

Die Durchmesserbestimmung von Sternen mit interferometrischen Methoden

Autor(en): **Buser, Peter**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft**

Band (Jahr): **31 (1973)**

Heft 134

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-899680>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

pro Minute oder 90 Grad pro Minute. Langsame Bewegungen werden durch Servomotoren ausgeführt. Das Fernrohr kann von allen drei Brennpunkten aus fein eingestellt werden. Die Nachführkontrolle bei Langzeitaufnahmen, bei denen eine Genauigkeit von $\pm 0,25$ Bogensekunden gefordert ist, geschieht, wie bei grossen Teleskopen üblich, durch Offset Guiding von der Primärfokuskabine aus. In Bild 4 ist das Führungsookular (schwarz unter dem hellen Tubus) sichtbar. Bei Aufnahmen im Primärfokus des Teleskops wird zur Vergrösserung des

nutzbaren Bildfeldes ein dreilinsiger Korrektor verwendet.

Das ISAAC NEWTON Teleskop, das von der Firma Grubb Parsons and Co. Ltd. in Newcastle upon Tyne gebaut wurde, wurde am 1. 12. 1967 von Königin Elisabeth II. seiner Bestimmung übergeben. Es ist heute das grösste Teleskop Westeuropas.

Alle Abbildungen: Aufnahmen des Verfassers

Adresse des Verfassers: MAX LAMMERER, Langheimer Str. 34, D-862 Lichtenfels, BRD.

Die Durchmesserbestimmung von Sternen mit interferometrischen Methoden

VON PETER BUSER,
Astronomisches Institut der Universität Basel

Die Bestimmung von Sterndimensionen ist für den Astrophysiker von fundamentaler Bedeutung. Aber da der scheinbare Durchmesser, das heisst der Öffnungswinkel, unter dem ein Stern dem Beobachter erscheint, viel zu klein ist, um direkt in einem Fernrohr beobachtet zu werden, stellt die Ausdehnung eines Sternes eine ausserordentlich schwierige Beobachtungsgrösse dar. Bis vor einigen Jahren verdankte man das meiste, was man über Sterndurchmesser wusste, dem Interferometer von MICHELSON¹⁾; aber wegen der sehr hohen Präzisionsanforderungen konnte dieses nur auf ganz wenige, extreme Riesensterne angewandt werden. Dazu kamen die bei einigen Bedeckungsveränderlichen gemessenen Durchmesser

und die bisher eher unbefriedigenden Durchmesserbestimmungen bei Mondokkultationen von Sternen.

Seit 1965 steht nun ein sogenanntes Intensitätsinterferometer (II) in Betrieb (Fig. 1), mit dem grundsätzlich die Durchmesser aller Sterne mit Spektraltypen B0 bis M0 und heller als 3^m gemessen werden können. Dieses ganz neuartige Instrument wurde von R. HANBURY BROWN⁸⁾ entwickelt und stellt eine raffinierte Weiterentwicklung des MICHELSONSchen Interferometers (MI) dar. Während ursprünglich gedacht war, dass das Instrument im Radiowellenlängenbereich arbeiten sollte⁵⁾, hat sich erwiesen, dass seine enorme Leistungsfähigkeit im optischen Bereich liegt. Es soll hier versucht werden, die Grund-

