vinkelavstand ρ og posisjonsvinkel φ for dobbelstjerne-
systemet. Observasjon nr. 5 har vinkel-
avstand D i retning α og observasjonen til
Beavers & Eitter har avstand d i retning β .
Skravert felt viser området sekundærstjerna
må ligge innanfor dersom løysinga skal til-
fredsstillar begge observasjonane.

Frå fig. 7.12 får eg at sekundærstjerna har ein sann vinkel-
avstand til primærstjerna på $0''.078 \pm 0''.015$ i retning $140^{\circ}.5 \pm$
 2° .

Nr. 6 - Okkultasjonen av denne sterke stjerna er godt synleg på kurva (fig. 7.13). I prediksjonslista frå U.S.N.O. er stjerna oppført som visuell dobbelstjerne. Integralplott av observasjonen indikerer mogeleg okkultasjon av ei sekundærstjerne 50 ms før primærstjerna.

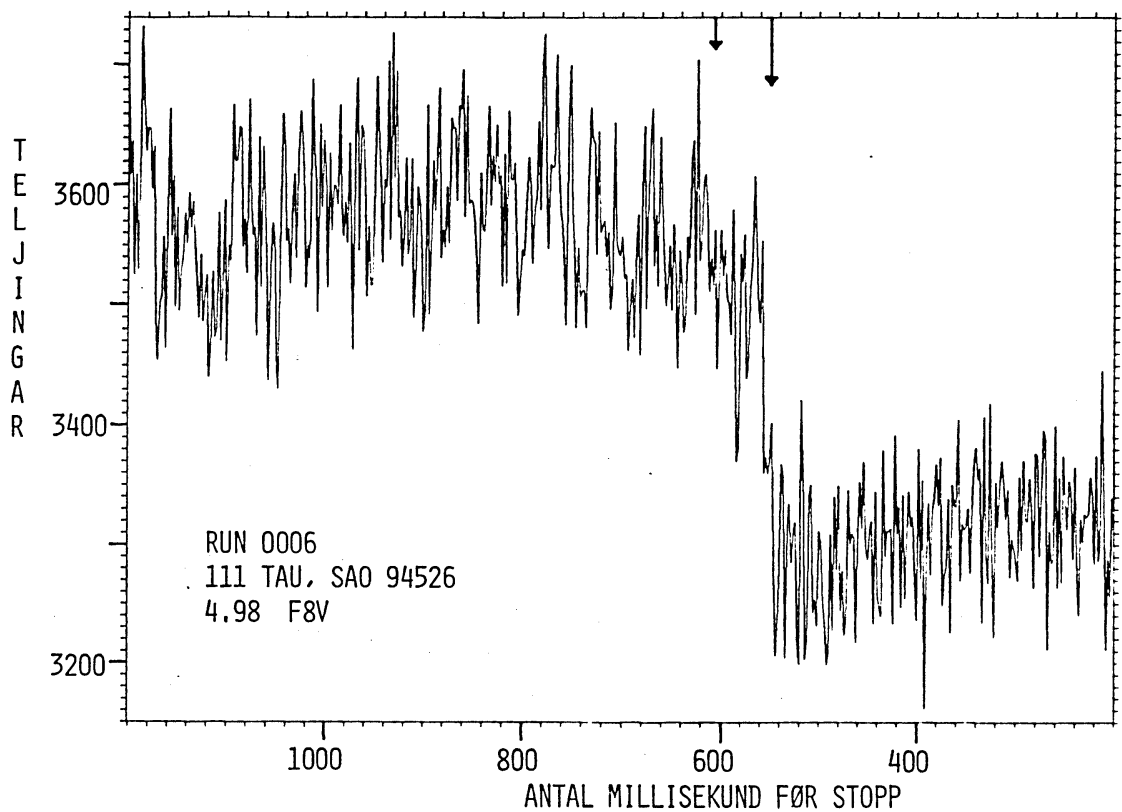


Fig. 7.13 Okkultasjonen av stjerna er markert med ei stor pil. Mogeleg sekundærstjerne er markert med lita pil.

Analysen viste at observasjonen kan best representast av ein dobbelstjernemodell der den projiserte avstanden mellom komponentane er $0''.0245 \pm 0''.0017$ i retning $250^{\circ}.0$ og med $\Delta m = 1.47 \pm 0.42$.

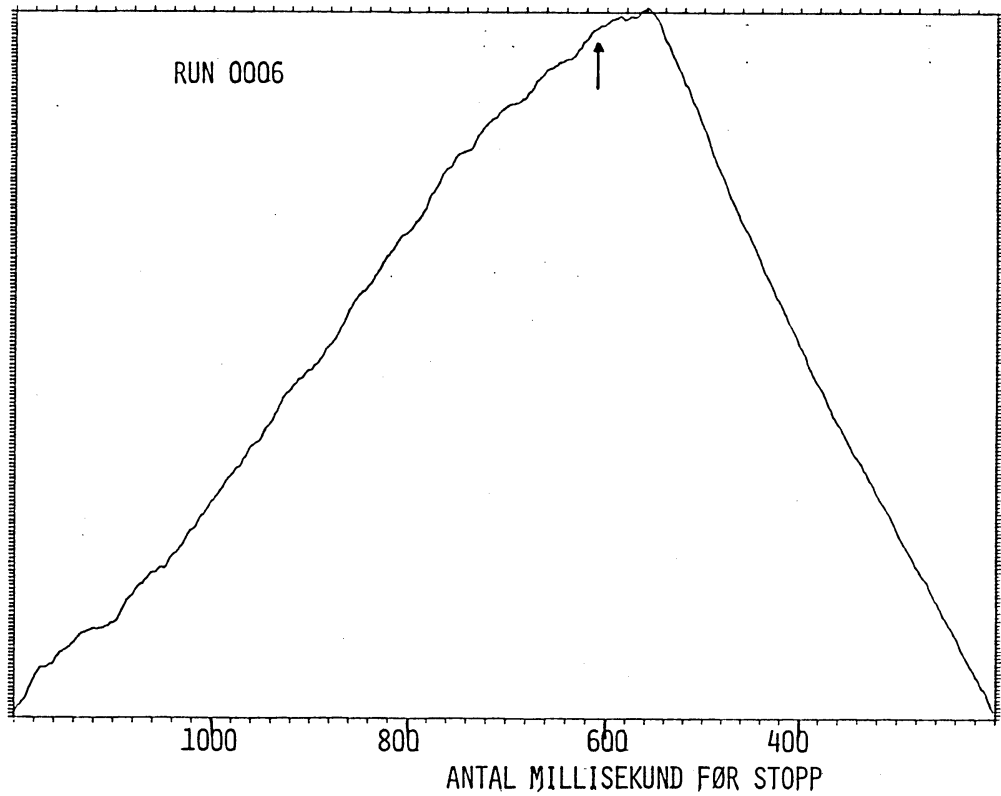


Fig. 7.14 Integralplottet indikerer mogleg dobbelstjerne. Pila markerer okkultasjonen av sekundærstjerna.

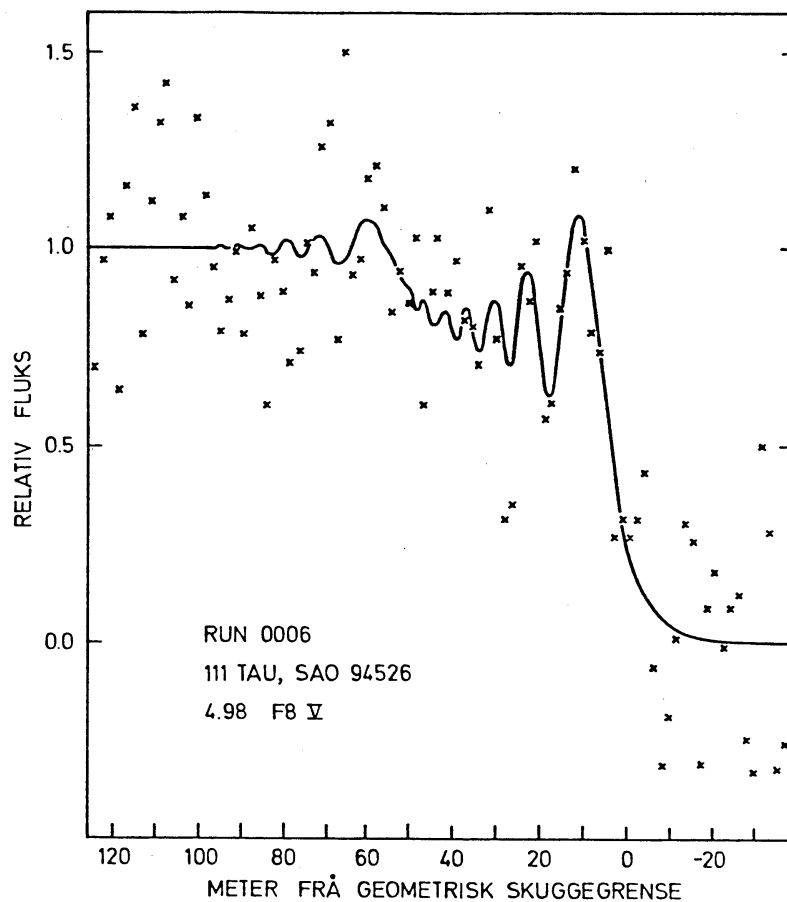


Fig. 7.15 Observasjonsdataene og den modellkurva som representerer dei best.

Nr. 7 - Okkultasjonen av stjerna er godt synleg på kurva (fig. 7.16) trass i mykje støy. Den seine spektraltypa og magnituden tilseier ein målbar vinkeldiameter så eg prøvde å analysere observasjonen utfrå ein diametermodell. Det var ikkje uventa at diameterparameteren i programmet (sjå 6.1) ikkje konvergente mot nokon fornuftig verdi. Til det var nok observasjonskvaliteten altfor dårleg.

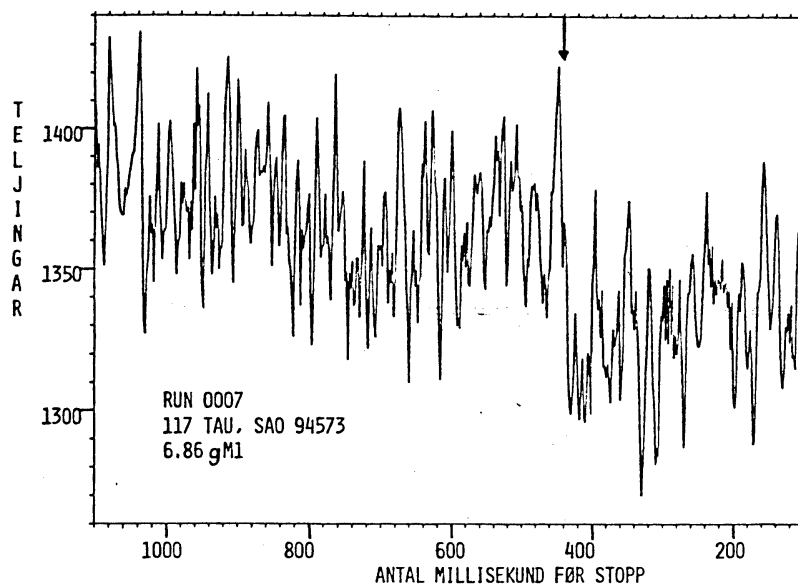


Fig. 7.16 Okkultasjonen er markert med ei pil på datakurva.

I staden for å la diameteren vere ein fri parameter i kurvetilpassinga, gav eg han ein fast verdi og let dei andre parameterane få justere seg til ei beste kurvetilpassing. Denne tilpassinga er standardavviket mellom modellkurva og observasjonsdataene. Eg gjorde no ei ny analyse for ein annan diameterverdi og fekk eit nytt standardavvik. Etter fleire slike utrekningar kunne eg framstille grafisk standardavviket som funksjon av vinkeldiameteren. Ei slik kurve vil ha eit minimum i standard-

avviket rundt den rette vinkeldiameteren (Nather et al. - 1970). Som vi ser av fig. 7.17 har standardavviket eit minimum for ein vinkeldiameter mellom 1.4-1.8 millibogesekund, og eg set vinkeldiameteren av stjerna til $0''.0016 \pm 0''.0002$ for uniform intensitetsfordeling over stjerneskiva.

Observasjonsdataene vart filtrerte før analysen.

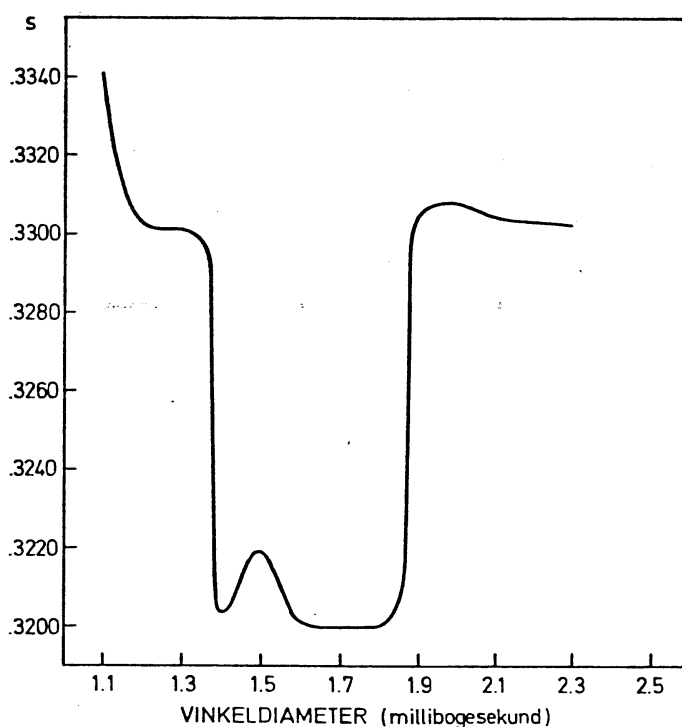


Fig. 7.17 Standardavviket mellom modellkurve og observasjonsdataene som funksjon av vinkeldiameteren.

Frå likning (6-6) kan eg no rekne ut vinkeldiameteren til stjerna for ein viss randformørkingskoeffisient. Ridgway et al. (1977) gjer bruk av modellrekningane til Carbon og Gingerich (1969) på seine stjerner for å finne denne koeffisienten, og

hevder han endrar seg lite for $T_{\text{eff}} = 4000-3000$ K. Frå tabellane til Carbon & Gingerich finn eg for $T_{\text{eff}} = 4000$ K og $\lambda = 5500$ Å ein koeffisient $u \approx 0.88$. Dette stemmer bra med $u = 0.9$ som vart brukt på μ Gem (M3 III) av Ridgway et al. (1974). Eg velgjer $u = 0.88$ som randformørkingskoeffisient for 117 Tau, og får då ein korrigert vinkeldiameter på $0''.0018 \pm 0''.0002$.

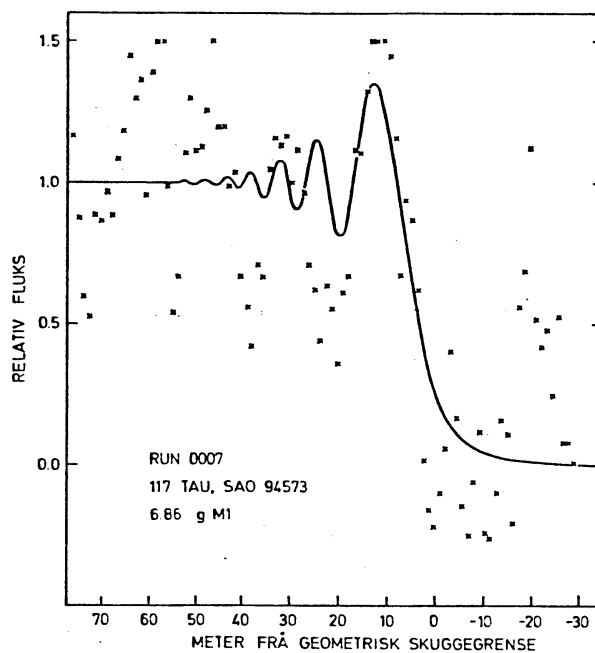


Fig. 7.18 Observasjonsdataene og modellkurva for ei stjerne med ein vinkeldiameter på $0''.0016$.

Dersom vi kjenner V-R og V-magnituda til ei stjerne kan vi rekne ut vinkeldiameteren til stjerna (Barnes et al. - 1978). Frå Hayes (1978) hentar eg $V-R = +1.28$ for M1 III-stjerner. Vinkeldiameteren kan då reknast ut etter likning (1) til Barnes et al.

$$\log \phi = 0.5^2 (4.2207 - 0.1 V - F_V) \quad (7-2)$$

der

$$F_V = 3.841 - 0.321(V-R), \quad (V-R) \geq 0.80 \quad (7-3)$$

Vinkeldiameteren ϕ i likning (7-2) er i millibogesekund og er korrigert for randformørking. Frå likning (7-2) og (7-3) får eg ein vinkeldiameter på $0''.0016$, noko som stemmer godt med analyseresultatet.

Når vinkeldiameteren er kjend, kan den effektive temperaturen reknast ut, dersom eg kjenner den bolometriske korreksjonen BC. Allen (1973) gjev BC som funksjon av $\log T_{\text{eff}}$, og bruker eg denne opplysinga saman med likninga (Nather et al. - 1970)

$$(\log T_{\text{eff}} + 0.1 \text{ BC}) = 0.5(5.44 - 0.2 V - \log \phi) \quad (7-4)$$

ϕ : bogesekund

får eg $T_{\text{eff}} = 3750 \text{ K} \pm 150 \text{ K}$ for ei uniform intensitetsfordeling over stjerneskiva. Med ein randformørkingskoeffisient på 0.88 får eg $T_{\text{eff}} = 3600 \text{ K} \pm 100 \text{ K}$. Dette stemmer godt med $T_{\text{eff}} = 3700 \text{ K}$ som Hayes (1978) fann for M1 III-stjerner, og med resultatet til Flower (1975) som har $T_{\text{eff}} = 3600 \text{ K}$ for M1 III.

Nr. 8 - Denne stjerna, 54 γ Tau, vart observert tidlegare (nr. 1) og er den einaste som vart observert to gongar.

Integralplottet indikerer dobbelstjerne og analysen gav beste tilpassing til observasjonen med ein dobbelstjernemodell. Den projiserte avstanden mellom komponentane er $0''.0192 \pm 0''.0009$ i retning $228^{\circ}.7$ og med $\Delta m = 1.44 \pm 0.32$.

Observasjonsdataene vart filtrerte før analysen.

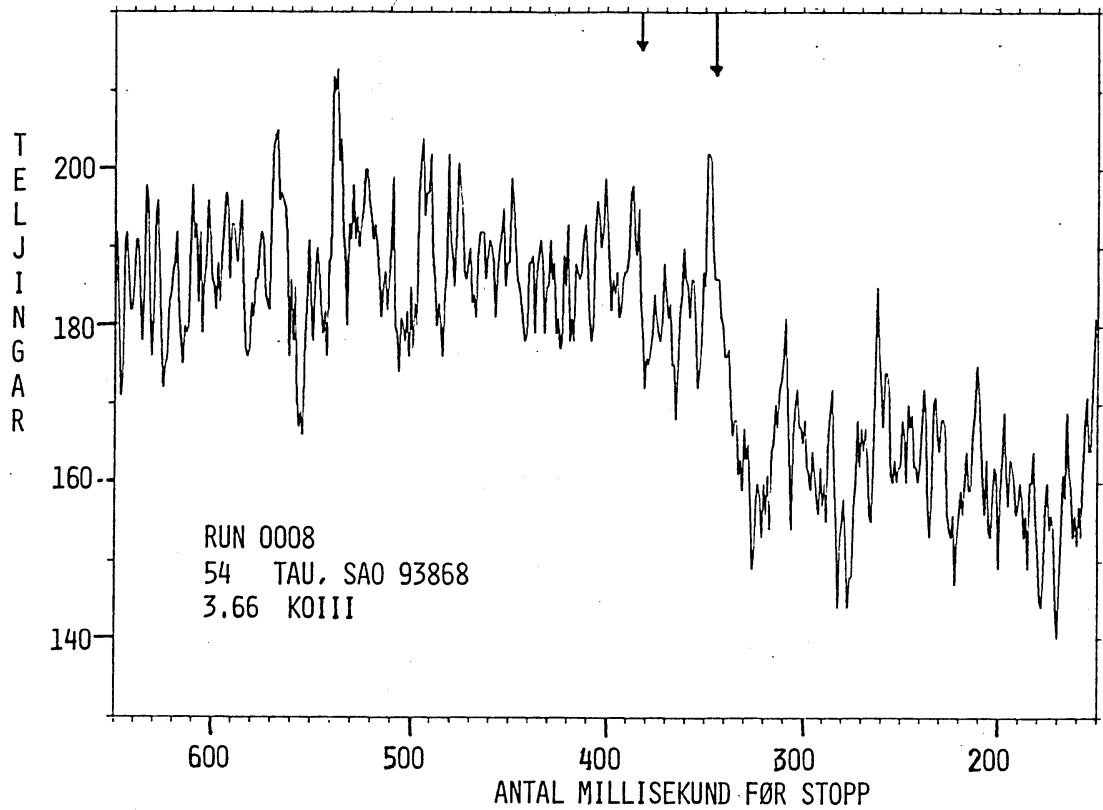


Fig. 7.19 Okkultasjonskurva viser tydeleg okkultasjonen-
av stjerna (stor pil). Mogeleg sekundær-
stjerne er markert med lita pil.