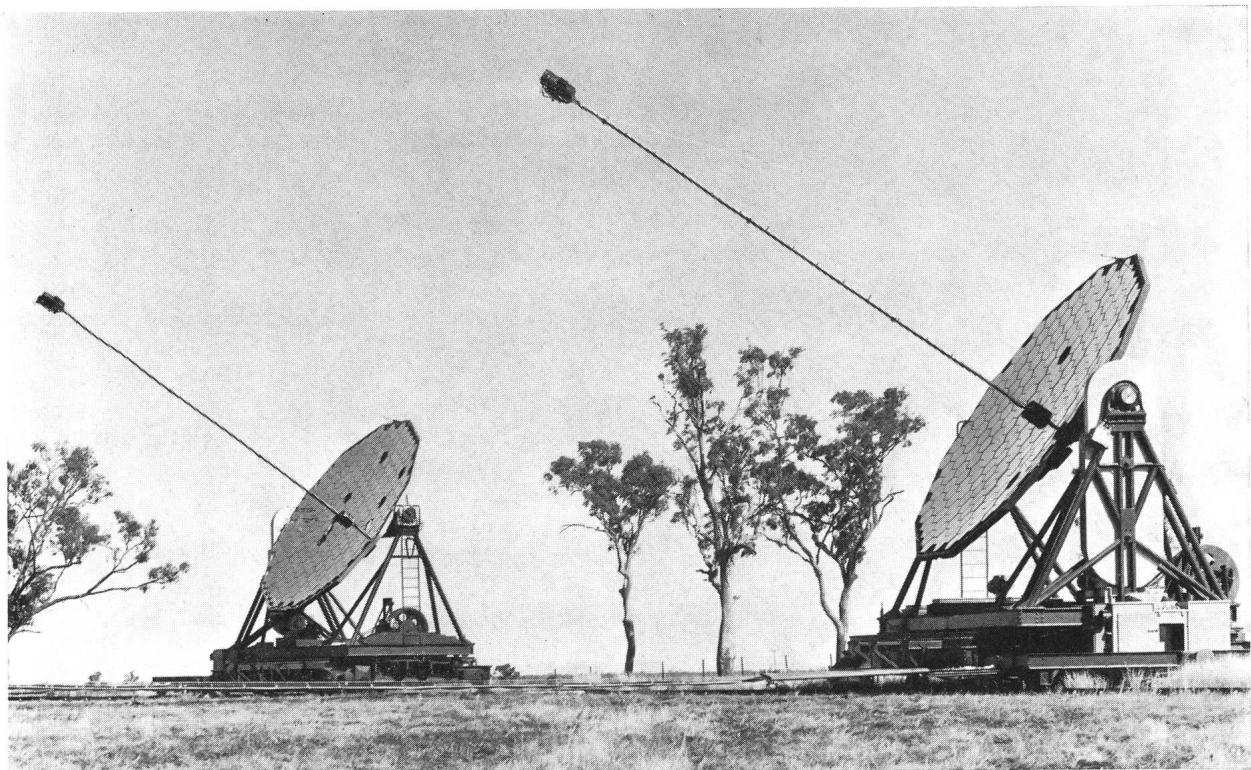


Fig. 1: Ansicht des Narrabri-Observatoriums.

idee des MI und des II an einem möglichst einfachen Beispiel zu erläutern. Eine sehr ausführliche Darstellung findet sich bei HANBURY BROWN (u. a.) in ⁵⁾ bis ⁹⁾.

Interferenz und Schwebungen

Als Interferometer bezeichnet man alle diejenigen Geräte, die Interferenzen von Wellen ausnützen. Jedermann mag schon bemerkt haben, dass bei nicht genau aufeinander abgestimmten Musikinstrumenten ein Schwanken der Lautstärke auftritt. Dieser Effekt, der als *Schwebung* bekannt ist, tritt überall dort auf, wo zwei Wellen unterschiedlicher Frequenz einander überlagert sind. Sind die beiden am Beobachtungsort hervorgerufenen Schwingungen y_1 und y_2 durch

$$y_1(t) = \cos\{\omega_1 t\} \text{ und } y_2(t) = \cos\{\omega_2 t + \varphi\}$$

gegeben, wobei ω_1 , ω_2 die Kreisfrequenzen, t die Zeit und φ eine gegebene Phasenverschiebung bedeuten, so erhält man für die Summe unter Verwendung des sogenannten Additionstheorems der Goniometrie:

$$(1) \quad y(t) = y_1(t) + y_2(t) = \left[2 \cos \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{\varphi}{2} \right\} \right] \cdot \cos \left\{ \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \frac{\varphi}{2} \right\}$$

was als Schwingung mit langsam wechselnder Intensität aufgefasst werden kann. (Als Intensität einer Schwingung bezeichnen wir das Quadrat der eckigen Klammer in Gleichung (1); im vorliegenden Fall ist die Frequenz klein wegen der auftretenden Differenz $\omega_1 - \omega_2$).

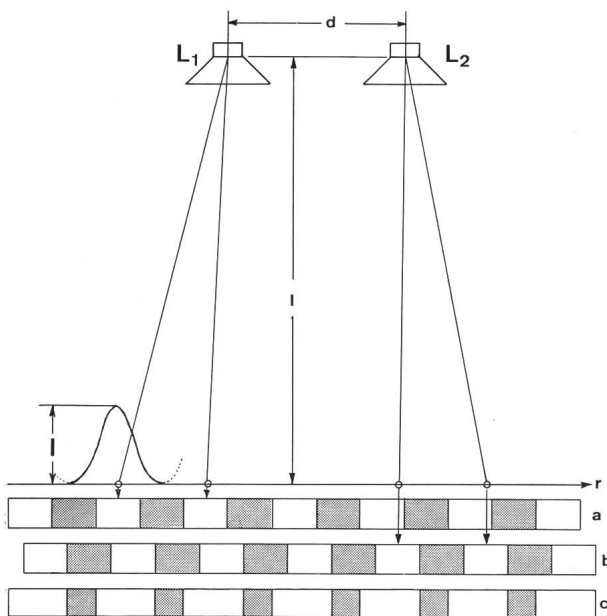


Fig. 2: Zwei Schallquellen gleicher Frequenz im Abstand d erzeugen Interferenzen längs einer Geraden, die um l von den Schallquellen entfernt ist. Die längs der Geraden gemessene Intensität ist eingezeichnet.

Ein Spezialfall tritt auf, wenn beide Frequenzen übereinstimmen, dann ist die Intensität zeitlich konstant und hängt nur noch von der Phasenverschiebung φ ab, die eine Funktion des Beobachtungsortes ist.