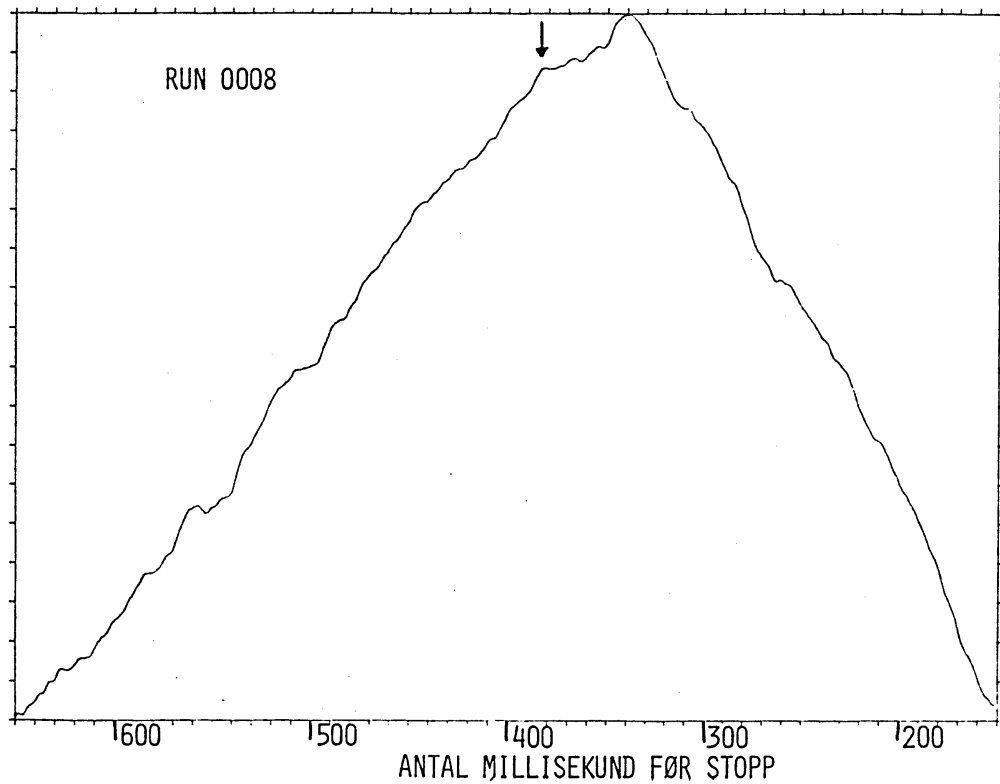


Fig. 7.20 Integralplottet indikerer dobbelstjerne.
Sekundærstjerna markert med pil.

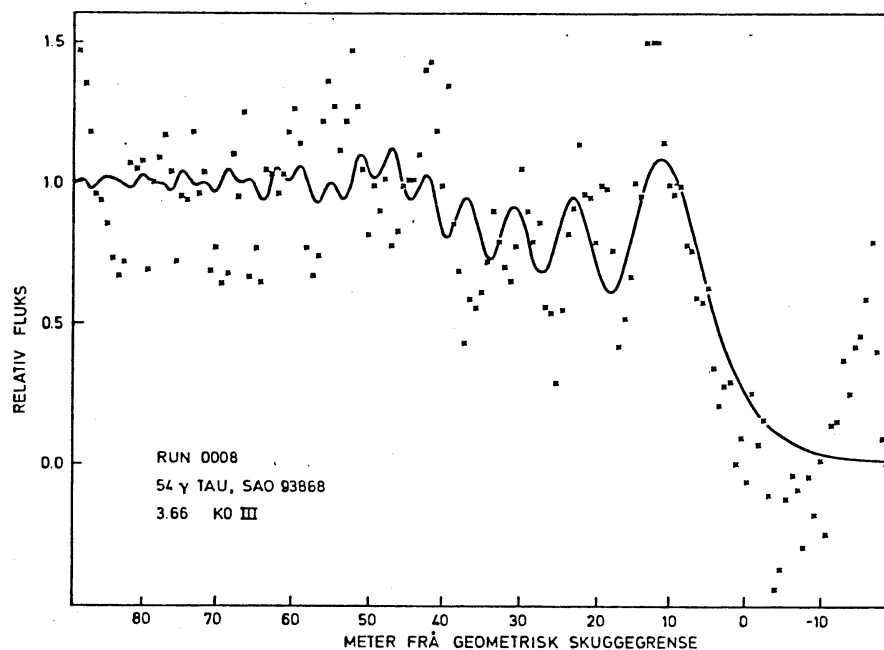
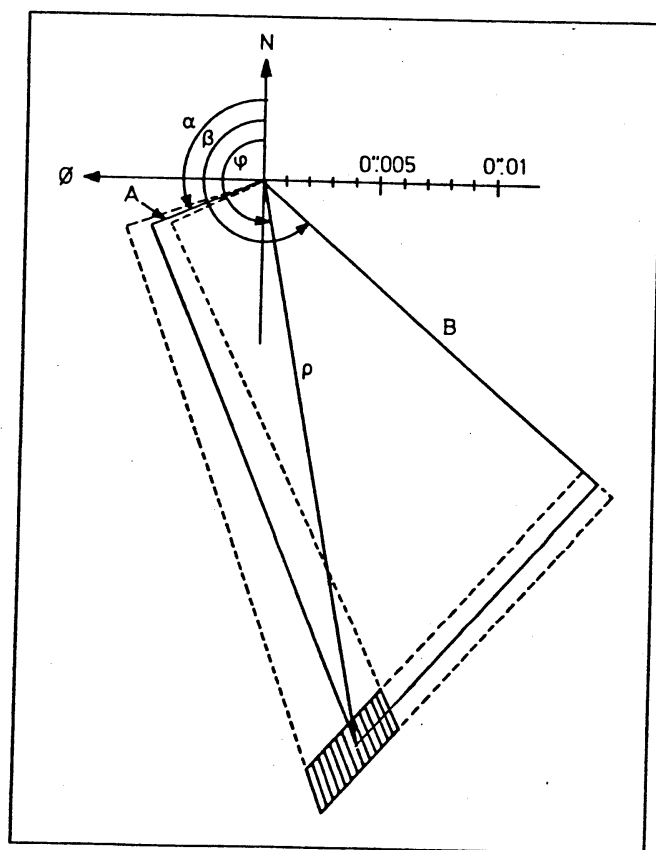


Fig. 7.21 Observasjonsdataene og modellkurva som gjev beste tilpassing til dei.

Samanliknar vi denne observasjonen med nr. 1 ser vi at det er eit stort avvik i Δm . Utfrå kvaliteten på kurvene velgjer eg å leggje størst vekt på denne observasjonen og vekter dei som 2:1. Eg får då ein $\Delta m = 1.20$, som er på grensa for usikkerhetsområdet til observasjon nr. 1.

Utfrå desse to observasjonane kan eg no finne sann vinkelavstand og posisjonsvinkel for sekundærstjerna i høve til primærstjerna (sjå nr. 5).



RUN 0001
A = 0".0051 ± 0".0009
α = 112°.5 ± 2°.9

RUN 0008
B = 0".0192 ± 0".0009
β = 228°.7

Resultat:
ρ = 0".024 ± 0".003
φ = 190°.5 ± 5°

Fig. 7.22 Geometrisk representasjon av observasjon nr. 1 ($A = 0''.0051 \pm 0''.0009$, $\alpha = 112^{\circ}.5 \pm 2^{\circ}.9$) og nr. 8 ($B = 0''.0192 \pm 0''.0009$, $\beta = 228^{\circ}.7$). Skravert område gjev verdier for ρ, φ som tilfredsstillar dei to observasjonane.

Dersom eg kan sjå bort frå banerørsla til sekundærstjerna for tidsromet mellom dei to observasjonane, så er vinkelavstanden mellom komponentane $0''.024 \pm 0''.003$ og posisjonsvinkelen er $190^{\circ}.5 \pm 5^{\circ}$.

54 γ Tau står ikkje i parallaksekatalogen til Jenkins (1963), men som medlem av Hyadehopen kan vi setje avstanden lik 43 pc. Dette tilsvarar avstanden til sentrum av hopen (McAlister - 1977). Vinkelavstanden mellom komponentane i dobbelstjernesystemet svarar

då til ein avstand på 1.03 AU.

Ein $\Delta m = 1.2$ tilsvarar eit høve mellom dei målte fluksane for dei to komponentane på

$$F_1/F_2 = 0.33 = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{eff},2}}{T_{\text{eff},1}}\right)^4 \quad (7-5)$$

der $R_{1,2}$ og $T_{\text{eff},2}$ er radius og effektiv temperatur for dei to stjernene. Eg velgjer no spektraltype K0 III for primærkomponenten sidan han har størst bidrag til fluksen og 54 γ Tau er klassifisert som K0 III-stjerne. Frå Allen (1973) finn eg då $R_2 = 15.85 R_{\odot}$ og $T_{\text{eff},2} = 4500$ K. For ein fast verdi av R_1 kan eg no bruke (7-5) til å finne tilsvarande $T_{\text{eff},1}$

$$T_{\text{eff},1} = \left[0.33 \cdot T_{\text{eff},2}^4 \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \right]^{1/4}$$

Utrekningane viste fort at eg berre fekk fornuftige verdiar for $T_{\text{eff},1}$ når R_1 tilsvarar seint kjempestjerner (K5 III \rightarrow) eller A-stjerner på hovudserien.

HR-diagrammet for Hyadene (Morgan og Hiltner - 1965) viser at det berre er fire kjempestjerner i hopen, og at dei er av typen G9-K1. Løysinga som tilseier at sekundærstjerna må vere ei seint kjempestjerne, er difor mindre sannsynleg enn den andre med ei A V-stjerne. I dei følgjande rekningane vil eg bruke denne siste løysinga.

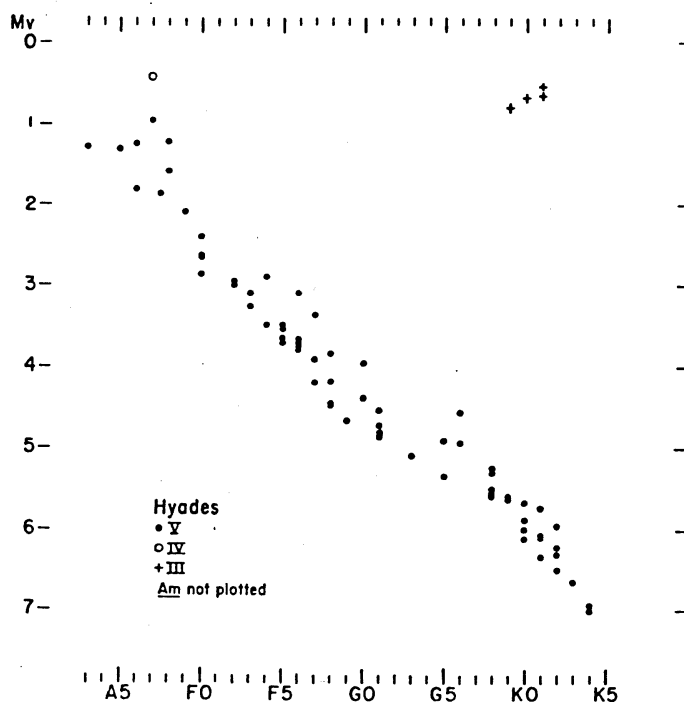


Fig. 7.23 HR-diagram for dei sterkaste stjernene i Hyadehopen (Morgan og Hiltner - 1965).

Ein enkel interpolasjon i tabellen (§100) til Allen (1973) over R for A V-stjerner, og utrekning av tilhøyrande $T_{\text{eff},1}$ viser at sekundærstjerna må vere av typen A2-A4 V.

Massene til dei to komponentane vert då $4 M_{\odot}$ og $2.4 M_{\odot}$ (Allen - 1973).

Frå Keplers tredje likning kan eg no finne omløpstida for systemet dersom eg set den observerte avstanden mellom komponentane lik halve storaksen for systemet. Utfrå verdiane over får eg ei periode på omlag 150 dagar.

Nr. 9 - Hovudseriestjerne i Hyadehopen, og kjend dobbelstjerne med $\Delta m = 0.1$ og avstand $0''.1$ (Catalogue of Bright Stars, 1964). Beavers og Eitter (1979) observerte ho som dobbelstjerne med

vinkelseparasjon på $0''.050 \pm 0''.004$ i retning $250^{\circ}.8$ og $\Delta m = 0.97 \pm 0.24$. Utfrå desse verdiane finn eg at dette tilsvarar ein projisert vinkelavstand på rundt $0''.01 \pm 0''.005$ i retning $34^{\circ}.7$ (posisjonsvinkelen til okkultasjonspunktet på måneranda) for denne okkultasjonen.

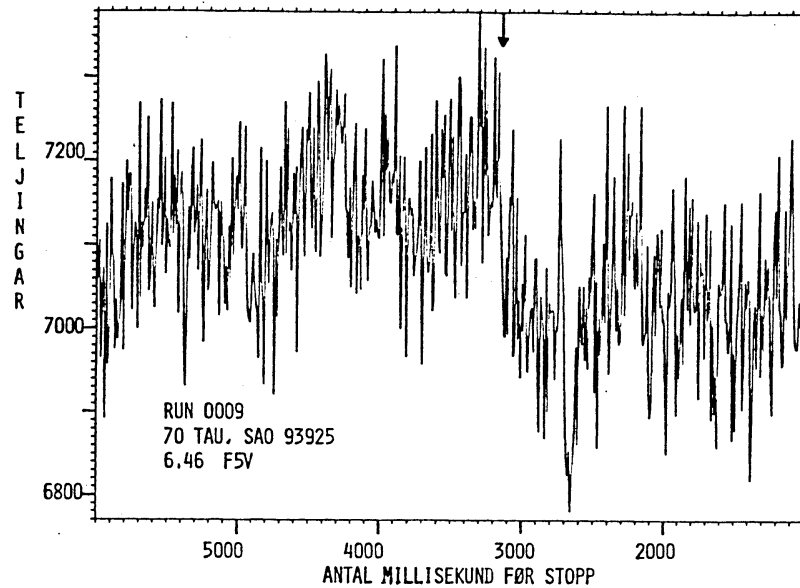


Fig. 7.24 Okkultasjonen av stjerna er markert med pil.

Svært dårlege observasjonstilhøve gjorde at eg måtte bruke ei integrasjonstid på 10 ms. Dette gjer det umogeleg å få ein analyse med dobbelstjernemodell til å konvergere.

Nr. 10 - Denne stjerna er oppført som spektroskopisk dobbelstjerne i prediksjonslista på U.S.N.O. og er nr. 127 i katalogen til Batten (1967) over spektroskopiske dobbelstjerner. Dei orbitale elementa i katalogen er henta frå Abt (1965) som karakteriserer dei som usikre. Han gjev a sin i lik $1.048 \cdot 10^9$ km. Frå

Jenkins (1963) finn eg at stjerna har ei parallakse på $0''.003 \pm 0''.0012$ og $a \sin i$ tilsvarar då $0''.021 \pm 0''.008$. Van Beuren (1952) reknar stjerna som medlem av Hyadehopen, men parallakseverdien til Jenkins plasserer stjerna 8 gonger lenger borte enn sentrum av Hyadene. Dersom eg seier at stjerna har ein avstand på 43 pc, noko som tilsvarar sentrum av hopen (McAlister - 1977), får eg at $a \sin i = 0''.163$.

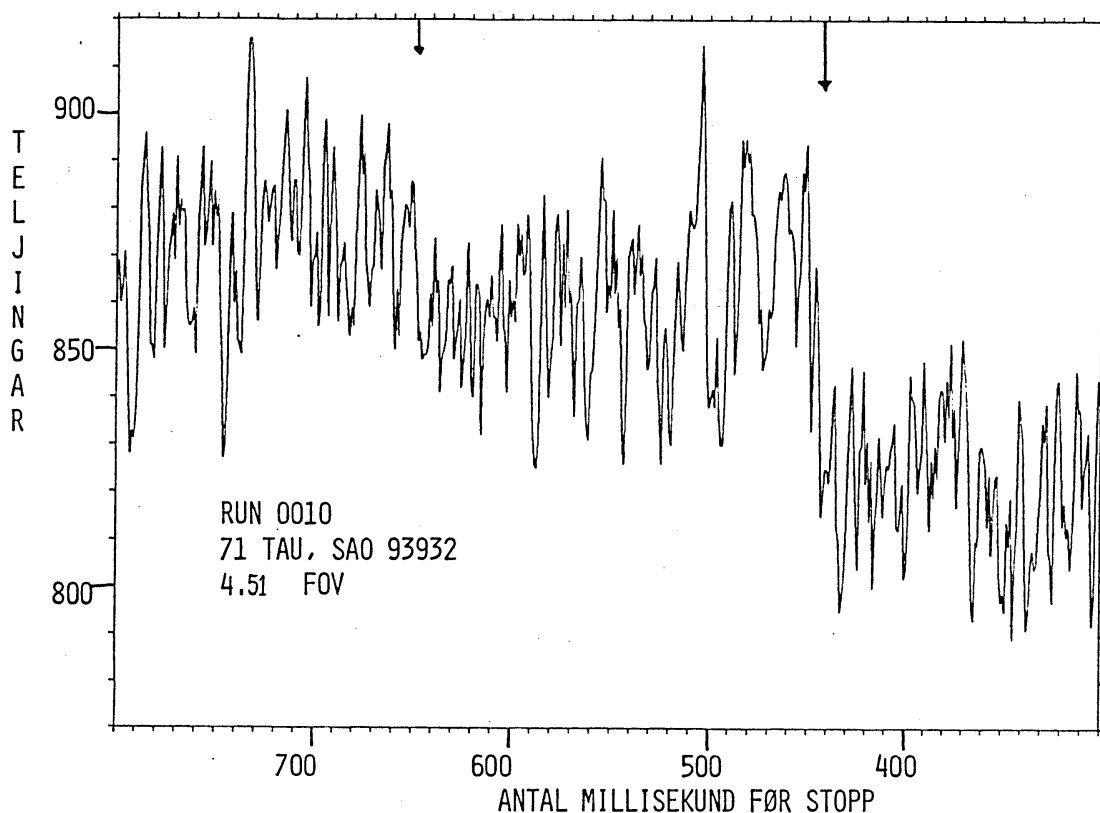


Fig. 7.25 Okkultasjonskurva tyder på dobbelstjerne. Sekundærkomponenten okkultert først (lita pil).

Observasjonsdataene vart filtrerte før analysen.

Den observerte kurva viser moglege dobbelstjernesystem med sekundærstjerna okkultert først. Integralplottet markerer tydeleg okkultasjonen av sekundærkomponenten og indikerer ein tredje komponent etter primærstjerna.

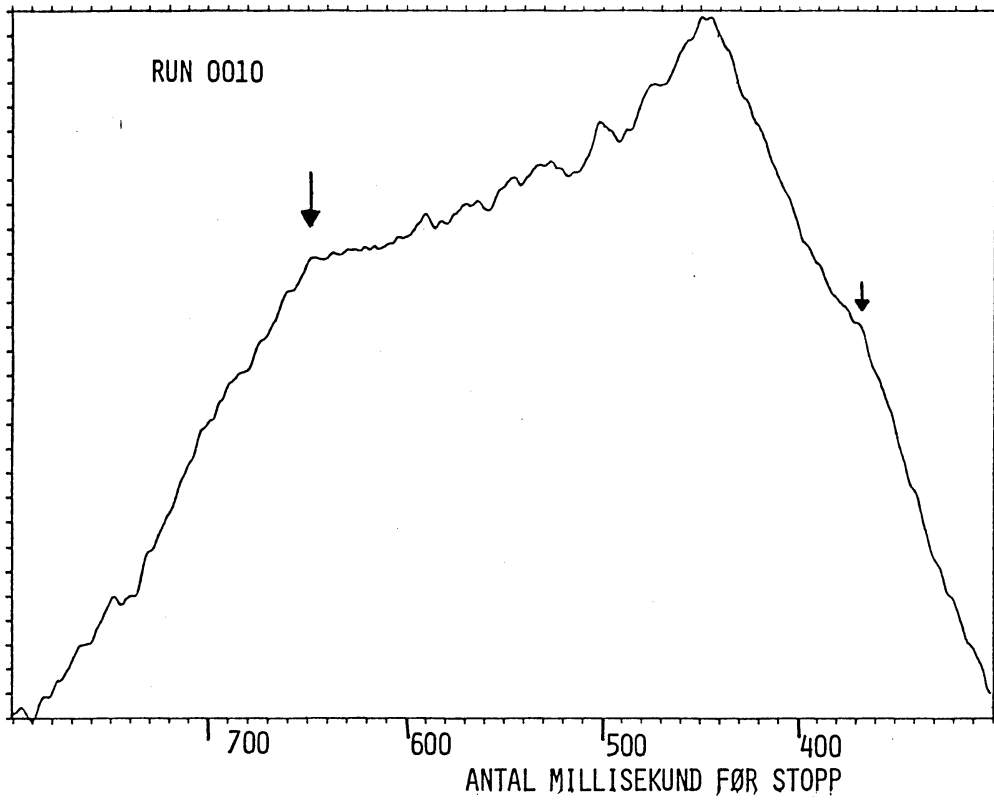


Fig. 7.26 Integralplott viser at stjerna er dobbel og kanskje trippel.

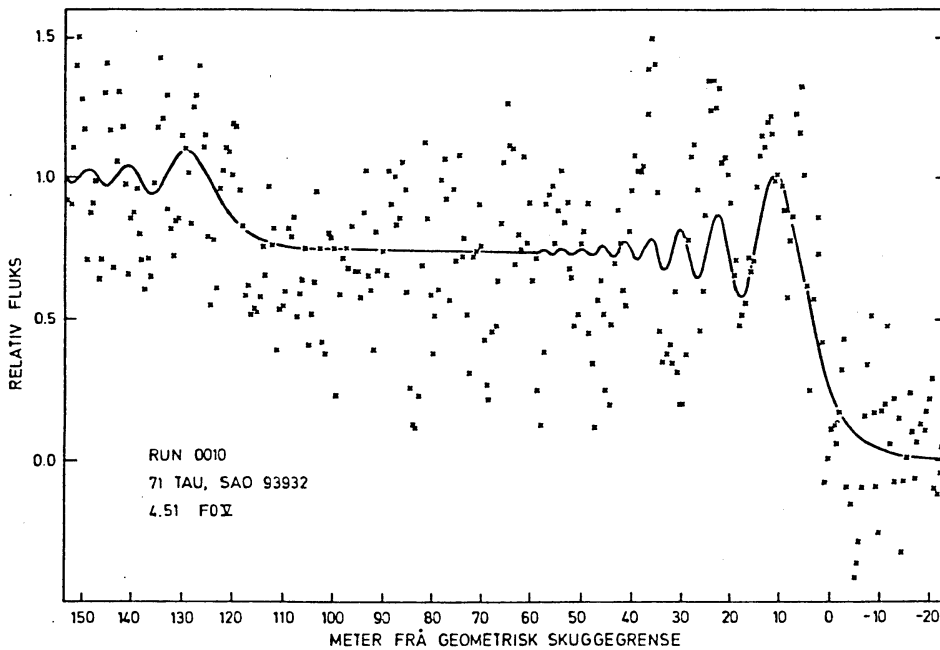


Fig. 7.27 Observasjonsdataene og modellkurva som gav beste tilpassing til dei.

Observasjonsdataene vart best tilpassa med ein dobbelstjernemodell (sekundærkomponenten før primærkomponenten) med ein projisert vinkelavstand mellom komponentane på $0''.0619 \pm 0''.0009$ i retning $307^\circ.7 \pm 2^\circ.3$ og med $\Delta m = 1.13 \pm 0.22$. Retninga har vorte korrigert for ein lokal hellingsvinkel rundt okkultasjonspunktet på $-7^\circ.0 \pm 2^\circ.3$.

Mogeleg tredjekomponent vart okkultert $19^t 10^m 05^s.690 \pm 0^s.006$ (UTC). Dette tilsvarar ein projisert vinkelavstand til primærstjerna på $0''.025 \pm 0''.002$ i retning $127^\circ.7 \pm 2^\circ.3$ og med $\Delta m = 1.9 \pm 0.7$ samanlikna med primærkomponenten.

Nr. 11 - $77 \theta^1$ Tau er ei av dei fire kjempestjernene i Hyadene. I prediksjonslista frå U.S.N.O. er stjerna oppført som spektroskopisk dobbelstjerne med dobbelt spektrum. Seks uavhengige okkultasjonsobservasjonar har stadfesta at stjerna er dobbel (White - 1979) med sann vinkelavstand $0''.1$ i retning 180° og med $\Delta m \approx 4^m.0$. Ein to-farge observasjon på Lowell observatoriet (White - 1979) indikerer mogeleg tredjekomponent.

Signal/støy høvet på observasjonen er for dårleg til at den nemnde sekundærkomponenten er synleg på kurva (fig. 7.28). Men integralplottet indikerer okkultasjon av ein komponent etter primærstjerna. Analysen av desse to stjernene gjev $\Delta m = 1.83 \pm 0.31$ og projisert avstand lik $0''.0555 \pm 0''.0009$ i retning $57^\circ.8$. Beavers og Eitter (1979) som har gjort ein av dei seks okkultasjonsobservasjonane av θ^1 Tau, set $m \geq 1.9$ for ein eventuell tredjekomponent utfrå signal/støy høvet på deira kurve.

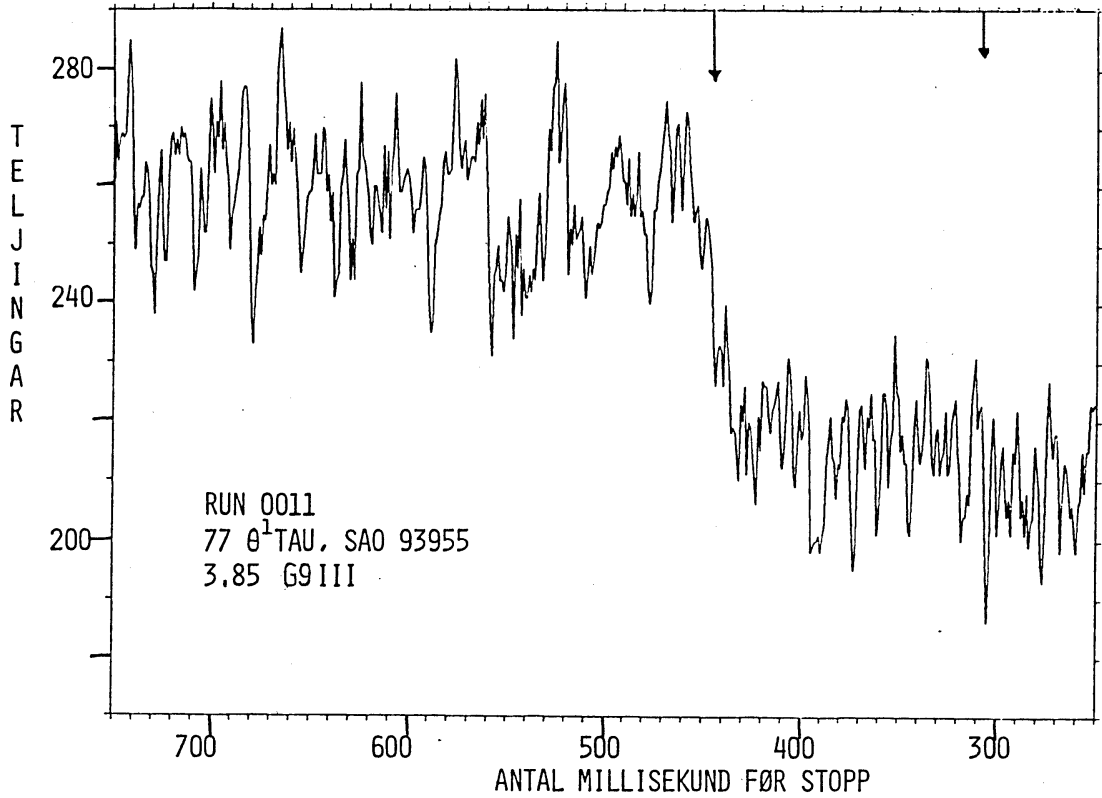


Fig. 7.28 Okkultasjonskurva for 77 θ^1 Tau. Okkultasjonen av primærstjerna er markert med stor pil og sekundærstjerna med lita pil.

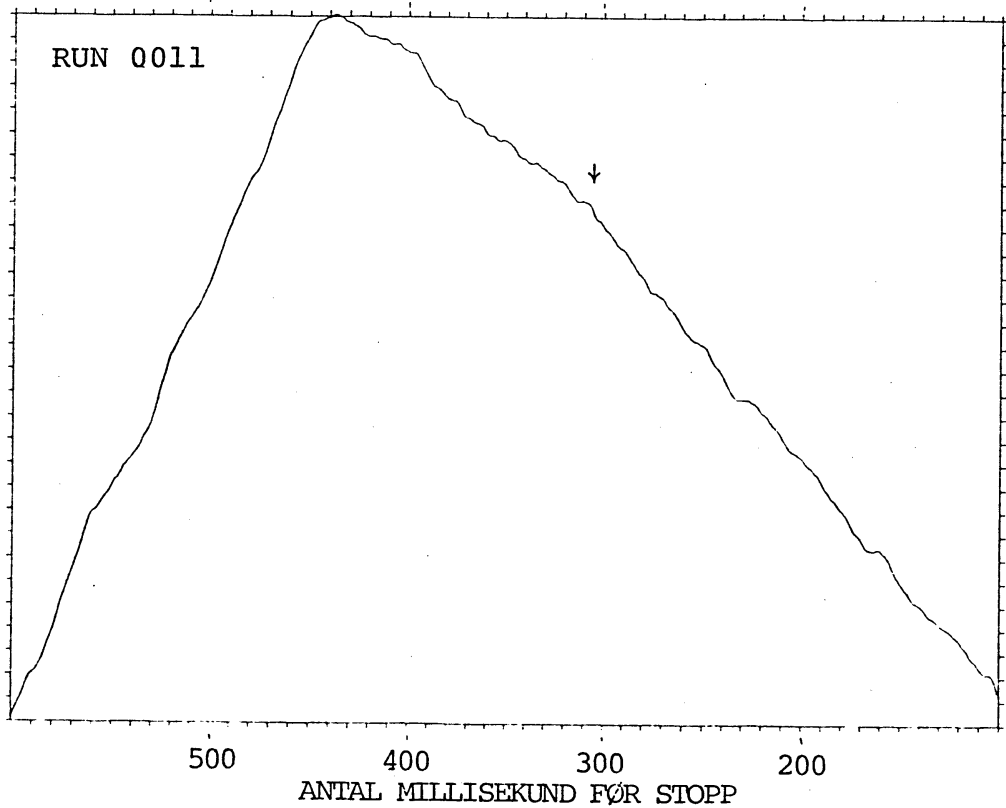


Fig. 7.29 Integralplottet indikerer dobbelstjerne. Sekundærkomponenten markert med pil.

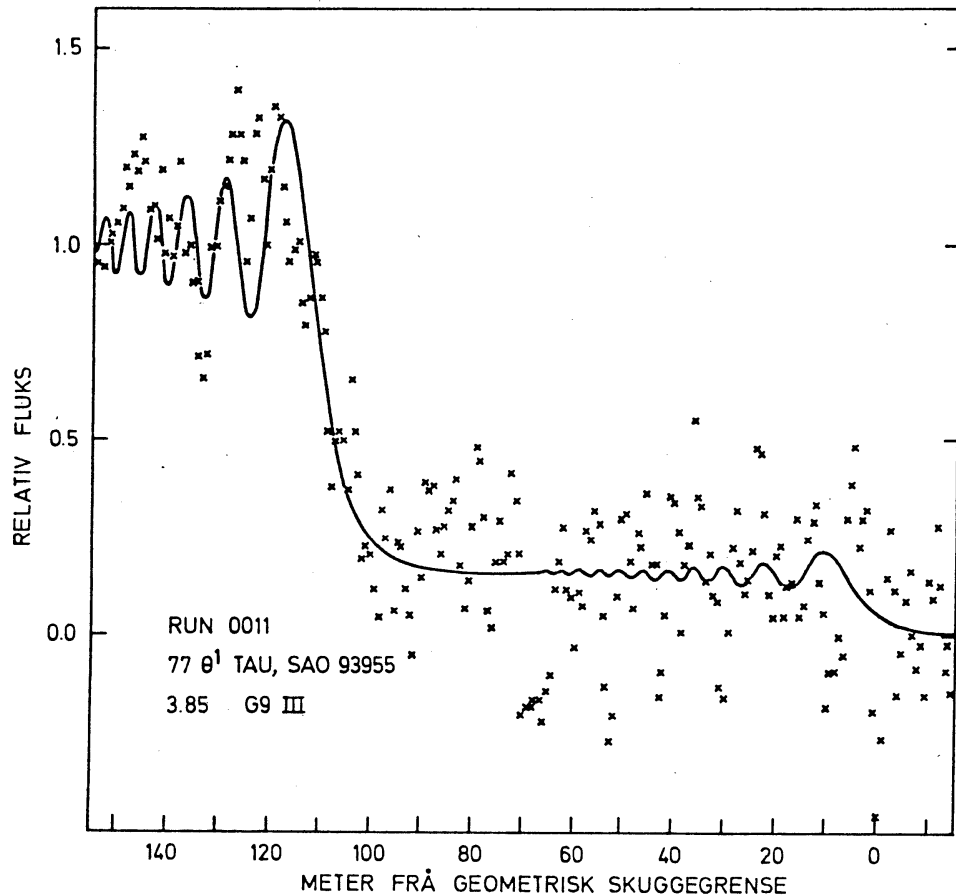


Fig. 7.30 Observasjonsdataene og kurva for dobbelstjernemodellen som gav beste tilpassing.

Observasjonsdataene vart filtrerte for høgfrekvent støy før analysen.

White (1979b) set vinkeldiameteren av stjerna til $0''.0026 \pm 0''.003$, korrigert for ei intensitetsfordeling over stjerne-skiva som gjev heilt mørk rand.

Ein diameteranalyse der vinkeldiameteren var fri parameter i tilpassingsprosedyra konvergente mot ein verdi på $0''.0103 \pm 0''.0017$. Dette resultatet kan ikkje stemme og skuldast støyen på observasjonen. Utfrå standardavviket mellom modellkurve og observasjonsdataene (sjå nr. 7) kom eg fram til ein vinkeldia-

meter på $0''.0023 \pm 0''.0002$ for ein modell med uniform intensitet over stjerneskiwa. Usikkerheten i vinkeldiameteren er breidda av det lokale minimumet på fig. 7.32 rundt sann diameter.

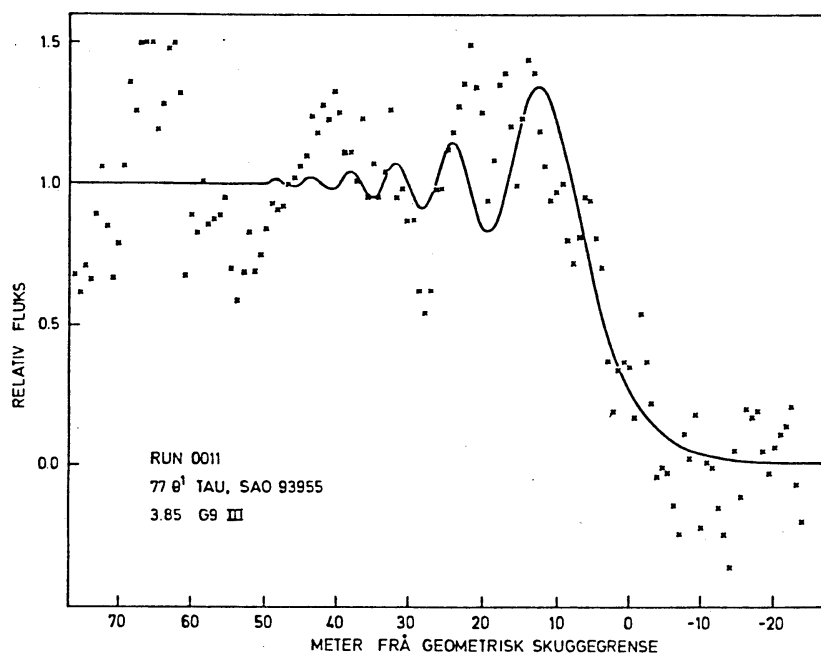


Fig. 7.31 Observasjonsdataene for primærkomponenten til θ^1 Tau, og modellkurva for ei stjerne med vinkeldiameter $0''.0023$.

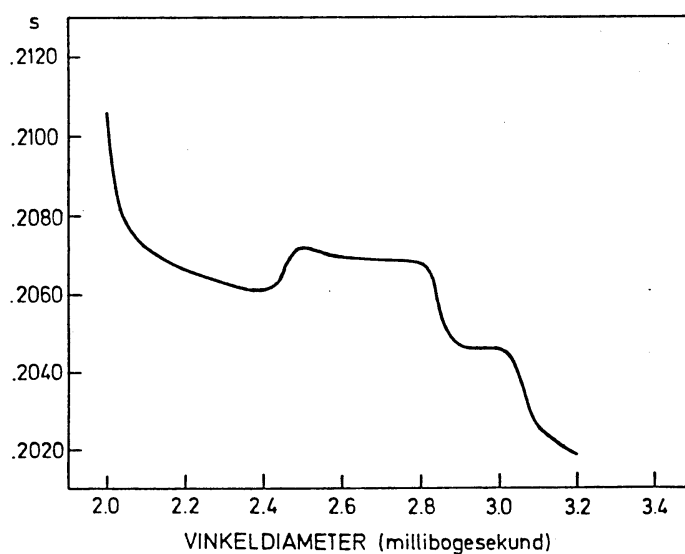


Fig. 7.32 Standardavviket mellom observasjonsdataene og modellkurva som funksjon av vinkeldiameteren.

Frå tabellen til Carbon og Gingerich (1969) over randformørkingskoeffisientar finn eg ein koeffisient på 0.83 for ei K0 III-stjerne. Sidan koeffisienten endrar seg lite for seine spektralklasser (Ridway et al. - 1977) velgjer eg denne verdien også for θ^1 Tau. Innsett i likning (6-6) gjev han ein korrigert vinkeldiameter på $0''.0025 \pm 0''.0002$.

Denne verdien kan eg no samanlikne med den teoretiske verdien frå Barnes-Evans relasjonen. Sidan $V-R = 0.71$ gjeld ikkje likning (7-3), men frå tabell 5 til Barnes et al. (1978) finn eg $F_V = 3.628$ som innsett i likning (7-2) gjev $\phi = 2.6$ millibogesekund. Dette stemmer godt med resultatet over.

På tilsvarande måte som for observasjon nr. 7 kan eg no finne effektiv temperatur for stjerna utfrå likning (7-4). Den korrigerede vinkeldiameteren på $0''.0025 \pm 0''.0002$ resulterer i

$$T_{\text{eff}} = 4750 \text{ K} \pm 100 \text{ K.}$$

Den totale fluksen frå ei stjerne kan skrivast som (Dunham et al. - 1975)

$$F = 3.332 \cdot 10^{-29} T_{\text{eff}}^4 \phi^2 \quad (7-6)$$

der ϕ er vinkeldiameteren i millibogesekund. θ^1 Tau har ein fluks på $9.1 \cdot 10^{-14} \text{ W/cm}^2$ (White - 1979b) og innsett i likning (7-6) tilsvarar det ein $T_{\text{eff}} = 4570 \text{ K} \pm 150 \text{ K}$. Dette stemmer godt med verdien til Allen (1973) på 4500 K for ei K0 III-stjerne.

Den trigonometriske parallaksa til θ^1 Tau er $0''.033 \pm 0''.012$ (Jenkins - 1963), og fører til ein lineær radius for stjerna på $8.14 \pm 2.5 R_{\odot}$ (R_{\odot} = solradius). Dette stemmer dårleg med Allen (1973) som har $R = 15.85 R_{\odot}$ for K0 III-stjerner. Samanliknar vi avstanden til stjerna med avstanden til sentrum av Hyadehopen ser vi at stjerna ligg 10 pc nærmare oss. Dersom eg plasserer stjerna nær sentrum av hopen i ein avstand på 43 pc (McAlister - 1977) får eg ein lineær radius på $11.6 R_{\odot}$. Denne avstanden er akkurat innanfor usikkerheten i parallaksen.

Med $R = 11.6 \pm 2.5 R_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 4570 \pm 150$ K og massen $M = 3.8 M_{\odot}$ (Allen - 1973) kan eg finne luminositeten til stjerna (uttrykt i luminositeten til sola)

$$L = 53 \pm 24 L_{\odot}$$

og overflategravitasjonen

$$\log g = 0.9 \pm 0.2, (g = 7.7 \pm 2.5 \text{ m/s}^2)$$

Nr. 12 - Observert under svært dårlege tilhøve med dis og variabel seeing på 5-20".

Denne observasjonen vart berre analysert utfrå ein modell med ei enkel, punktforma stjerne.

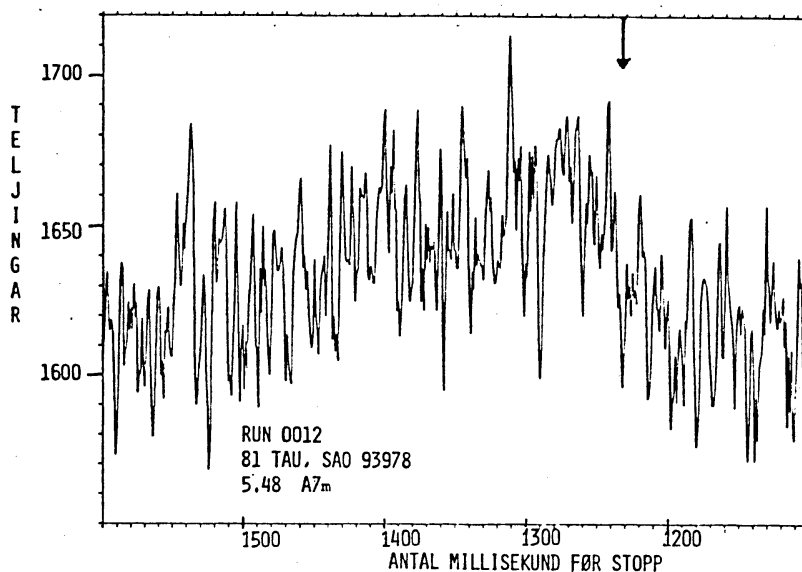


Fig. 7.33 Okkultasjonskurva for observasjon nr. 12. Pila markerer okkultasjonen.

Nr. 13 - Okkultasjonen vart observert gjennom ei cirrus-sky, noko som resulterte i eit svært dårleg signal/støy høve (fig. 7.34). Utfrå rådata plottet var det nesten umogeleg å identifisere okkultasjonen, men eit integralplott av det aktuelle intervallet viste han tydeleg. Integralplottet indikerte også mogeleg dobbelstjernekomponent okkultert etter hovudstjerna.

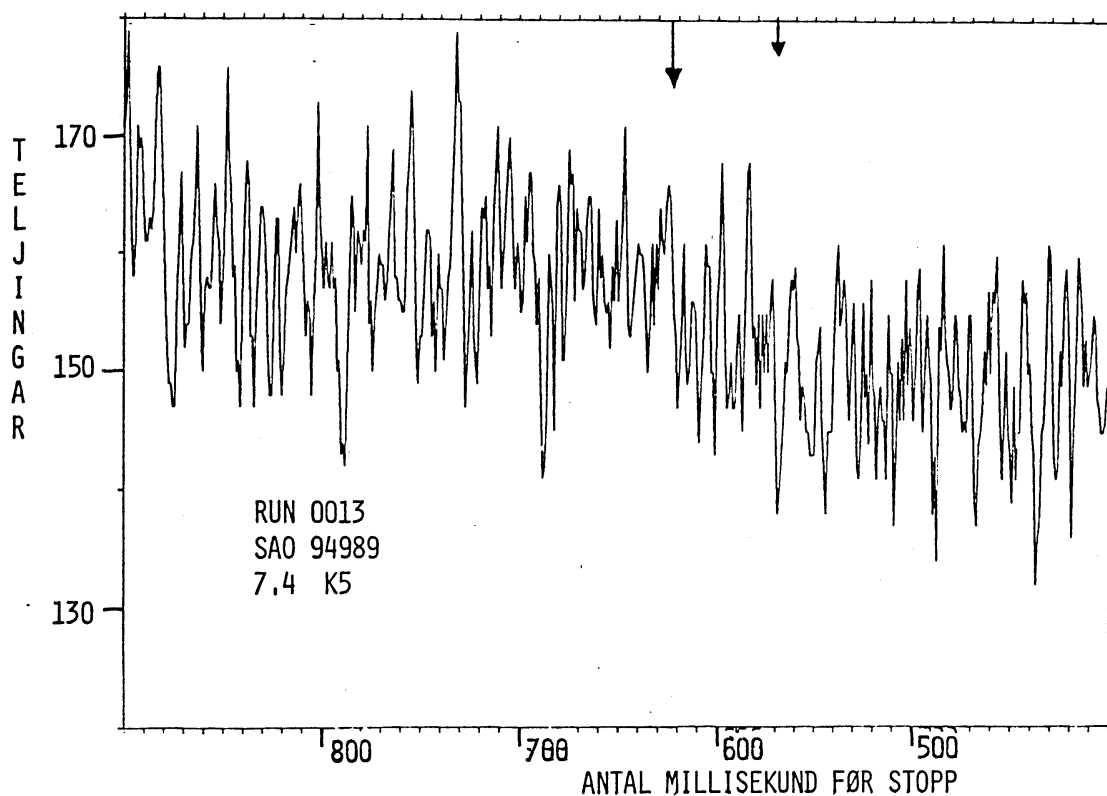


Fig. 7.34 Okkultasjonen er knapt merkbar i støyen på kurva. Lita pil markerer moglege dobbelstjernekomponent (sjå fig. 7.35).

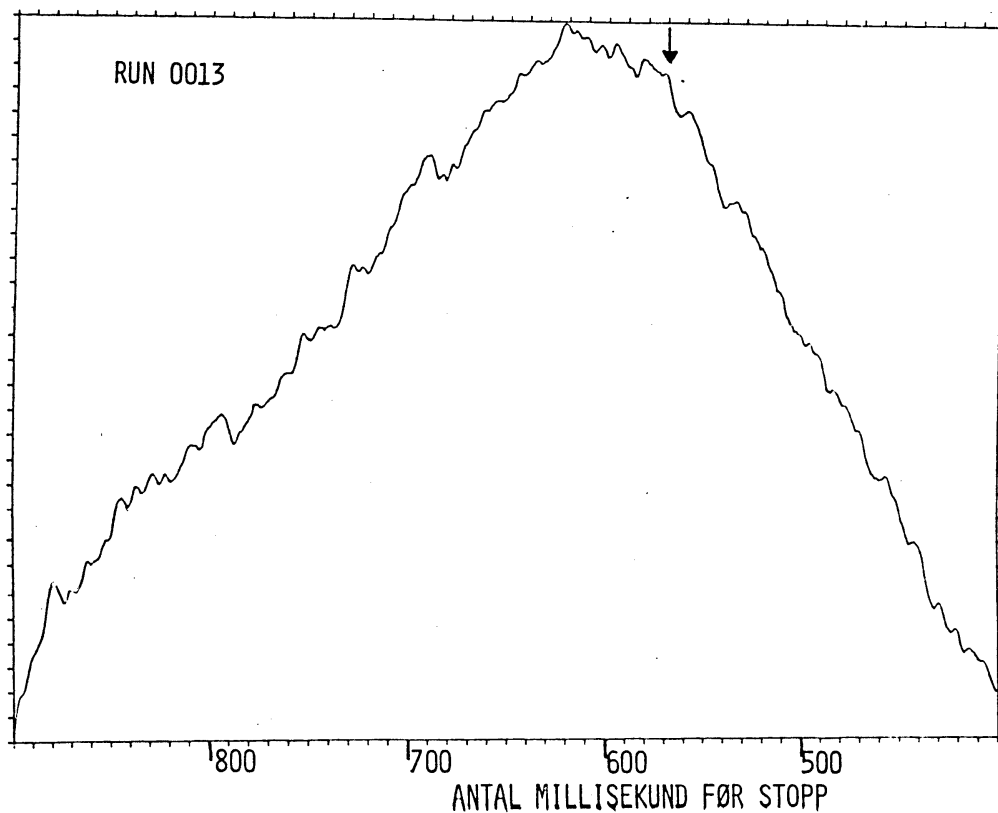


Fig. 7.35 Integralplottet markerer tydeleg okkultasjonen og indikerer dobbelstjerne.

Observasjonen vart analysert både som enkeltstjerne og dobbelstjerne. Støyen på kurva gjorde at begge modellane gav ei dårleg tilpassing til observasjonen, men dobbelstjerne-modellen gav ein faktor tre betre tilpassing enn enkeltstjerne-modellen.

Observasjonsdataene vart filtrerte før analysen.

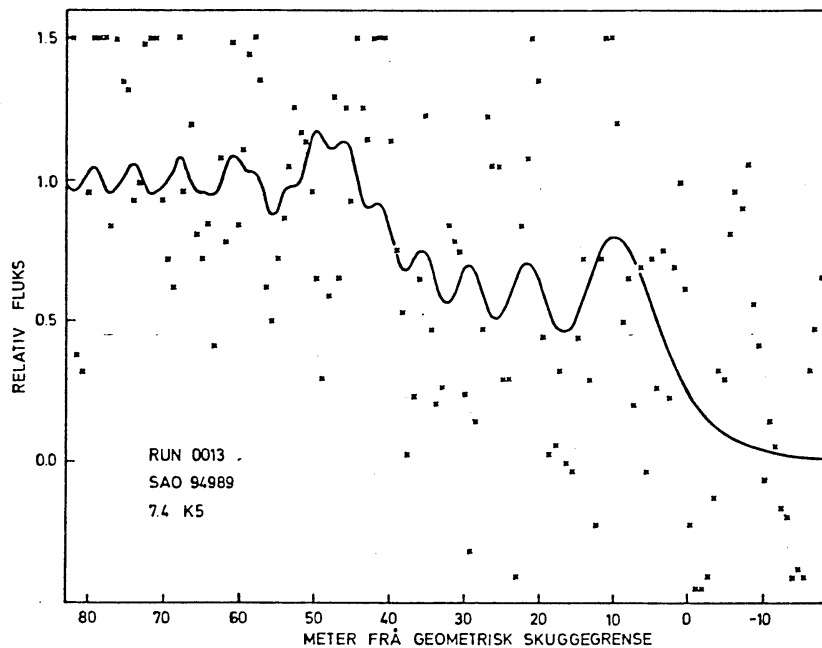


Fig. 7.36 Observasjonsdataene og modellkurva for ei dobbelstjerne som gav beste tilpassing til dei.

Analysen gav ein vinkelavstand mellom komponentane på $0''.0196 \pm 0''.0012$ i retning $294^{\circ}.3$ og med $\Delta m = 0.36 \pm 0.51$.

Tabell 7.3 gjev ei oppsummering av resultata frå dobbelstjerneanalysene. Kolonne 1, 2 og 3 tilsvarar dei same kolonnene i tabell 7.1. Kolonne 4 gjev spektraltypen til stjerna, og filteret som vart brukt under observasjonen står i kolonne 5

Tabell 7.3 Resultata frå dobbelstjerneanalysene. Sjå teksta før og etter tabellen for nærmare forklaring av tabellen.

Nr	Namn	SAO	Sp	Filter	Projisert avstand (")	PA	Δm	m	s	UTC
1	54 γ Tau*	93868	K0 III	Y	0.0051 \pm 0.0009	112.5 \pm 2.9	0.67 \pm 0.48	4.1 4.7	0.1678	4 53 22.675 \pm 0.002 4 53 22.685 \pm 0.002
4	85 Tau*	93993	A9	V	0.0064 \pm 0.0016	135.6 \pm 5.4	0.43 \pm 0.83	6.6 7.0	0.3156	15 17 35.008 \pm 0.003 15 17 35.032 \pm 0.005
5	HD 28879	94004	F0	V	0.0323 \pm 0.0012	205.1 \pm 2.4	0.59 \pm 0.35	7.6 7.0	0.3575	16 21 21.388 \pm 0.004 16 21 21.505 \pm 0.003
6	111 Tau	94526	F8	V	0.0245 \pm 0.0017	250.0	1.47 \pm 0.42	6.6 5.1	0.2011	15 52 26.125 \pm 0.004 15 52 26.176 \pm 0.002
8	54 γ Tau*	93868	K0 III	Y	0.0192 \pm 0.0009	228.7	1.44 \pm 0.32	5.3 3.9	0.2720	15 35 27.022 \pm 0.002 15 35 27.071 \pm 0.002
10	71 Tau*	93932	F0	V	0.0619 \pm 0.0009	307.7 \pm 2.3	1.13 \pm 0.22	6.0 4.8	0.3056	19 10 05.412 \pm 0.003 19 10 05.618 \pm 0.002
11	77 θ^1 Tau*	93955	G9 III	Y	0.0555 \pm 0.0009	57.8	1.83 \pm 0.31	4.0 6.8	0.1766	20 24 00.838 \pm 0.002 20 24 00.975 \pm 0.002
13	+17 1051	94989	K5	Y	0.0196 \pm 0.0012	294.3	0.36 \pm 0.51	8.0 8.3	0.5244	19 29 26.019 \pm 0.003 19 29 26.069 \pm 0.002

*) Hyademedlemmar (van Beuren - 1952)

Tabell 7.4 Resultata frå vinkeldiameteranalysene. Dei ulike kolonnene er forklart i teksta på neste side.

Nr	Namn	SAO	m	Sp	ϕ_0	T_{eff} (K)	ϕ_{LD}	T_{eff} (K)	s
7	117 Tau	94573	6.86	g M1	1.6 ± 0.2	3750 ± 150	1.8 ± 0.2	3600 ± 100	0.3201
11	77 θ^1 Tau	93955	3.85	K0 III	2.3 ± 0.2	4760 ± 190	2.5 ± 0.2	4570 ± 150	0.2061

($y = \text{Str\o}mgren-y$ og $V = \text{OG 515}$). Kolonne 6 og 7 viser den projiserte avstanden (i bogesekund) mellom komponentane og posisjonsvinkelen som avstanden er målt langs. Kolonne 8 gjev magnitudedifferansen mellom komponentane og tilhøyrande usikkerhet. Magnitudene til komponentane står i kolonne 9. Kolonne 10 viser standardavviket mellom observasjonskurva og modellkurva og kolonne 11 gjev UTC for okkultasjonen av dei einiskilde komponentane.

Resultata frå dei to diameteranalysene er samla i tabell 7.4. Dei tre første kolonnene tilsvarar dei tre første i tabell 7.1. Kolonne 4 gjev magnitudo og spektraltype for stjerna. ϕ_0 i kolonne 5 er vinkeldiameteren til stjerna, i millibodesekund, med ei uniform intensitetsfordeling over stjerna. Tilhøyrande effektiv temperatur står i kolonne 6. I kolonne 7 er ϕ_{LD} vinkeldiameteren korrigert for randformørking og tilhøyrande effektiv temperatur står i kolonne 7. Siste kolonna gjev standardavviket mellom observasjonen og modellkurva.

7.4 Vurdering av analyseresultata

Trass i dårleg signal/støy høve på observasjonane viser analysen at av dei 12 observerte stjernene er 7 moglege dobbelstjerner og 2 har målbare vinkeldiametrar.

For dei fleste observasjonane er støyen i hovudsak fotonstøy (sjå 8.4). Denne er frekvensuavhengig og kan difor interferere med alle frekvensar i signalet. Han vil difor openbert forvregje diffraksjonsmønsteret.

Dei analysene som bygg på avvik i diffraksjonsmønsteret samanlikna med eit standardmønster (punktkjelde eller einskildstjerne) (fig. 7.8), må difor generelt seiast å vere mindre pålitlege enn dobbelstjerneanalyser med klart åtskilte komponentar og markerte endringar i fluksen (fig. 7.27). Men dette er ikkje alltid tilfelle. Lavfrekvente variasjonar i den målte fluksen kan resultere i nivåendringar på okkultasjonskurva. Dette kan tolkast som ein okkultasjon av ein svak komponent til primærstjerna. Eit integralplott av ei slik kurve vil også tyde på dobbelstjerne (fig. 7.37). Men medan fluksendringa for ein okkultasjon skjer i løpet av ca. 10 ms, vil denne endringa skje over lengre tid. På integralplottet vil dette føre til krumme linjer mellom "okkultasjonspunkta". Vi kan difor til ei viss grad skilje mellom okkultasjonar og nivåendringar av andre årsaker utfrå eit integralplott.

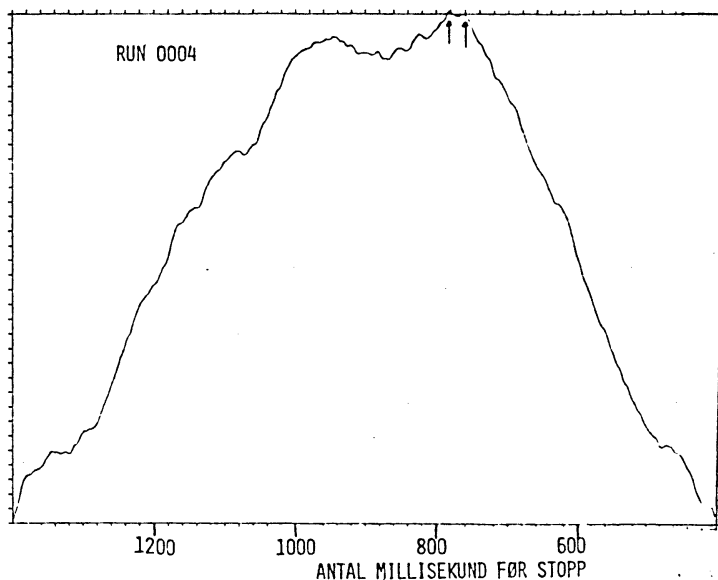


Fig. 7.37 Integralplott av ein observasjon med gradvis fluksendring. Dei to pilene markerer dobbelstjernekomponentane på fig. 7.7.

Eg har tidlegare nemnd (6.1) at analyseprogrammet gjev ei sannsynlighetsvurdering av resultatet frå ein dobbelstjerne-analyse. Når fluksendringane under okkultasjonane av begge komponentane er større enn 2σ (σ = standardavviket på signala), reknar programmet det som sikkert at stjerna er dobbel. Alle dobbelstjernene i tabell 7.3 oppfyller dette kravet. Men ei slik formell vurdering av resultatata må sjåast i samheng med det eg har nemnd før under dette punktet (7.4).

Standardavvika i tabell 7.3 mellom observasjonsdataene og modellkurvene varierer mellom 0.1678 og 0.5244. Dette er 2-8 gongar dårlegare tilpassing enn for tilsvarende analyser av observasjonar frå McDonald-observatoriet.

Resultata i tabell 7.3 viser at fire av seks observerte stjerner i Hyadehopen er dobbelstjerner. Av dei fire kjempestjernene i hopen har tidlegare δ Tau (Griffin og Gunn - 1977) og θ^1 Tau (White - 1979) vorte klassifiserte som dobbelstjerner, og dei to observasjonane eg har gjort av γ Tau tyder på at den også er ei dobbelstjerne. I tillegg tyder observasjonane av θ^1 Tau på at denne er trippel.

Utfrå okkultasjonsobservasjonane av Pleiadene (1971/72) vart det påvist at 40-50% av dei observerte stjernene er dobbelstjerner (Bartholdi - 1975).

Dersom ein kan påvise tilsvarende resultat for Hyadene, vil det føre til forflytting av hovudserien mot lavare magnituder i Hertzsprung-Russel diagrammet. Sidan nettopp hovudserien til Hyadene er ein fundamental storleik for den kosmiske avstands-

skalaen, vil ei slik forflytting av hovudserien få konsekvensar for dei avstandar i universet som bygg på denne.

Dersom forflytting av hovudserien tilsvarar $0^m.2$ (Abt - 1978) så må avstandar basert på hovudserien til Hyadene reduserast med 10%.

Dei to vinkeldiametrane i tabell 7.4 bygg på tolking av fig. 7.17 og 7.32.

Trass i at diffraksjonsmønsteret er forvrengt av støyen synest det rimeleg at standardavviket mellom observasjonen og modellkurva i det minste har eit lokalt minimum rundt sann vinkeldiameter. Det bør difor vere mogeleg å finne denne sjølv når signal/støy høvet på observasjonen er for dårleg til at vanleg diameteranalyse fører fram.

Vinkeldiameteren frå fig. 7.32 stemmer godt med resultatet til White (1979b) og med den teoretiske verdien frå Barnes-Evans relasjonen (Barnes et al. - 1978). Dette er sjølvstøtte ei støtte for tolkinga av fig. 7.32. Ei tilsvarande støtte for observasjon nr. 7 har eg i Barnes-Evans relasjonen og samsvar mellom utrekna effektiv temperatur og resultatata til Hayes (1978).

Usikkerheten til vinkeldiametrane i tabell 7.4 er mindre enn for tradisjonelle analyser (vinkeldiameteren som fri parameter) av stjerner med små vinkeldiametrar. Det er difor truleg at desse verdiane er for optimistiske, men vi skal vere merksame på at analyseprogrammet har problem med å setje ei øvre grense for små vinkeldiametrar ($< 0''.002$) (Africano et al. - 1976).

KAP. VIII AVGRENSANDE FAKTORAR FOR KVALITETEN PÅ OBSERVASJONANE I SKIBOTN

8.1 Innleiing

Signalet frå ei stjerne som vert okkultert av månen utgjer ofte berre ein liten del av det totale signalet, resten er spreidd månelys. Det kan difor vere vanskeleg å oppdage okkultasjonen i signalstøyen som er ein sum av fotonstøy og scintillasjon. Signal til støy høvet vert bestemt mellom anna av filteret og feltblendaren. Scintillasjonen kan reduserast med diffraksjonsmaske på teleskopet, eller handsamast matematisk under datareduksjonen.

8.2 Teleskop og fotometer

Følginga: Under følginga svinga teleskopet med ei amplitude på 8-10", og dette sette ei nedre grense på storleiken av feltblendaren som kunne nyttast. Sjølv under god seeing på 3" var det ikkje forsvarleg å nytte mindre feltblendar enn 16".

Fokuseringa: Den elektriske fokuseringa fungerte ikkje tilfredsstillande, så eg hadde sjeldan eit godt fokusert system. Under observasjonane var stjernesnivene heilt unntaksvis mindre enn 5", vanleg diameter var rundt 10".

Optikken: Erfaringa med teleskopet sesongen 1978-79 tydde på at begge speglane vart utsette for klemming i monteringane ved lave temperaturar. Dette førte til ei utsmøring av biletet.

Avbildinga i teleskopet var ein sum av dei tre nemnde faktorane og seeingen. Den beste avbildinga hadde eg 6. mars, med ei stjerneskiye på 1-2". Temperaturen var då +3°C mot til vanleg rundt -10°C under dei andre observasjonane.

Som ein konsekvens av den dårlege avbildinga måtte eg i ni av observasjonane bruke ein feltblendar på 24". Under dei tre andre brukte eg 20". Observasjonen den 4/1-79 vart gjort med 20", men denne viste seg å vere for liten.

Dersom følgjerørsla til teleskopet hadde vore jamn, ville det åleine redusere storleiken på feltblendaren med 8-10". Dette, kombinert med utbetring av fokuseringa og mogeleg temperatureffekt på speglane, gjer det rimeleg å forvente at framtidige observasjonar kan gjerast med feltblendar på 12" og 16", kanskje med hovudtyngda på 12". Det tilsvarar omlag ein faktor 4 i reduksjon av bakgrunnsintensiteten.

Lysskjermen: Sidan spreidt månelys gjev det alt dominerande tilskotet til bakgrunnsfluksen under ein okkultasjonsobservasjon (Høydalsvik -77), er det heilt vesentleg å få redusert dette. Eit krav må vere at ein ikkje registrerer andre fotonar enn dei som kjem frå måleområdet som feltblendaren ser. Lysskjermen for eit Cassegrain-system skal stengje for fotonar utanfor måleområdet. Sidan fotometri vanlegvis vert gjort på, eller nær, optisk akse, er det tilstrekkeleg med full skjerming nær aksen. Lysskjermen på teleskopet i Skibotn gav imidlertid ikkje full skjerming, så fotonar utanfor måleområdet utgjorde eit merkbart tilskot til signalet.

Fotometerhuset: Dei indre flatene i fotometerhuset var blanke, noko som førte til spreiddt lys på detektoren.

Før den siste observasjonen 6/3-79 vart ein del av dei manglane eg har nemnd over, freista utbetra. Veggane inne i fotometerhuset vart dekt med svart papp, og papp-plata som dekte til opninga mellom sekundærspiegel og lysskjerm, vart bytt ut med ei svart metallplate. Bakgrunnsnivået under observasjonen var omlag ein faktor 2 mindre enn under tidlegare observasjonar (pkt. 8.3). Dersom dette i hovudsak hadde si årsak i dei nemnde endringane, som mykje tyder på, så kan ein redusere bakgrunnen med ca. ein faktor 2, når ein får ei permanent utbetring av desse manglane.

Fotomultiplikator: Alle observasjonane vart gjort med kanal 1 på fotometeret. Denne kanalen har ein fotomultiplikator av typen RCA 8850. Av følsomhetskurva på fig. 8.1 ser vi at han har maksimal følsomhet for $\lambda = 3850 \text{ \AA}$, og at den er redusert til 10% for $\lambda = 6000 \text{ \AA}$. Sidan månelysset har nær same spektralfordeling som sola, vil det tilsvare ei stjerne av spektraltypen G2V (Allen -63). For stjerner av tidlegare typer vil fotomultiplikatoren "favorisere" stjerna samanlikna med bakgrunnen (månelysset), medan det for seinare spektraltypar vil vere omvendt.

Energifordelingskurvene på fig. 8.1 er rekna ut utfrå den tankegangen at stjernene strålar som ein svart kropp (Gray -76), med ein temperatur lik fargetemperaturen i det visuelle området (Allen -63).

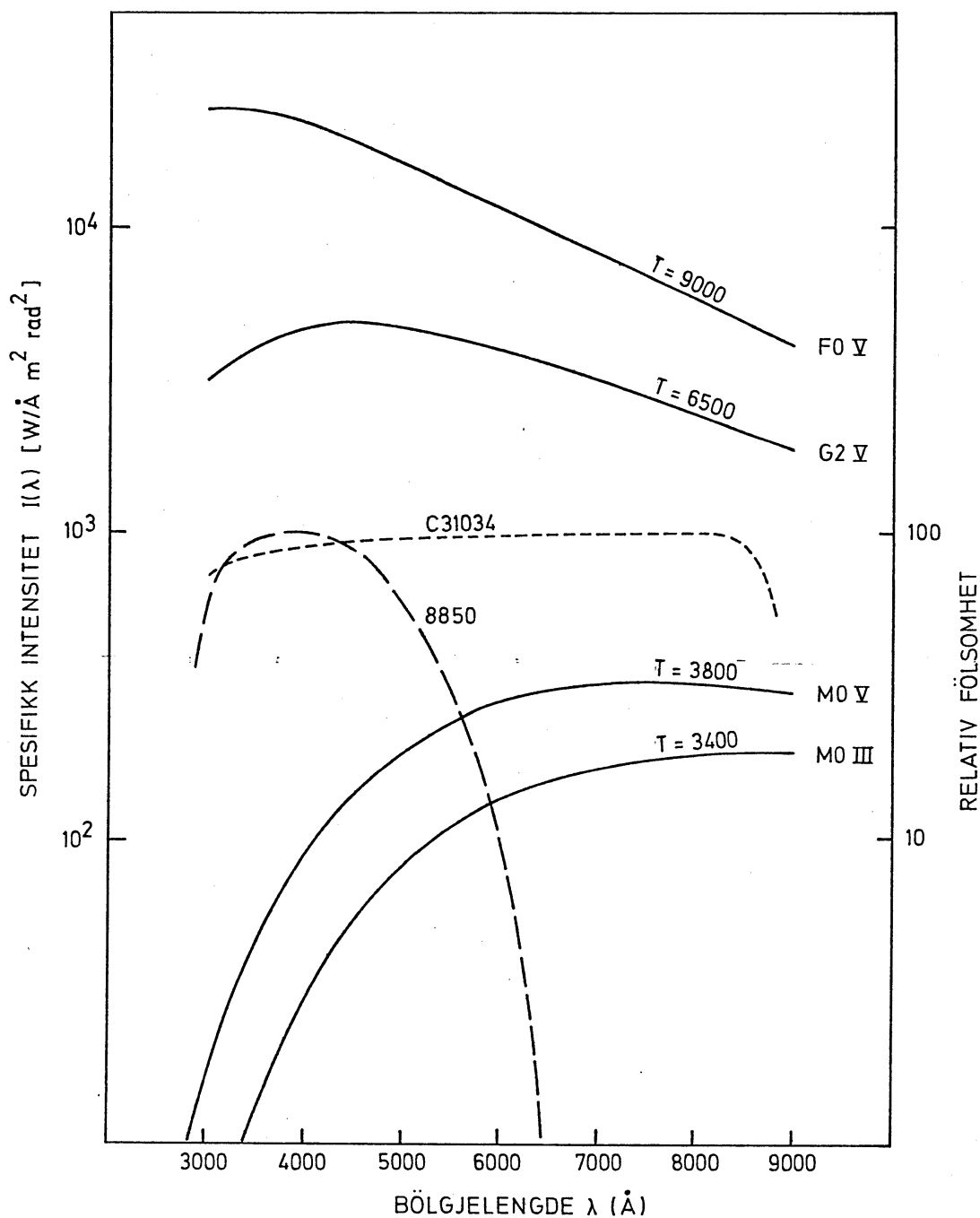


Fig. 8.1 Energifordelingskurvene som funksjon av bølglengda for stjerner av spektraltypene F0 V, G2 V, M0 V og M0 III, og dei relative følsomhetskurvene for fotomultiplikatorane RCA 8850 og RCA C31034. T står for fargetemperatur i det visuelle området.

Stjerner av seine spektralklasser er spesielt interesante fordi dei har stor diameter. Slike kunne ein med fordel observere med ein raudfølsom fotomultiplikator som f.eks. RCA C31034. Denne kan kombinerast med eit R-filter ($\lambda_{\text{eff}} \approx 7000 \text{ \AA}$) i staden for eit V-filter ($\lambda_{\text{eff}} \approx 5400 \text{ \AA}$) som no. Ei slik endring ville gje ca. ein faktor 2 betre høve mellom signalet frå ei M0-stjerne og bakgrunnen ved måneranda.

8.3 Spreidt lys frå månen

For at ein okkultasjonsobservasjon skal ha særleg vitenskapleg verdi, må det vera mogleg ut frå observasjonen å avgjere om stjerna er enkel eller dobbel, og om stjerna er punktforma eller har ein endeleg vinkeldiameter ϕ ($\phi > 0''.001$). Vi bør også kunne bestemme tidspunktet for okkultasjonen med stor presisjon (betre enn 5 ms). Dei to første opplysingane får vi frå forma på diffraksjonsmønsteret, og difor må integrasjonstida ikkje vere særleg lenger enn 2 ms (kap. 4). Men god nok tidsoppløysing i observasjonen er ikkje nok i seg sjølv, som resultatata i kap. 7 viser. Den avgrensande faktoren er signal til støy høvet for observasjonen. Med støy meiner eg her fotonstøy definert som $N^{\frac{1}{2}}$, der N er antal fotonar i integrasjonsintervallet. Signal til støy høvet kan no definerast som

$$S = \frac{N}{N^{\frac{1}{2}}} = N^{\frac{1}{2}} \quad (8-1)$$

Som ein vil sjå under pkt. 8.4 er ikkje all støyen fotonstøy, men summen av denne og støy frå atmosfærisk scintillasjon. Eg vil likevel under dette punktet nytte likning (8-1) for signal

til støy høvet på observasjonane, og så i neste omgang drøfte kva innverknad den atmosfæriske scintillasjonen har.

Som likning (8-1) viser vert signal til støy høvet dårlegare (mindre) når antal fotonar minkar.

Antal fotonar som vi registrerer er sjøvlsagt avhengig av kjelda, men også av atmosfæra, teleskopdiameteren, optikken, filteret og detektoren. For å finne samanhengen mellom antal registrerte fotonar og visuell magnitudo, observerte eg tre stjerner av ulike magnituder med V-filteret. Resultatet er vist på fig. 8.2. Som venta viser figuren en lineær samanheng innanfor måleområdet, men utifrå spesifikasjonane på detektoren utgjør teljetapet rundt 10% for ei stjerne av 2. magnitudo.

Fig. 8.2 viser også ei kurve for relativ måleusikkerhet som funksjon av antal teljingar pr. integrasjonsintervall. Denne usikkerheten er definert som

$$\sigma = 1/S \quad (8-2)$$

der S er signal til støy høvet. På fig. 8.2 er integrasjonsintervallet 1 ms, som er ei meir aktuell integrasjonstid enn sekund når det gjeld okkultasjonsobservasjonar. Ei stjerne av 4^m vil kunne mållast med ei relativ måleusikkerhet på 4% i løpet av 1 ms, når bakgrunnen er så svak at han ikkje gjev nemneverdig tilskot til støyen.

Under okkultasjonsobservasjonar gjeld imidlertid ikkje vilkåret at bakgrunnet er svak. Desse observasjonane vert gjort så nær den opplyste månen at bakgrunnen målt med ein feltblendar på 16" kan utgjere for ei $3^m.5$ stjerne.

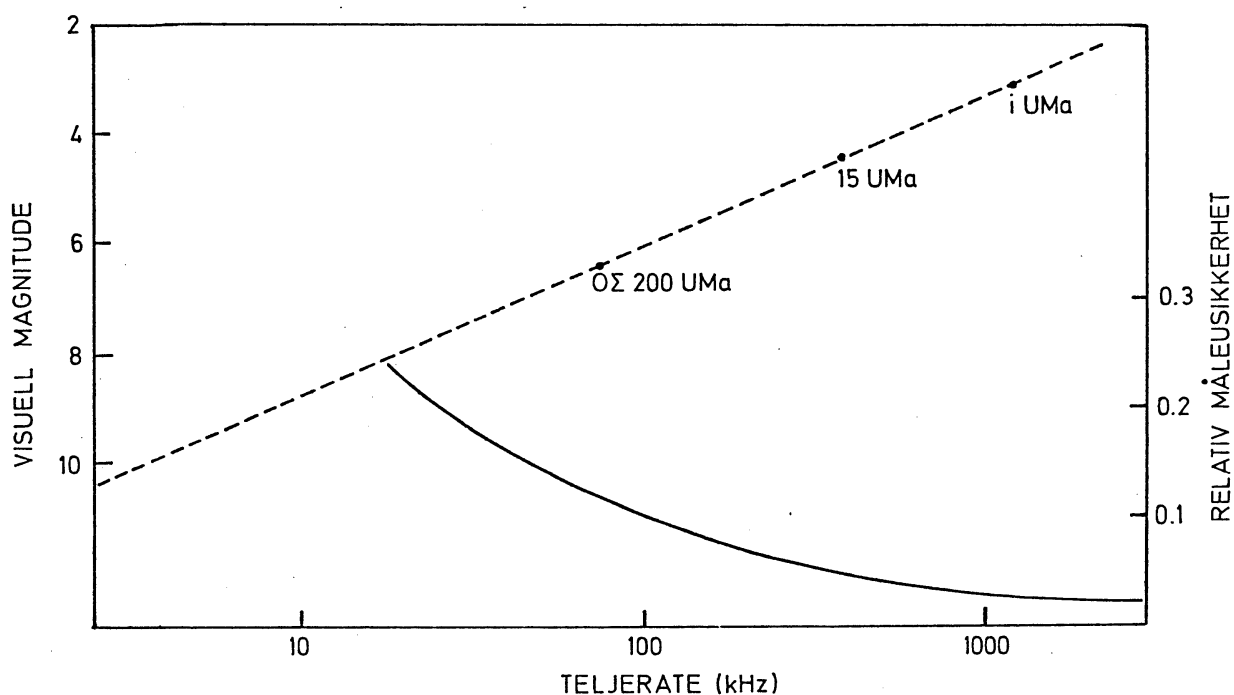


Fig. 8.2. Observert teljerate som funksjon av visuell magnitude, målt med RCA 8850 og OG 515-filter. Figuren viser også relativ måleusikkerhet (8-2) for ein gitt teljerate. Kurvene er basert på nokre få måleseriar av dei tre stjernene i UMa, 15 UMa og OΣ 200 UMa.

Fluksen frå bakgrunnen vil variere med observasjonstilhøva. Fig. 8.3 viser teljeraten frå bakgrunnen ved mørk månerand målt med ein feltblendar på 16" og V-filteret i kanal 1, som funksjon av månefasen. Fasen er gjeven som prosentdel opplyst areal slik at 50%-fase er halvmåne, og positivt forteikn for veksande fase. Dei punkta på fig. 8.3 som er merka med 1, 8, 11 og 13 representerer observasjonar som vart målt med y-filteret og så transformert over til V-filter målingar. Transformasjonen vart fastlagd ut frå to måleseriar av spreidd månelys som gav

$$n_V = (3.9 \pm 0.1)n_Y$$

(8-3)

der n_V og n_Y er antal teljingar med V- og y-filter.

Observasjonane som er merka med kryss er gjort etter at eg hadde utført visse endringar på lysskjermen og fotometeret for å redusere tilskotet frå månelysset (pkt. 8.2).

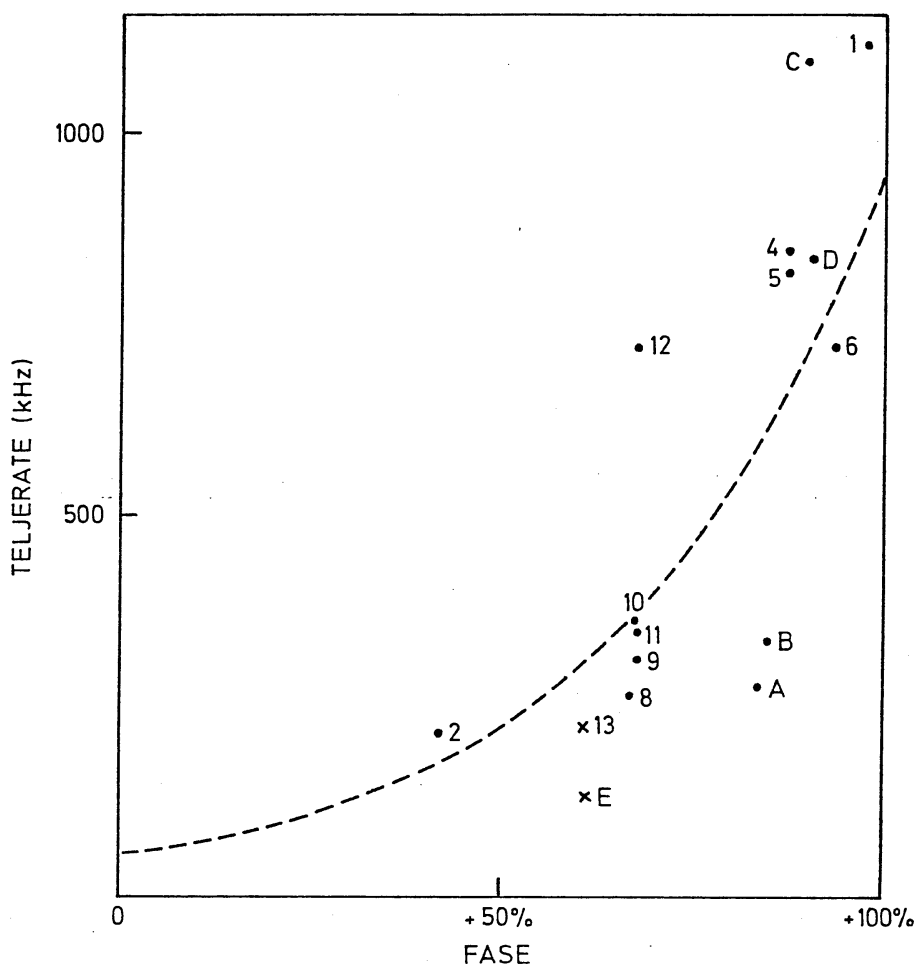


Fig. 8.3 Teljeraten frå bakgrunnen ved mørk månerand gjennom ein feltblendar på 16" og V-filter i kanal 1, som funksjon av månefase. Den stipla kurva er beste tilpassing av ein eksponentiell funksjon til datapunkta. For tal og bokstavar på figuren så sjå tabell 8.1.

Til datapunkta på fig. 8.3 prøvde eg å tilpasse ein analytisk funksjon. Funksjonen måtte vere positiv for alle månefasar, sidan ein alltid vil måle eit visst antal fotonar frå månen ved randa. Det er då tydeleg at ei rett linje er ei dårleg tilpassing. Ulike funksjonar vart prøvd, men ein eksponentiell gav beste tilpassinga. Dersom $N(A)$ er antall teljingar pr. integrasjonsintervall som funksjon av fasen A er

$$N(A) = 54.3 \exp(0.03 \cdot A) \quad (8-4)$$

Det må imidlertid sterkt understrekast at likning (8-4) berre er ei tilnærming, så avvika kan vere store, noko vi også ser av fig. 8.3.

Fig. 8.4 viser dei same data som fig. 8.3, men no som funksjon av månen si høgd over horisonten. Av figuren synest det ikkje å vere nokon klar korrelasjon mellom teljerate og høgd. Målingane er ikkje korrigererte for ekstinksjon. Vi kan få eit estimat på ekstinksjonskoeffisienten ved å samanlikne stjernesignalet med det ein skulle forvente utfrå fig. 8.2, og rekne differansen som ekstinksjonstap. Tabell 8.1 gjev ekstinksjonskoeffisientane som kom fram på denne måten. For observasjonane 1, 2 og 13 var stjernesignalet så usikkert at metoda kunne ikkje nyttast.

Som vi ser av tabellen er ekstinksjonskoeffisientane svært store samanlikna med ein standardverdi på $k_V = 0.27$ (Myrabø - 1976).

Dis, cirrus-skyer og stor luftmasse som alle gjev eit stort ekstinksjonstap for stjernesignalet, vil føre til ein auke i bak-

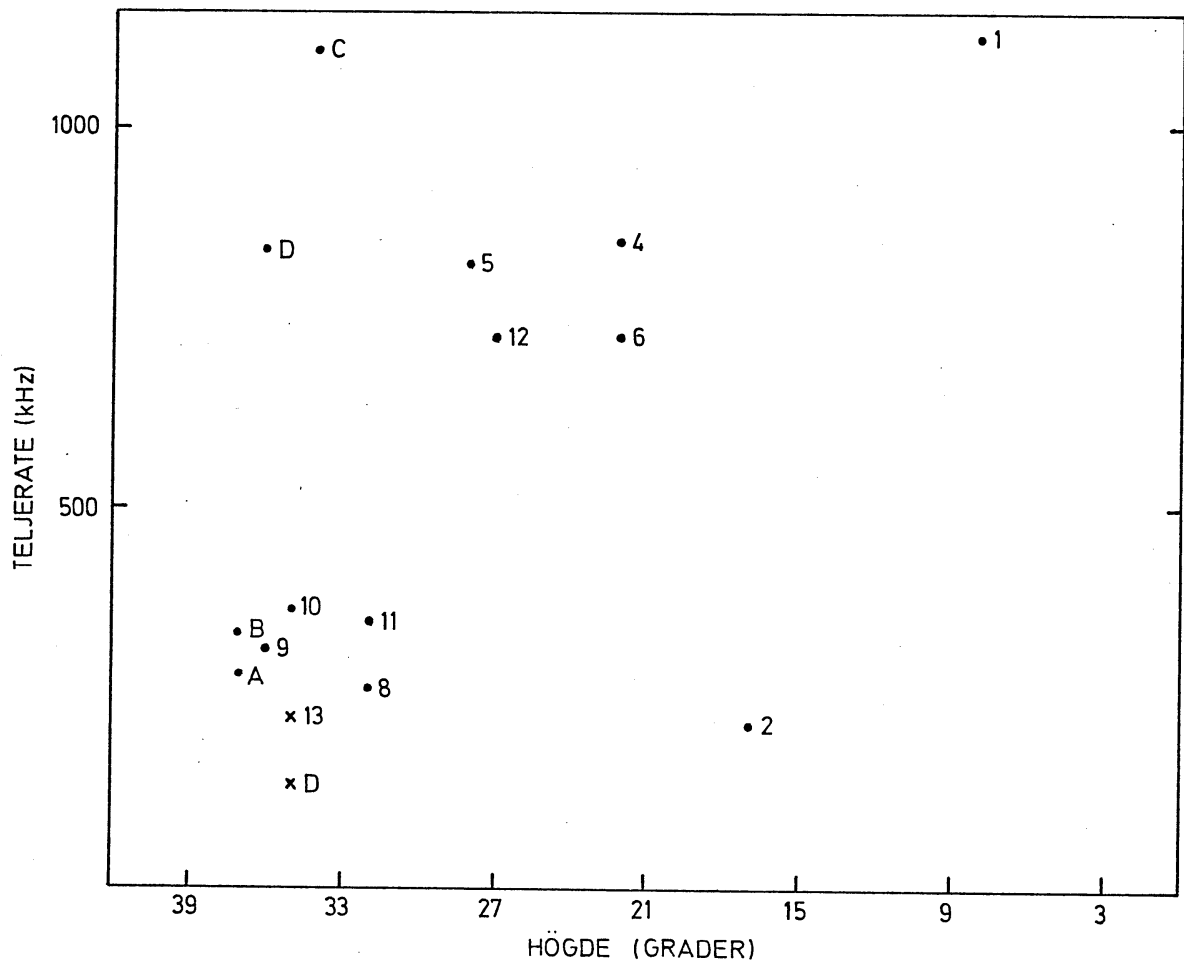


Fig. 8.4 Teljeraten som funksjon av høgde over horisonten. Same data som på fig. 8.3.

grunnssignalet av spreidt månelys. Dis og skyer fører til Mie-spreiing og vil difor vere tilnærma uavhengig av bølgjelengda. Store luftmasser vil gje auke av Rayleigh-komponenten i spreinga på grunn av auke i antal luftmolekyllar. Sidan Rayleigh-spreiinga er proporsjonal med λ^{-4} , kan det vere ein fordel å observere på størst mogeleg bølgjelengde når månen står lavt over horisonten. Men ein eventuell reduksjon av bakgrunnen her må samanhaldast med

fig. 8.1 og kommentarane til denne under pkt. 8.2, før ein velgjer bølgjelengdeområde for observasjonen.

Tabell 8.1 gjev informasjon om datapunkta på fig. 8.3 og 8.4. Med seeing meiner eg diameteren av den avbilda stjerna i periskopokularet på fotometeret (sjå pkt. 5.2). Storleiken av denne diameteren er eit produkt av fleire faktorar (pkt. 8.2).

Observasjonspara 13,E og C,D viser klart den innverknaden dis og cirrus-skyer har på fluksen frå bakgrunnen ved måneranda. E og D er målt under klare, gode forhold, medan 13 og C er målt gjennom cirrus-skyer og dis. Elles er forholda dei same for 13 og E og for C og D.

Observasjonane A, B, D og E er gjort under klare, gode forhold og viser at det eksisterer ein samanheng mellom bakgrunnsfluksen og fasen. Dei syner også at der er en sterk auke i fluksen mellom +80%-fasen og +90%-fasen. Observasjonane 4, 5 og 6 støttar også dette, då også desse er gjort under forholdsvis klare forhold.

Differansen i teljeraten mellom observasjon 12 og 9 synest å vere eit resultat av ulike høgder over horisonten, sidan tilhøva elles var tilnærma like.

Observasjonane 13 og E er begge gjort etter at eg hadde utført nokre endringar på teleskop og fotometer (pkt. 8.2) for å få redusert bidraget frå spreidt månelys. Observasjon E gav nesten 100 kHz mindre enn nokon annan observasjon. Dersom dette er eit resultat av dei utførte endringane, så kan bakgrunnsfluksen reduserast til det halve av verdiane på fig. 8.3. Visuelle observasjonar etter utbetringa tydde også på ein magnitudegevinst på ca. 1 for grensemagnituda. At verdien til

Nr.	Dato	UT	Fase (%)	Høgde (°)	N (kHz)	Observasjonsforhold
1	13/12-78	4 53	+ 98	8	1120	Dis. Seing ~ 15".
2	4/1 -79	18 25	+ 42	17	213	Lett dis.
4	9/1 -79	15 17	+ 88	22	851	Klart mellom drivande skyer. Seeing 2-3". $k_V = 0.42$.
5	9/1 -79	16 21	+ 88	28	822	Klart mellom drivande skyer. Seeing 2-3". $k_V = 0.57$.
6	10/1 -79	15 52	+ 94	22	723	Klart. Vind. Ustabile forhold og uroleg bilete. Seeing ~ 3". $k_V = 0.34$.
8	5/2 -79	15 35	+ 67	32	264	Dis. Vindkast. Variabel seeing 3-5". $k_V = 1.38$.
9	5/2 -79	18 56	+ 68	36	313	Dis. Slørskyer. Snø frå "klar himmel". $k_V = 1.18$.
10	5/2 -79	19 10	+ 68	35	365	Dis. Vindkast. Variabel seeing 3-10". $k_V = 1.49$.
11	5/2 -79	20 24	+ 68	32	352	Dis. Vindkast. Uroleg bilete ~ 15". Variabel seeing 3-20". $k_V = 0.90$.
12	5/2 -79	21 38	+ 68	27	722	Dis. Variabel seeing 5-20". $k_V = 0.91$.
13	6/3 -79	19 29	+ 61	35	224	Slørskyer.
A	7/2 -79	18 30	+ 84	37	280	Klart.
B	7/2 -79	20 20	+ 85	37	334	Klart.
C	8/2 -79	18 00	+ 90	34	1100	Tynn dis.
D	8/2 -79	22 00	+ 91	36	840	Klart.
E	6/3 -79	18 50	+ 61	35	132	Klart. Seeing 1-2".

Tabell 8.1 Observasjonar av himmelbakgrunnen ved mørk månerand gjennom ein 16"-feltblendar, målt med RCA 8850 + OG 515. Nr. tilsvarar tala og bokstavane på fig. 8.3 og 8.4. N (kHz) gjev teljeraten frå bakgrunnen i kHz. k_V = ekstinksjonskoeffisient.

observasjon 13 er merkbart større enn for E, har eg tidlegare forklart som eit resultat av cirrus-skyer.

Då endringane vart gjort nær sesongslutt rakk eg berre å gjere to observasjonar med det nye systemet. Eg kan difor ikkje seie noko sikkert om resultatet av endringane.

Som ein konklusjon kan eg seie at for månefasar under +85% vil bakgrunnen ved mørk månerand gjennom ein feltblendar på 16" og målt med V-filter utgjere 200-400 kHz. For større månefasar vil bakgrunnen utgjere 700-1100 kHz. Størst verdi på bakgrunnen får ein når det er dis og/eller månen står lavt. Effekten av dette kan tildels dominere over faseeffekten. Midlertidige forbetringar av teleskop og fotometer tyder på at dei verdiane som er gjevne over, kan reduserast vesentleg for framtidige observasjonar.

Tilsvarande observasjonar av himmelbakgrunnen ved måneranda er gjort ved Hamburger Sternwarte (Schlosser, Pansch, de Vegt - 1970). Observasjonane der syner stor spreining, truleg på grunn av ulike observasjonstilhøve. For fasar mellom +25% og +75% har observasjonane ein midlare verdi rundt 250 mHz med ein feltblendar på 10". Det skulle tilsvare ein teljerate på vel 600 kHz i ein 16" feltblendar, eller minst ein faktor to meir enn det eg har observert i Skibotn (fig. 8.3). Dette kan enkelt forklarast då observasjonane ved Hamburger Sternwarte er gjort med ein 0.6 m refraktor, medan teleskopet i Skibotn har eit effektivt areal tilsvarande ein 0.43 m refraktor. Dette

gjev ein faktor 2 større lyssamlende areal for teleskopet ved Hamburger Sternwarte.

Ut frå teljeraten til himmelbakgrunnen ved måneranda, og kravet om eit godt signal til støy høve på observasjonen, kan vi no utleie ei grensemagnitudo for når ein observasjon ikkje har særleg verdi lenger (Schlosser, Pansch, de Vegt -1970). Alt etter kva informasjon vi er ute etter eller forventar, kan vi stille ulike krav til høvet mellom stjernesignalet og støyen frå himmelbakgrunnen. Eg kallar dette høvet for s .

Generelt kan vi definere grenseverdien for antal teljingar frå stjerna som

$$I = s \sqrt{N} \quad (8-5)$$

der N er antal teljingar frå himmelbakgrunnen. For ulike verdiar av s kan vi definere ulike grenseverdiar eller klasser av slike. Når vi kjenner grenseverdien frå (8-5) finn vi tilsvarende grensemagnitudo av fig. 8.2.

Klasse a inneheld dei målingane der fluksendinga under okkultasjonen er stor nok til at ho kan oppdagast i støyen, men utan at diffraksjonsmønsteret kan identifiserast. Dette tilsvarar $s = 1$ i likning (8-5).

Fig. 8.5 syner ulike grensemagnituder som funksjon av antal teljingar frå bakgrunnen. Kurva a_1 tilsvarer kravet $s = 1$. Aukar vi integrasjonstida Δt , reduserer vi fotonstøyen med ein faktor $(\Delta t)^{-\frac{1}{2}}$, noko som gjer at vi kan observere svakare

stjerner, men kostnaden er tap av detaljar i observasjonskurva. Kurve a_{10} syner grensemagnituda når $\Delta t = 10$ ms. Samanheld ein denne kurva med informasjonen om bakgrunnen frå fig. 8.3, ser vi at dei svakaste stjernene som kan observerast med ein feltblendar på 16" og V-filteret på teleskopet i Skibotn, er mellom $8^m.8$ og 10^m alt etter månefase og observasjonsforhold.

Klasse b inneheld målingar der vi kan identifisere visse detaljar i okkultasjonskurva. Det første maksimumet i diffraksjonsmønsteret frå ei punktkjelde ligg ca. 40% over midlare signal frå stjerna. Dette tilsvarar

$$I = 2.5 \sqrt{I} \quad (8-6)$$

der N som før er antal teljingar frå himmelbakgrunnen. Likning (8-6) fører til kurva b_1 når integrasjonstida er 1 ms, og set

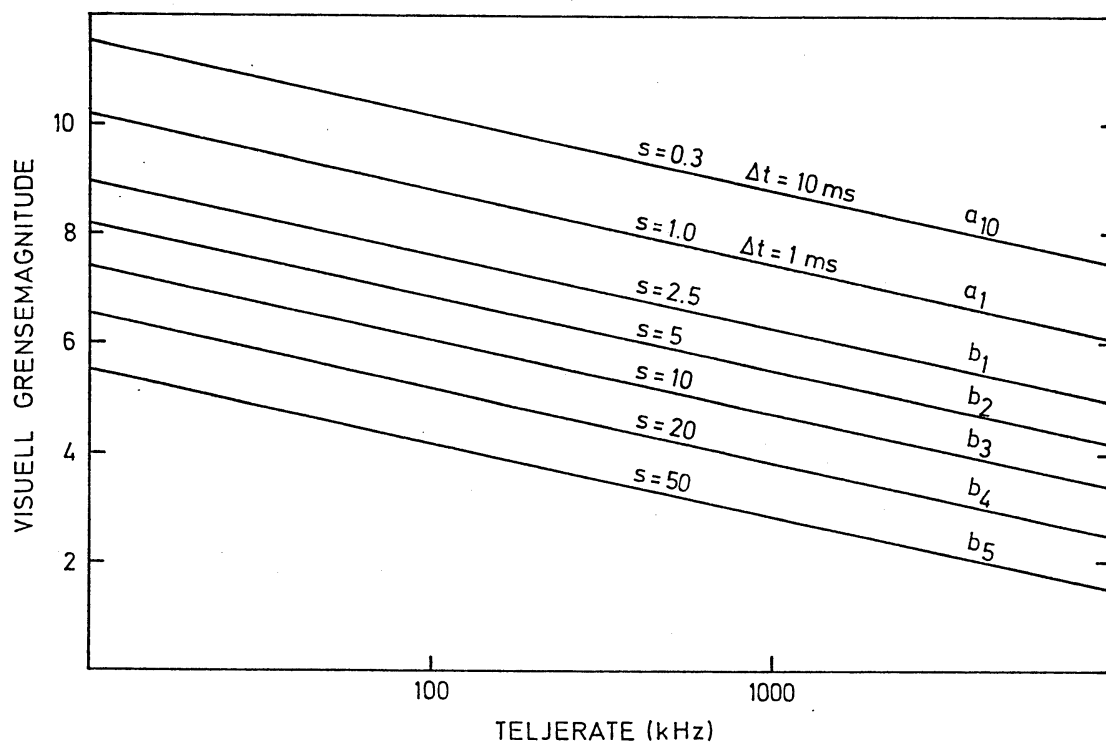


Fig. 8.5 Figuren viser ulike klasser av grensemagnituder som funksjon av teljeraten til himmelbakgrunnen. s er høvet mellom stjernesignal og bakgrunnsstøyen.

ei grense på ca. $7^m.5$ når det gjeld å løyse opp nære dobbelstjerner. Desse vert oftast identifisert ut frå avvik i diffraksjonsmønsteret samanlikna med diffraksjonsmønsteret til ei punktkjelde.

Dei andre kurvene under klasse b kjem frå strengare krav til s.

Kurve b_3 representerer grense for vinkeldiametermålingar og viser at øvre grense her er ca. 6^m .

Fig. 8.5 kan vere eit nyttig hjelpemiddel i valet av høveleg integrasjonstid for den enkelte okkultasjonen. Før okkultasjonen måler ein signalet frå stjerna og frå bakgrunnen ved måneranda, og reknar ut s. Verdien av denne seier kva informasjon som er mogeleg å trekkje ut av okkultasjonskurva, og ein kan velje den beste integrasjonstida etter det.

Under gode forhold kan vi nytte ein standard ekstinksjonskoeffisient for det aktuelle filteret og korrigere stjernesignalet for ekstinksjon. Det er då tilstrekkeleg å måle bakgrunnen ved måneranda og bruke den korrigerste stjernemagnituda til å finne verdien av s på fig. 8.5. Denne framgangsmåten er berre tilrådeleg under gode forhold då ekstinksjonskoeffisienten kan ta ekstremt høge verdiar når ein har dis eller tynne slørskyer.

8.4 Atmosfærisk scintillasjon

For nokre av observasjonane var støyen like stor eller større enn differansen mellom stjernesignal og bakgrunnssignal.

I eit arbeid av Knoechel og Heide (1978) hevdar dei at scintillasjon ofte er den dominerande støykjelda for observasjonar gjort på Hamburger Sternwarte. At scintillasjonen ofte gjev det dominerande tilskotet til støyen, også i meir tradisjonell fotometri, er påvist i fleire arbeid av Young (Young - 1967 og Young - 1969). Atmosfærisk scintillasjon forvregjer diffraksjonsmønsteret frå ein okkultasjon og kan vere årsak til store feil når det gjeld å finne vinkeldiameteren til stjerna (Knoechel og Heide - 1978).

Effektspekteret* til signalet gjev informasjon om frekvensfordelinga av støyen. Fotonstøyen er frekvensuavhengig i motsetnad til scintillasjonen. Forma på scintillasjonsspekteret er avhengig av teleskopopninga, og eg har rekna ho ut for teleskopet i Skibotn. Ut frå effektspektra av observasjonane kan eg no seie om dei er fotonstøy-dominerte eller om scintillasjonen er merkbar.

Først vil eg kort skissere den teorien som i dag er rådande for scintillasjon, og vil då i hovudsak fylgje framstillinga til Young (1969).

Med atmosfærisk scintillasjon forstår eg her fluksvariasjonar i tid på grunn av svært små, romlege variasjonar av den refraktive indeksen i atmosfæra. Desse variasjonane skriv seg frå små temperaturdifferenser frå ein stad til ein annan i atmosfæra. Lokale temperaturvariasjonar på få hundredels grader

* Då det ikkje eksisterer noko tilsvarande uttrykk for "power spectrum" på norsk, vil eg heretter bruke effektspekter om dette. Etter mi meining skulle effektspekter vere dekkjande då det er snakk om energi pr. tidsintervall.

vert produsert overalt i atmosfæra på grunn av turbulens frå vindar. Den lineære skalaen på desse turbulenselementa varierer frå millimeter og opp til nokre hundre meter. (Variasjonar i større, meteorologisk, skala er utanfor interessa i denne samanheng.) Turbulenselementa verkar som svake, irregulære linser som samlar lysstrålane, og skaper eit mønster av lyse og mørke områder, scintillasjonsmønsteret (fig. 8.6). For teleskop med opning over 0.1 m har scintillasjonen normalt sitt vesentlege tilskot frå turbulens i høgder over 5000 m.

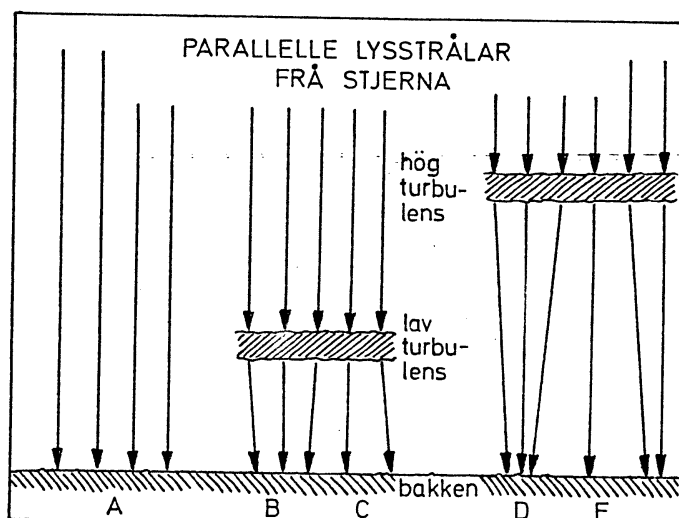


Fig. 8.6 Scintillasjon fører til ei omfordeling av energien frå stjerna på bakken. Utan turbulens (A) er bakken jamt opplyst. Ved turbulens i lav høgde får ein områder med stor (B) og lita (C) opplysing, og med turbulens i stor høgde får ein endå større variasjonar (D og E), sjølv om vinkelavbøyinga er den same. Det er denne "vektstang" effekten som er årsak til at hög turbulens er den mest effektive til å skape scintillasjon.

Storleiken av eit turbulenselement kan sjåast på som bølglengda av ein Fourier-komponent av turbulensen, og vi kan definere eit bølgtal $k = 2\pi/L$, der $L =$ bølglengda. Både teori og observasjonar viser at alle storleikar frå millimeter til nokre hundre meter eksisterer. Spekteret av desse turbulenselementa utgjer scintillasjonsspekteret.

For teleskop med opning over 0.1 m er dette spekteret flatt for bølgtal opp til $k \sim 1/a$, der $a =$ teleskopopninga, men fell sterkt av for $k > 1/a$.

Opninga på teleskopet fungerer som eit lavpassfilter, og jamnar ut fluktuasjonar som er mindre enn opninga (fig. 8.7).

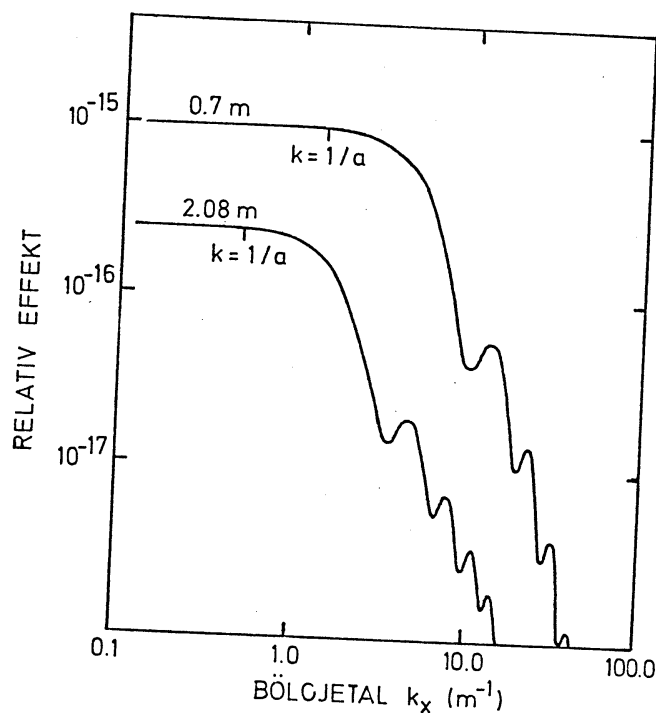


Fig. 8.7 Utrekna effektspektra av scintillasjonen for eit 2.08 m teleskop og eit på 0.7 m, viser klart den effekten teleskopopninga har på spekteret.

For å kunne tilordne ein frekvens til bølgetalet k , går vi ut frå at turbulensen er "frose fast" i atmosfæra, og at ho går over teleskopopninga med ei projisert fart v_x . Vi får då fylgjande samanheng mellom bølgetalkomponenten k_x og frekvensen f

$$f = v_x k_x / 2\pi \quad (8-7)$$

der indeksen x markerer den retninga scintillasjonsmønsteret har over teleskopet.

Somnemnd før fell spekteret hurtig av for bølgetal større enn den inverse verdien av teleskopopninga. Vi kan no definere ein avkuttingsfrekvens for dette bølgetalet.

$$f_c = v_x / 2\pi a \quad (8-8)$$

I tradisjonell fotometri er det den lavfrekvente delen av spekteret som utgjer scintillasjonsstøyen, medan tilskotet frå spekteret over f_c også vert viktig ved hurtigfotometri. Med "hurtig" meiner eg her frekvensar mindre enn f_c .

Filterfunksjonen til teleskopet kan skrivast som

$$f(r, k) = 4(J_1(rk)/rk)^2 \quad (8-9)$$

der J_1 er 1. ordens Besselfunksjon, r teleskopradius og k bølgetalet (sjå fig. 8.8).

Ved å introdusere ein sentralblendar i strålegangen, som t.d. ein sekundærspiegel, aukar vi energien i , og dermed tilskotet

frå den høgfrekvente støyen. Dette er ein direkte konsekvens av at blendaren fører til auka bandbredde, og dermed ein høgfrekvent "hale" på filterfunksjonen. Dersom radius av sentralblendaren er brøkdelen t av teleskopradius r , kan vi skrive filterfunksjonen på forma

$$f(r,t,k) = 4(J_1(rk)/rk - t^2 J_1(rtk)/(rtk))^2 / (1-t^2) \quad (8-10)$$

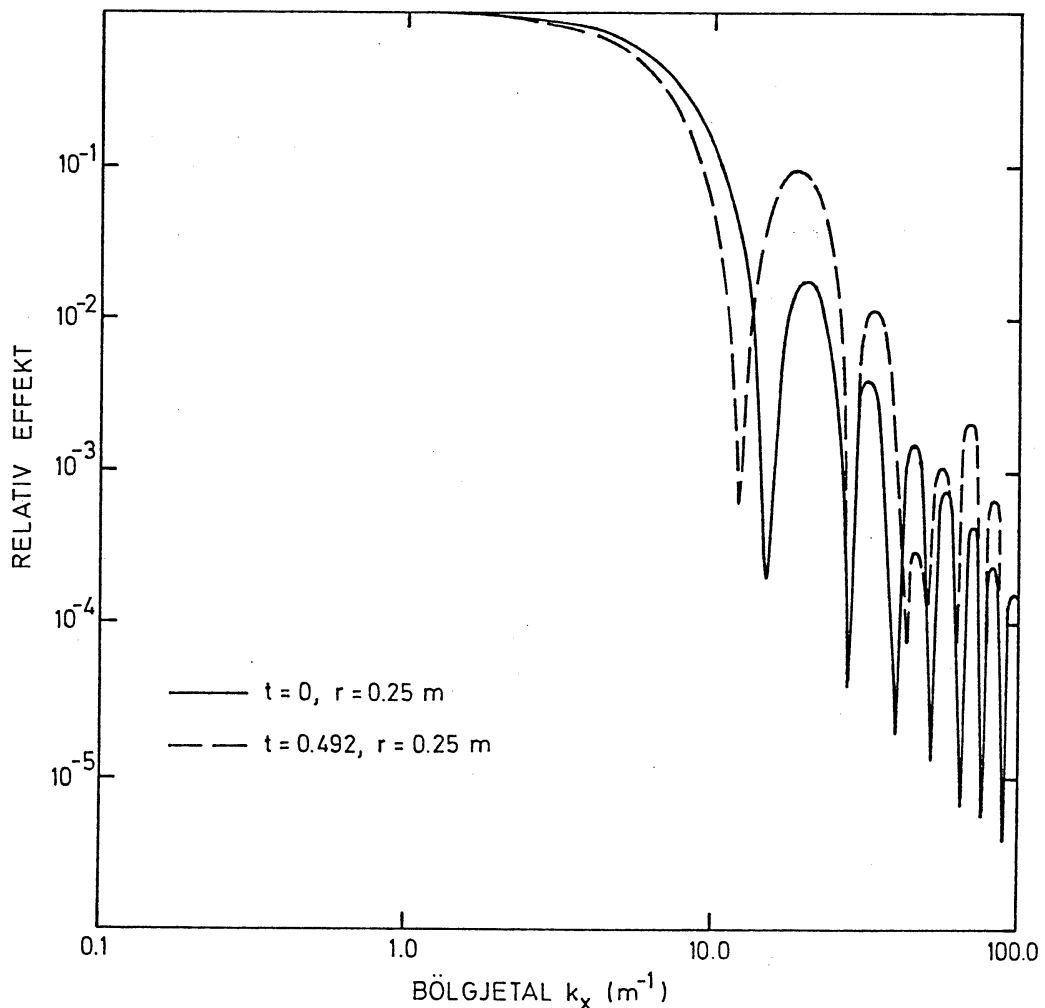


Fig. 8.8 Den heiltrekte kurva viser filterfunksjonen (8-9) for eit 0.5 m teleskop utan sekundærspiegel (refraktor). Den stipla kurva viser filterfunksjonen (8-10) for 0.5 m teleskopet i Skibotn.

For tradisjonell fotometri er effekten av sentralblendaren liten, men for hurtigfotometri vil den gjere seg godt merkbar. Fig. 8.9 viser at tilskotet frå den høgfrekvente scintillasjonsstøyen aukar med ein faktor 3 for 36"-teleskopet, og den totale scintillasjonsstøyen aukar med ein faktor 1.5 når ein aukar t frå 0 til 0.5, som er verdien av t for teleskopet i Skibotn.

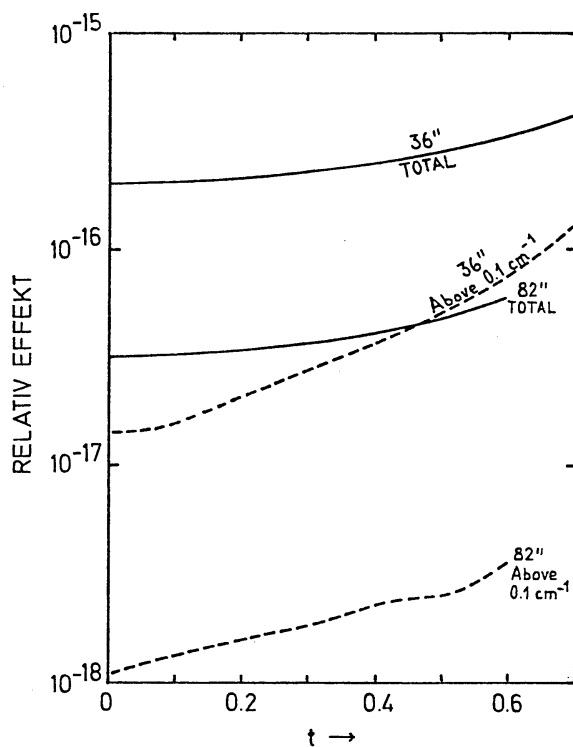


Fig. 8.9 Figuren viser korleis den totale effekten i støyen (heiltrekt kurve) og effekten frå spekteret over $k_x = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ (stipla kurve) for to teleskop med opning 36" og 82", avheng av høvet t mellom radius på sentralblendar og teleskopopning (Young - 1967).

Sidan filterfunksjonen $f(r,t,k)$ har same form som energifordelinga i teleskopets diffraksjonsmønster (Young - 1967), kan ein redusere svært effektivt den høgfrekvente delen av filterfunksjonen ved å bruke ei "apodized" teleskopopning. Det vil seie at ein plasserer over opninga ei "maske" med ei bestemt form som modifierer filterfunksjonen slik at den høgfrekvente delen vert redusert. Forma på denne maska kan reknast ut ved hjelp av "apodizing" funksjonar som er utleia av Roizen-Dossier (1956).

På grunn av isotropi i turbulensen vil den totale energien i scintillasjonsspekteret vere konstant. Ein auke i den høgfrekvente delen av spekteret vil føre til reduksjon i den lavfrekvente delen. Såleis vil ein auke i vindfarta føre til auke i den høgfrekvente scintillasjonen, men redusere den lavfrekvente.

Eg vil no sjå nærmare på okkultasjonsobservasjonane frå Skibotn for å finne ut kva innverknad scintillasjonen har hatt på signal til støy høvet.

Fig. 8.8 viser kva form eit reint scintillasjonsspekter skal ha når ein observerer med teleskopet i Skibotn. Ein karakteristisk storleik for spekteret er avkuttingsfrekvensen f_c som er definert av likning (8-8). I denne formelen inngår farta turbulenselementa har over teleskopet. Sidan mesteparten av den scintillasjonen ein måler med eit teleskop skriv seg frå turbulens i høgd over 5 km (Young - 1971), er det vindfarta i desse høgdene som inngår i likning (8-8). Om vinteren, rundt 70°N , er ei fart på rundt 20 m/s vanleg i denne høgda (Pettersen -

1969). Dette er ca. 10 m/s mindre enn på lavare breddegrader (Young - 1967), noko som fører til at teleskopet i Skibotn har ein lavare avkuttingsfrekvens enn eit tilsvarande teleskop på lavare breddegrad. Dette er ein fordel, særleg for hurtigfotometri.

Når vi bruker $V = 20$ m/s i likning (8-8) får vi at teleskopet i Skibotn har ein avkuttingsfrekvens $f_c = 6.5$ Hz. Det tilsvarande bølglengda er $k = 2.0 \text{ m}^{-1}$.

Ved å rekne ut effektspektra av observasjonane kunne eg no direkte samanlikne dei med det forventade scintillasjonsspekteret. Utrekningane vart gjort på rekneanlegget på universitetets forskningsstasjon på Ramfjordmoen, sidan det der eksisterte systemrutiner for utrekning av effektspekter. I dei fleste tilfella valde eg ut 500 datapunkt som låg minst 1000 datapunkt frå okkultasjonen. Eg var då trygg for at eit eventuelt diffraksjonsmønster skulle påverke spekteret. Eg rekna også ut effektspekteret av datapunkta etter okkultasjonen. Sidan stjerna då var bak månen, skulle ein ha fotonstøy dominert støy på signalet, sjølv om scintillasjonen hadde dominert før okkultasjonen.

Frekvensoppløysinga i effektspekteret er gjeven av tidsintervallet T for observasjonen, $\Delta f = 1/T$. Den lavaste sanne frekvensen i spekteret er definert som $f_1 = 1/N\Delta t$ der N er antal datapunkt og Δt integrasjonstida, og den høgste frekvensen, Nykvist-frekvensen, er $f_{Ny} = 1/2\Delta t$.

Tabell 8.2 gjev resultatane av utrekningane. Ein ser straks at dei fleste observasjonane har eit spekter som er uavhengig

Nr.	Dataintervall	Type	Karakteristikk av spekteret (S)
6	11-510	FØR	1-30 Hz: $S \sim 1/f$, 30-250 Hz: $S \sim \text{konst.}$, $f_c \sim 6$ Hz
6	1001-1500	FØR	1-30 Hz: $S \sim 1/f$, 30-250 Hz: $S \sim \text{konst.}$, $f_c \sim 5-6$ Hz
6	1751-2000	Etter	1-250 Hz: $S \sim \text{konst.}$
7	11-510	FØR	1-250 Hz: $S \sim \text{konst.}$
8	1-500	FØR	1-500 Hz: $S \sim \text{konst.}$
8	1001-1500	FØR	1-500 Hz: $S \sim \text{konst.}$
9	11-510	FØR	0.1-1.0 Hz: $S \sim \text{konst.}$, 1.0-3.0 Hz: $S \sim 1/f$, 30-50 Hz: $S \sim \text{konst.}$
10	1751-2250	FØR	1-500 Hz: $S \sim \text{konst.}$
10	2601-3000	Etter	1-500 Hz: $S \sim \text{konst.}$
11	1-1000	FØR	1-500 Hz: $S \sim \text{konst.}$

Tabell 8.2 Nr. = Observasjon nummer, Type = Karakteristikk av dataintervallet der fØR og etter gjev intervallets plassering i høve til okkultasjonspunktet. Dataintervall 11-510 tyder at datapunkt frå og med nummer 11 til og med nummer 510 er med i utrekninga av effektspekteret. f = frekvens.

av frekvensen. Fig. 8.10 er eit eksempel på ein slik observasjon. Dette tyder på at dei er dominert av fotonstøy, og ikkje av scintillasjon. Berre to observasjonar har eit spekter som tildels er frekvensavhengig, det er observasjon nr. 6 og 9. Fig. 8.11 viser spekteret av observasjon nr. 6. Det framgår av figuren at spekteret er avhengig av frekvensen for frekvensar mindre enn 30 Hz, og konstant for høgare frekvensar. Samanliknar vi med fig. 8.8 som gjev forma på scintillasjonsspekteret, får vi at observasjon nr. 6 har ein avkuttingsfrekvens på ca. 6 Hz. Dette stemmer godt med den teoretiske verdien på 6.5 Hz for $V = 20$ m/s. På fig. 8.8 ser vi at spekteret skulle ha ein topp på $1/10$ av maksimum for $k = 20$ m⁻¹. Bølgjetal $k = 20$ m⁻¹ tilsvarar ein frekvens på $f = 63$ Hz når $V = 20$ m/s. Denne toppen "drukner" tydelegvis på fig. 8.11 i fotonstøyen som ligg på eit nivå rundt $1/10$ av verdien spekteret har ved maksimum. Går vi ut frå at fotonstøyen akkurat dekkjer toppen for $k = 20$ m⁻¹, så ser vi av fig. 8.8 at hellinga av spekteret skulle forsvinne i støyen for $k = 9.5$ m⁻¹, som tilsvarar $f = 30$ Hz, og det stemmer godt med fig. 8.11. Som ein konklusjon kan eg seie at ein liten reduksjon i bakgrunnsfluksen ville ha gjort denne observasjonen heilt scintillasjonsdominert i støyen, både i det lavfrekvente og høgfrekvente området.

Observasjon nr. 9 har også eit spekter som tildels er avhengig av frekvensen. Men sidan integrasjonstida var 10 ms for denne observasjonen, er $f_{Ny} = 50$ Hz for dette spekteret (fig. 8.12). Samanlikna med scintillasjonsspekteret kan ein setje avkuttingsfrekvensen til $f_c = 5$ Hz (± 1 Hz), som igjen stemmer brukbart med teorien. Dei andre observasjonane viser ikkje noko

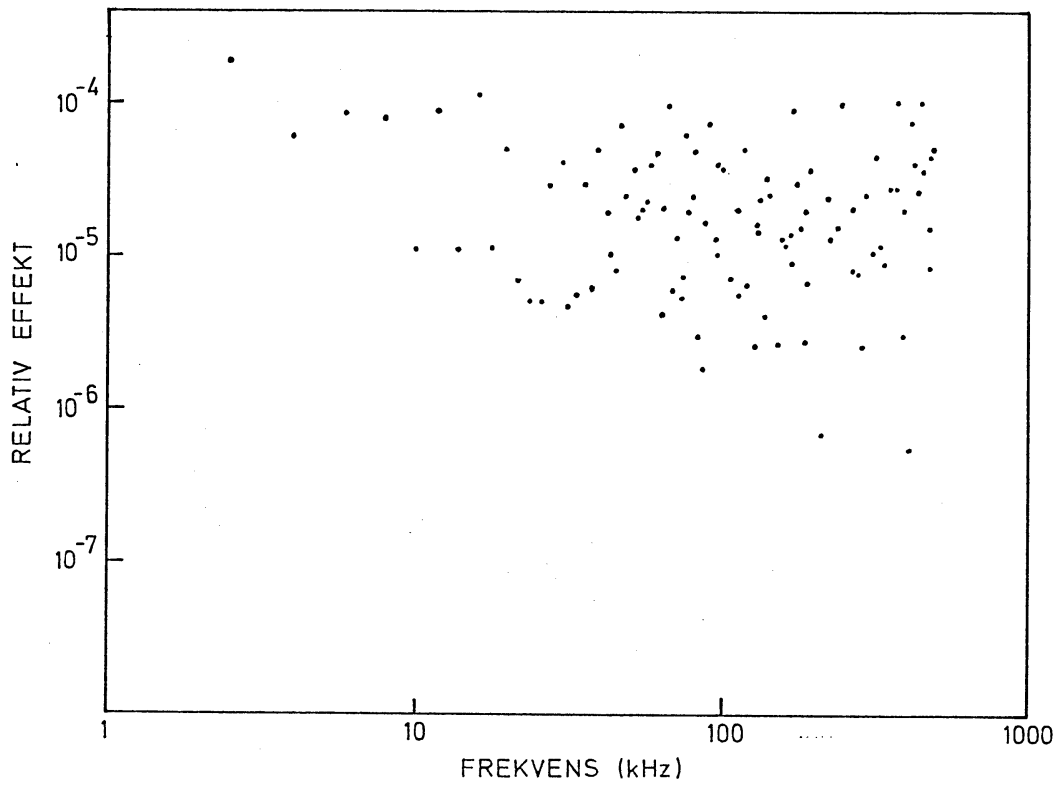


Fig. 8.10 Effektspekteret av datapunktintervallet 1-500 fra observasjon nr. 8.

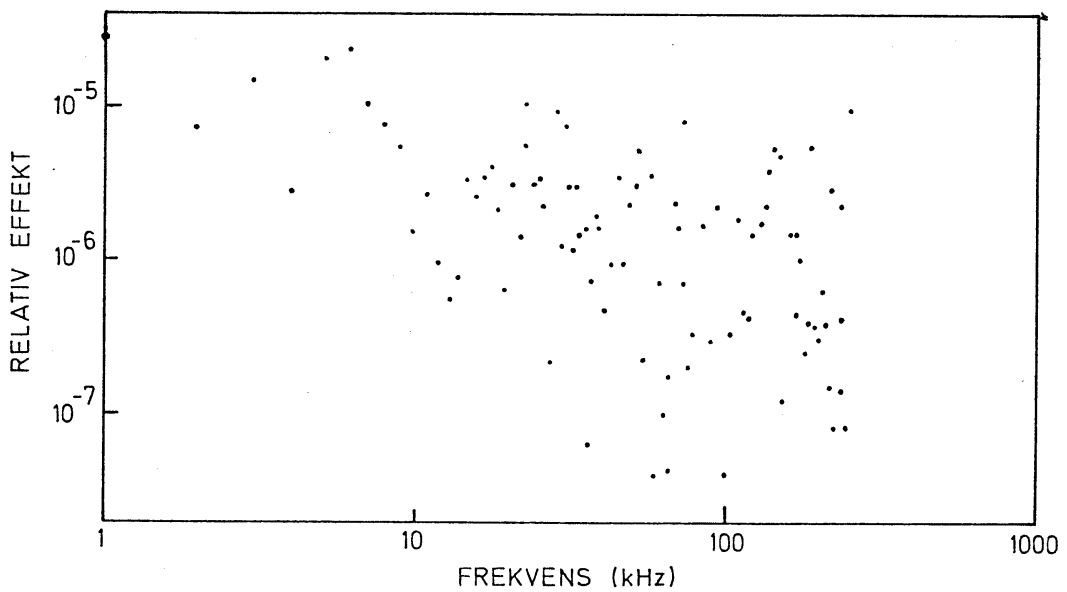


Fig. 8.11 Effektspekteret av datapunktintervallet 11-510 fra observasjon nr. 6.

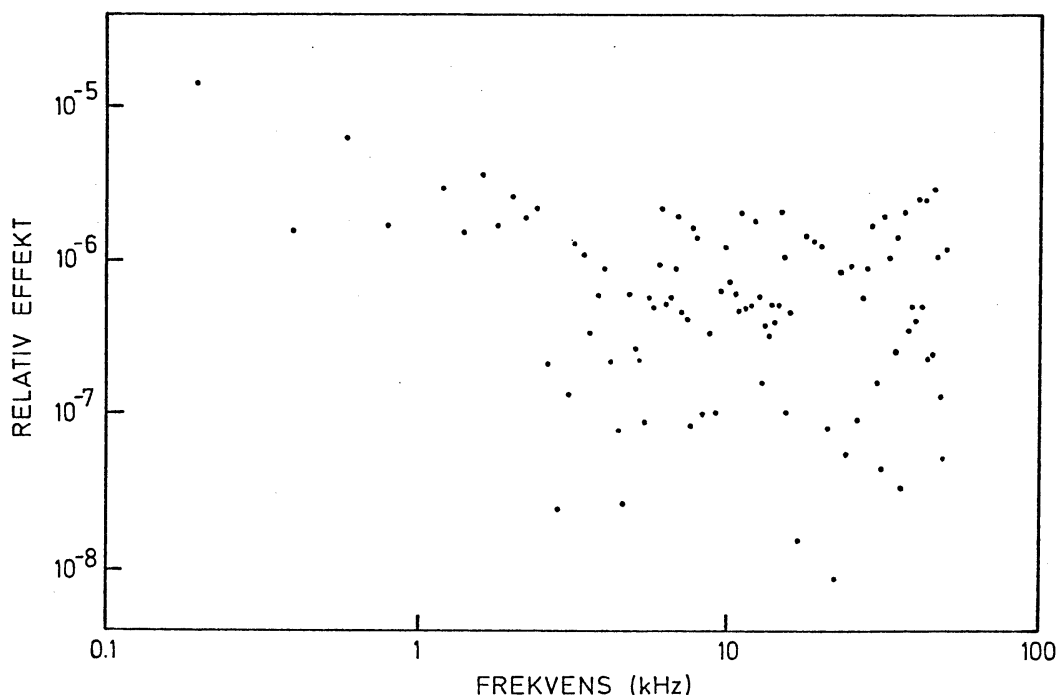


Fig. 8.12 Effektspekteret av datapunktintervallet 11-510 frå observasjon nr. 9.

form for scintillasjonsspektrum, og ein kan konkludere med at dei er fotonstøydominert. Dette gjeld også for observasjon nr. 6 og nr. 9 etter okkultasjonen.

Ein annan metode for å skilje mellom scintillasjonsstøy og fotonstøy, er å sjå på fluksfordelinga over ei datapunktmenge. Fotonstøyen er normalfordelt, medan scintillasjonen er log-normalfordelt, dvs. logaritma av fluksen er normalfordelt (Young - 1974). Fig. 8.13 viser observasjon nr. 6 plotta på ein normalfordelingsskala. Kurva representerer den normaliserte, kumulative summen frå minimumsverdien og opp til maksimum. Er variabelen (fluksen) normalfordelt skal den kumulative summen vere ei rett linje sidan fordelinga er symmetrisk om middelveien. For ei log-normalfordeling aukar summen hurtigst

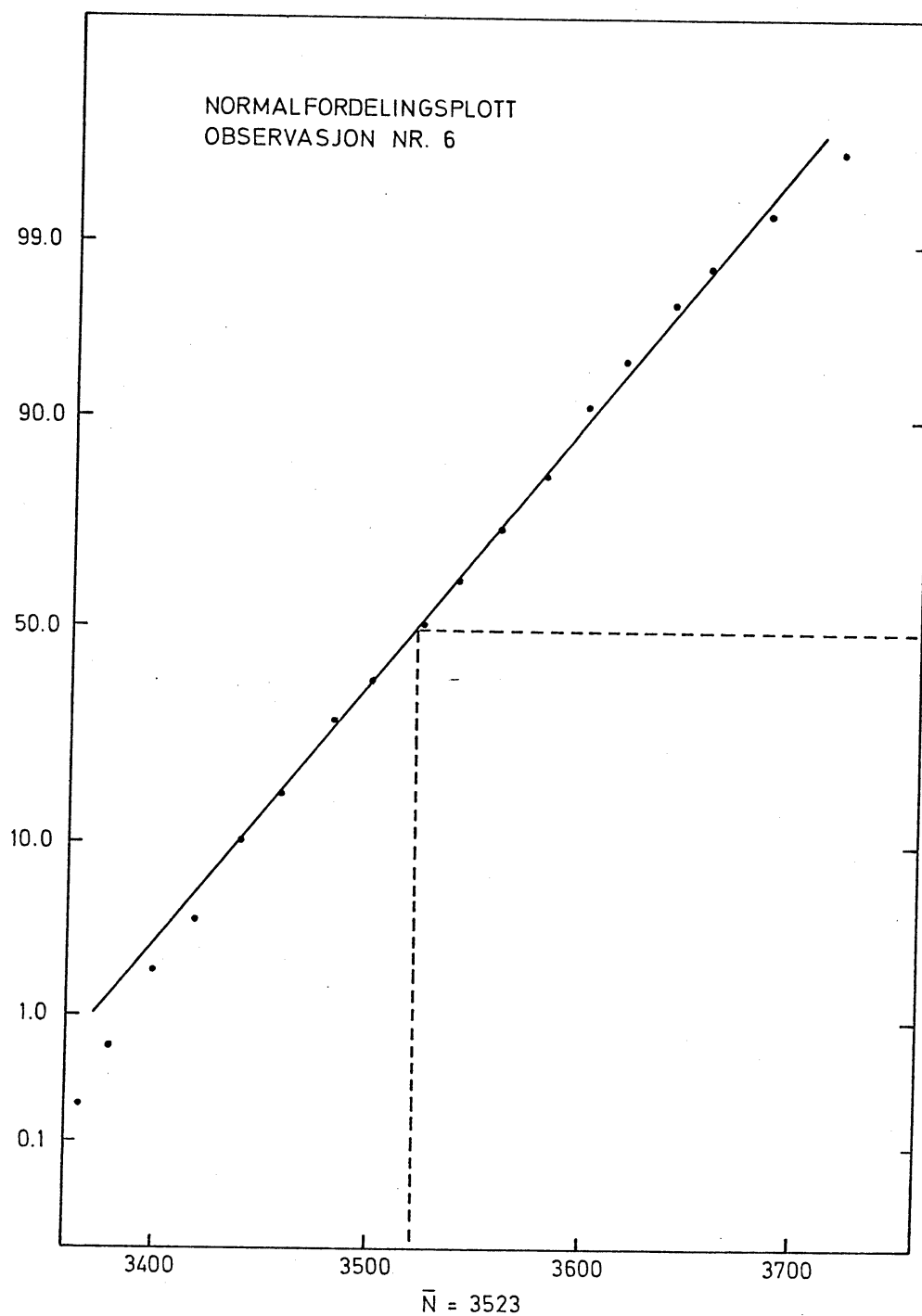


Fig. 8.13 Normalfordelingsplott av fluksfordelinga i datapunktintervallet 11-510 for observasjon nr. 6. Den kumulative summen er normalisert til $\Sigma_{\min}^{\max} = 100$. Ei rett linje er lagt gjennom punkta.

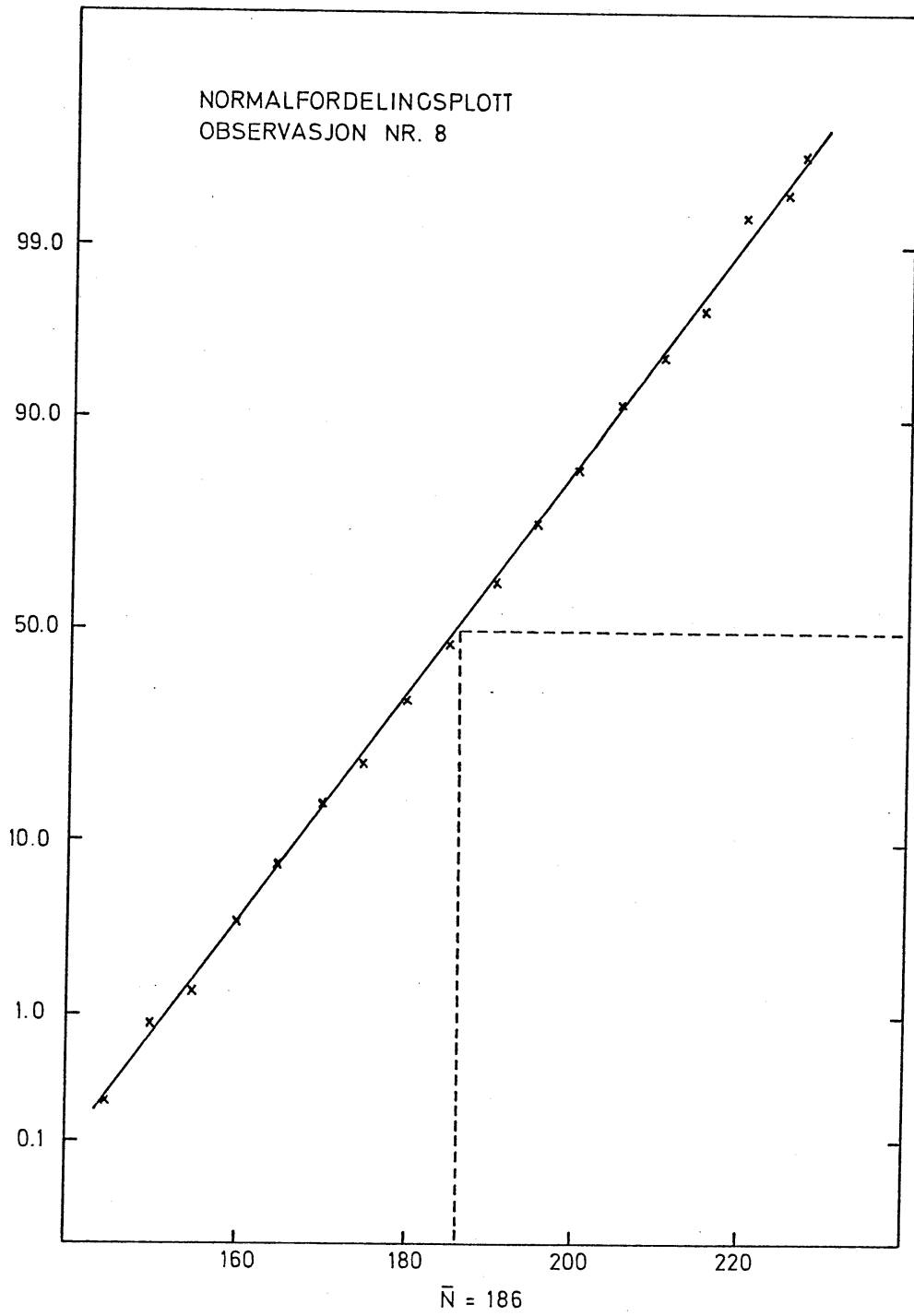


Fig. 8.14 Normalfordelingsplott av fluksfordelinga i datapunktintervallet 11-510 for observasjon nr. 8. Normalisering som på fig. 8.13.

for verdier mindre enn middelveidien og flater så ut for verdier over middelveidien. På normalfordelingsskalaen vil ei slik fordeling ha ei krumming oppover for små verdier, og så flate ut når ho nærmar seg middelveidien. Fig. 8.13 er eit eksempel på ei slik fordeling, sjølv om avviket frå normalfordelinga er lite. Fig. 8.14 viser eit klart tilfelle av normalfordelte verdier. Desse to plotta indikerer at observasjon nr. 6 har eit merkbart tilskot til støyen frå scintillasjonen, medan støyen i observasjon nr. 8 er rein fotonstøy.

Eit tredje kriterium som kan vise om støyen berre er fotonstøy, er å samanlikne signal til støy høvet for observasjonen med det vi skal forvente å få dersom støyen er statistisk fotonstøy. Dette kan vi rekne ut ved hjelp av likning (8-1). Likninga gjev eit signal til støy høve som stemmer bra overeins med alle observasjonane utanom nr. 6 og nr. 9. Desse to er dei einaste som har dårlegare signal til støy høve enn det (8-1) tilseier. Det tyder igjen på at scintillasjonen gjev eit merkbart tilskot til støyen på desse to observasjonane.

8.5 Konklusjon

Observasjonane frå sesongen 1978/79 viser klart at signal til støy høvet var svært dårleg. Årsakene til den høge teljeraten frå himmelbakgrunnen under observasjonane er i stor grad manglar og feil på teleskop og fotometer. Når dette vert utbetra kan vi forvente ein faktor 6-8 i reduksjon av bakgrunnsfluksen.

Dersom vi brukar ein raudfølsom fotomultiplikator og eit raudt filter, er det mogeleg å vinne ein faktor 2 ekstra for M-stjerner. Dette kan vere viktig for diamettermålingar som krev godt signal til støy høve.

Med ein redusert bakgrunn er det grunn til å tru at scintillasjonstøyen vil verte viktig for observasjonskvaliteten. Verkeleg kritisk vert han når han ligg i same frekvensområdet som diffraksjonen. For dei fleste observasjonar vil dette gjelde frekvensintervallet 40-120 Hz, avhengig av den farta måneranda har relativt stjerna.

Teleskopet i Skibotn har ein stor sekundærspiegel samanlikna med primærspiegelen. Høvet mellom radiane i dei to speglane er 0.5, mot 0.3 for vanleg Cassegrain-system. Dette fører til at ein også kan få vesentlege tilskot frå den høgfrekvente scintillasjonen til totalstøyen i observasjonen, noko som kan forvrengje diffraksjonsmønsteret og resultere i feiltolkingar av observasjonen.

Det er to metodar til å overkome dette problemet. Den første går ut på å fjerne den høgfrekvente delen av scintillasjonsspekteret ved å bruke ein såkalla "apodized" teleskopopning som filter. Den andre metoda går ut på å redusere for scintillasjonen under analysearbeidet på observasjonen. Dette er ein framgangsmåte som er utvikla og brukt med godt resultat av Knoechel og Heide (1978) ved Hamburger Sternwarte, og som gjer bruk av korrelasjonsanalyse av scintillasjonen. Ein bør imidlertid, etter mi vurdering, starte med den første metoda då den

truleg vil syne seg å vere enkel å utføre. I tillegg kan ein så ta i bruk reduksjonsmetoda til Knoechel og Heide dersom det skulle syne seg nødvendig.

KAP. IX OPPSUMMERING

Då eg tok til på dette arbeidet hadde det i Skandinavia ikkje tidlegare vore gjort fotoelektriske observasjonar av stjerneokkultasjonar ved måneranda. Eg har difor lagt vekt på å gje ei brei oversikt over dei mange problem og spørsmål som har vore og er knytt til denne observasjonsmetoda.

Eg har dessutan sett opp ein enkel observasjonsprosedyre for okkultasjonar basert på eit datamaskinprogram. Denne har eg så brukt på 12 observasjonar ved observatoriet i Skibotn.

Analysen av dei 12 observasjonane gav som resultat at

6 hadde ein hellingsvinkel på måneranda $\neq 0^\circ$

8 var moglege dobbelstjerner

2 var stjerner med vinkeldiameter $> 0''.001$

Ved å kombinere eigne observasjonar med andre sine observasjonar av same stjerna, kunne eg rekne ut sann vinkelavstand og posisjonsvinkel for to av dei observerte dobbelstjernene. Den trigonometriske parallaksen er kjend for ei av desse stjernene. Vinkelavstanden mellom komponentane kunne då reknast om til lineær avstand, og eg kunne finne ein verdi for perioda til systemet.

Utfrå dei observerte vinkeldiametrane kunne eg finne dei tilsvarande effektive temperaturane. Avstanden til den eine stjerna er kjend så for denne fann eg også lineær radius, luminositet og overflategravitasjon. Alle dei utrekna verdiane

stemmer godt med modellrekningar og observasjonsresultat frå tilsvarande stjerner.

Analyseresultatet tyder på at rundt halvparten av stjernene i Hyadene er dobbelstjerner. Ei stadfesting av dette vil mellom anna føre til ein reduksjon av den kosmiske avstandsskalaen.

I kapittel 8 vurderte eg dei ulike faktorane som påverka signal/støy høvet for observasjonane, og kom fram til at dette kan betrast vesentleg for framtidige observasjonar. Støyen på observasjonane er i hovudsak fotonstøy i bakgrunnsfluksen som for dei fleste observasjonane utgjorde meir enn 90% av totalsignalet.

Eg viste også korleis vi utfrå observasjonstilhøva og kvalitetskravet til observasjonen kan definere ei grensemagnitude for observerbare stjerner.

Er så slike observasjonar noko å satse på i framtida ved observatoriet i Skibotn? Kvaliteten på observasjonane og antalet pr. år må vere avgjerande for svaret. Dei mange resultata frå analysene av dei 12 observerte okkultasjonane har store usikkerheter nettopp på grunn av dårleg observasjonskvalitet. Men mindre instrumentelle endringar kan betre kvaliteten opp til eit tilfredsstillande nivå.

Ser vi på antal observasjonar pr. år så er det openbert at vi ikkje kan konkurrere med McDonald observatoriet som observerer 200-300 okkultasjonar pr. år. Av 120 observerbare okkultasjonar i Skibotn i perioda 1/1-14/3-1979 vart 11 observerte, 107 kunne ikkje observerast på grunn av skyer og 2 observasjonar

vart mislukka. Dette gjev ein observasjonsprosent på 9.

Utfrå vêrstatistikken for Skibotn skulle ein forvente at rundt 50% av dei observerbare okkultasjonane gjekk tapt på grunn av skyer. Ein "normal" sesong skulle difor kunne gje over 50 okkultasjonsobservasjonar. (Eg vil her gjere merksam på at observasjonssesongen berre er seks månader.)

Eg har sett bort frå observasjonar av tilsynekomstar, men med det utstyret som er tilgjengeleg i Skibotn vil det vere naturleg å utvide observasjonane til også å gjelde desse.

Dersom ein midlare sesong kan gje 50 observasjonar av god kvalitet, så er den astrofysiske vinninga stor nok til at slike observasjonar bør gjerast også i framtida.

Ei naturleg utvikling vil då vere to-farge observasjonar av okkultasjonar. Dette krev utan tvil ein arbeidsinnsats på fotometeret, men vinninga i observasjonsverdien vil vere stor.

REFERANSER

- Abt, H.A., 1965, Ap. J. Suppl., 11, 429.
- Abt, H.A., 1978, i A.G. Davis Philip og D.S. Hayes (red.),
"The HR Diagram", IAU symp. 80, 154 ("discussion").
- Africano, J.L., Cobb, C.L., Dunham, D.W., Evans, D.S.,
Fekel, F.C., Vogt, S.S., 1975, A. J., 80, 689.
- Africano, J.L., Evans, D.S., Fekel, F.C., Ferland, G.J., 1976,
A. J., 81, 650.
- Africano, J.L., Evans, D.S., Fekel, F.C., Montemayor, T., 1977,
A. J., 82, 631.
- Allen, C.W., 1963, "Astrophysical Quantities", 2. ed., The
Athlone Press, London.
- Allen, C.W., 1973, "Astrophysical Quantities", 3. ed., The
Athlone Press, London.
- Arnulf, M.A., 1936, Compt. Rend., 202, 115.
- Barnes, T.G., Evans, D.S., Moffett, T.J., 1978, M.N.R.A.S.,
183, 285.
- Bartholdi, P., 1975, A. J. 80, 445.
- Batten, A.H., 1967, "Sixth catalogue of the orbital elements
of spectroscopic binary systems", Publs. Dom. Astrophys.
Obs. Victoria, 13, No. 8.
- Beavers, W.I., Eitter, J.J., 1979, Ap. J., 228, L111.

- Born, M., Wolf, E., 1964, "Principles of Optics", 2. ed., Pergamon Press, London, Kap. 8.
- Brown, A., Bunclark, P.S., Stapleton, J.R., Stewart, G.C., 1979, M.N.R.A.S., 187, 753.
- Böhme, D., 1978, Astron. Nachr., 229, 243.
- Carbon, D., Gingerich, O., 1969, i O. Gingerich (red.) "Theory and Observations of Normal Stellar Atmospheres", The M.I.T. Press, London, 401.
- Cousins, A.W.J., Guelke, R., 1953, M.N.R.A.S., 113, 776.
- Diercks, H., Hunger, K., 1952, Z. Astrophys., 31, 182.
- Dunham, D.W., Evans, D.S., McGraw, J.T., Sandmann, W.H., Wells, D.C., 1973, A. J., 78, 482.
- Dunham, D.W., Evans, D.S., Vogt, S.S., 1975, A. J., 80, 45.
- Eddington, A., 1908, M.N.R.A.S., 69, 178.
- Evans, D.S., 1957, A. J., 62, 83.
- Evans, D.S., 1970, A. J., 75, 589.
- Evans, D.S., 1971, A. J., 76, 1107.
- Evans, D.S., 1973, Moon, 8, 490.
- Evans, D.S., 1977a, Sky & Telescope, Sept., 164.
- Evans, D.S., 1977b, Sky & Telescope, Okt., 289.

- Evans, D.S., Heydenrych, J.C.R., van Wyk, J.D.N., 1953,
M.N.R.A.S., 113, 780.
- Evans, D.S., Barnes, T.G., Lacy, C.H., 1979, Sky & Telescope,
Aug., 130.
- Flower, P.J., 1975, Astron. & Astrophys., 41, 391.
- Gray, D.F., 1976, "The Observation and Analysis of Stellar
Photospheres", John Wiley & Sons, New York, 177.
- Griffin, R.F., Gunn, J.E., 1977, A. J., 82, 176.
- Hamming, R.W., 1962, "Numerical Methods for Scientists and
Engineers", McGraw-Hill Book Company, Inc., New York,
Kap. 23, 314.
- Hanbury Brown, R., 1968, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 13.
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Allen, L.R., 1974, M.N.R.A.S.,
167, 121.
- Hayes, D.S., 1978, i A.G. Davis Philip og D.S. Hayes (red.)
"The HR Diagram", IAU symp. 80, 65.
- Høydalsvik, S., 1977, Cand. mag. oppgave, Universitetet i Tromsø.
- Iriarte, B., Johnson, H.L., Mitchell, R.I., Wisniewski, W.K.,
1965, Sky & Telescope, juli, 21.
- Jenkins, L.F., 1963, "General Catalogue of Trigonometric Stellar
Parallaxes", Yale Univ. Obs., New Haven, CONN.
- Johnson, H.L., Knuckles, C.F., 1955, Ap. J., 122, 209.

- Knoechel, G., von der Heide, K., 1978, *Astron. Astrophys.*, 67, 209.
- MacMahon, P.A., 1908, *M.N.R.A.S.*, 69, 126.
- Manduca, A., Bell, R.A., Gustafsson, B., 1977, *Astron. Astrophys.*, 61, 809.
- McAlister, H.A., 1977, *A. J.*, 82, 487.
- McCants, M.M., Nather, R.E., 1971, i C. de Jager (red.)
"Highlights of Astronomy", Vol. 2, IAU, D. Reidel
Publishing Company, Dordrecht-Holland, s. 668.
- McGraw, J.T., Wells, D.C., Wiant, J.R., 1973, *Rev. Sci. Instr.*,
44, 748.
- Mihalas, D., 1970, "Stellar Atmospheres", W.H. Freeman and
Company, San Francisco, Kap. 1.
- Morbey, C.L., 1974, *A. J.*, 79, 1304.
- Morbey, C.L., Hutchings, J.B., 1971, *P.A.S.P.*, 83, 156.
- Morgan, W.W., Hiltner, W.A., 1965, *Ap. J.*, 141, 177.
- Morrison, L.V., 1979, *M.N.R.A.S.*, 187, 41.
- Murdin, P., 1971, *Ap. J.*, 169, 615.
- Myrabø, H.K., 1976, Hovedfagsoppgave i fysikk ved Universitetet
i Tromsø.
- Nather, R.E., Evans, D.S., 1970, *A. J.*, 75, 575.

- Nather, R.E., Evans, D.S., 1971, *Astrophys. & Space Sci.*, 11, 28.
- Nather, R.E., McCants, M.N., 1970, *A. J.*, 75, 963.
- Nather, R.E., McCants, M.N., Evans, D.S., 1970, *Ap. J.*, 160,
L181.
- Pettersen, S., 1969, "Introduction to Meteorology", McGraw-Hill
Book Company, New York, s. 186.
- Rakos, K.D., 1967, *Acta Phys. Austrica*, 26, 152.
- Ridgway, S.T., Wells, D.C., Carbon, D.F., 1974, *A. J.*, 79, 1079.
- Ridgway, S.T., Wells, D.C., Joyce, R.R., 1977, *A. J.*, 82, 414.
- Ridgway, S.T., Wells, D.C., Joyce, R.R., Allen, R.G., 1979,
A. J., 84, 247.
- Roizen-Dossier, B., 1956, i Z. Kopal (red.) "Astronomical
Optics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, s. 163.
- Savitzky, A., Golay, M.J.E., 1964, *J. Anal. Chem.*, 36, 1627.
- Schlosser, W., Pansch, E., de Vegt, Chr., 1970, *Astron.*
Astrophys., 8, 85.
- Sowers, J.L., 1974, *A. J.*, 79, 321.
- van Beuren, H.G., 1952, *B.A.N.*, 11, 385.
- van Flandern, T.C., 1975, *M.N.R.A.S.*, 170, 333.
- Watts, C.B., 1963, *Astr. Pap. Washington*, XVII.

White, N.M., 1979, IAU Telegrams, Circular No. 3365, juni 4.

White, N.M., 1979b, A. J., 84, 872.

Whitford, A.E., 1939, Ap. J., 89, 472.

Williams, J.D., 1939, Ap. J., 89, 467.

Young, A.T., 1967, A. J., 72, 747.

Young, A.T., 1969, Appl. Optics, 8, 869.

Young, A.T., 1971, Sky & Telescope, sept., 141.

Young, A.T., 1971b, i C. de Jager (red.) "Highlights of
Astronomy", Vol. 2, IAU, D. Reidel Publishing Company,
Dordrecht-Holland, s. 622.

Young, A.T., 1974, i N. Carleton (red.) "Methods of experimental
physics", Academic Press, New York, Vol. 12A, s. 161.