Dies lässt sich durch folgende Versuchsanordnung demonstrieren: Zwei Schallquellen im Abstand d erzeugen Interferenzen auf einer Geraden in der Entfernung l . Entlang der Geraden wird die resultierende Intensität vom Ort (gemessen in r) abhängen (vergleiche Fig. 2). Bedeutet λ die Wellenlänge, so ist die Intensität als Funktion von r annähernd durch

$$I(r) = 4 \cos^2 \left\{ \frac{\pi d}{\lambda \cdot l} r + \frac{\Delta}{2} \right\}$$

gegeben, wie man leicht nachrechnet. Dabei ist Δ eine Phasenverschiebung der beiden Wellen, die davon herrührt, dass nicht beide Schallquellen zur selben Zeit zu schwingen begonnen haben; man beachte, dass der Intensitätsverlauf von dieser Phase Δ abhängig ist.

Interferenzen mit Licht

Führt man denselben Versuch mit Licht durch, lassen sich trotz der Wellennatur des Lichts keine solche Interferenzerscheinungen beobachten, da Lichtemissionen, anders als bei Schallquellen, normalerweise nicht durch lang fortdauernde Schwingungen entstehen. Vielmehr wird eine Serie sehr kurzer Wellenzüge ausgesendet. Dabei ändert Δ mit jedem neuen Wellenzug und somit auch das davon abhängige Interferenzbild, und zwar so schnell, dass die Gerade gleichmäßig beleuchtet erscheint: Wegen der *Inkohärenz* der beiden Lichtquellen bleiben die Interferenzerscheinungen unbeobachtbar (inkohärent = nicht gleichlaufend).

Man kann aber Interferenzerscheinungen dadurch sichtbar machen, dass man aus einer einzigen Lichtquelle künstlich zwei getrennte Wellenfronten herstellt, wie das in Figur 3 schematisch dargestellt ist, wo das Licht über die beiden Löcher A und B auf die Gerade im Abstand l fällt. Jetzt bestrahlen A und B die Gerade wie zwei kohärente Lichtquellen und erzeugen auf ihr Interferenzen wie im obigen, akustischen Beispiel. Dadurch entsteht ein Muster von hellen und dunklen Streifen. Der Abstand S der Helligkeitsmaxima ist gegeben durch:

$$(2) \quad S = \frac{\lambda}{d} \cdot l \quad (\lambda = \text{Wellenlänge})$$

Das nullte Maximum liegt bei r_0 :

$$(3) \quad r_0 = l \cdot \alpha,$$

da die Wege von L über A bzw. B nach r_0 bei weit entfernten Objekten als gleich lang angesehen werden dürfen und wegen der Kleinheit der Winkel für $\alpha = \alpha$ (im Bogenmaß) gesetzt werden darf. Dies gilt auch für die nachfolgenden Überlegungen.

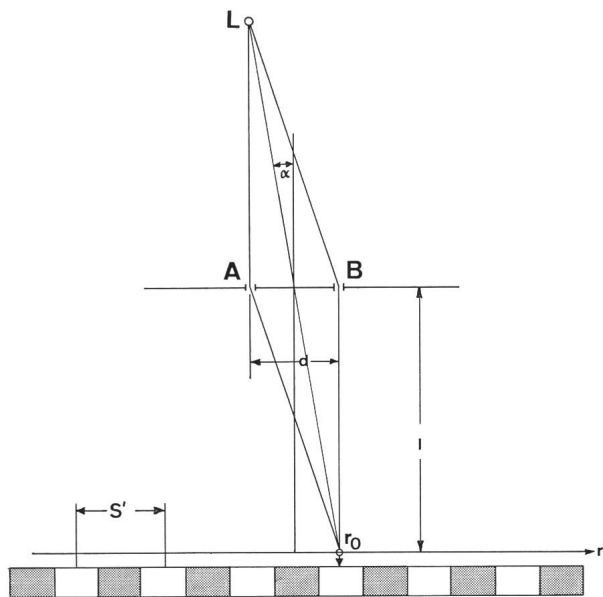


Fig. 3: Von der Lichtquelle L tritt Strahlung durch die Öffnungen A und B. Die von diesen Punkten ausgehende Strahlung kommt auf einer Geraden im Abstand l zur Interferenz. Das auf der Geraden entstehende Interferenzmuster ist schematisch wiedergegeben.

Das Interferometer von Michelson

Nach diesen einleitenden Bemerkungen wollen wir uns nun den Durchmesserbestimmungen zuwenden. Dem besseren Verständnis zuliebe wollen wir das bloss an einem Zweipunkte-Objekt mit Winkel θ demonstrieren. Die folgenden Ergebnisse sind aber auch im allgemeinen Fall gültig ⁸⁾ p. 384.

Obwohl im MI das Licht von zwei Hilfsspiegeln, die an die Stelle der Löcher A und B treten, in ein Fernrohr gespiegelt wird (Fig. 5), in dessen Brennebene die Interferenzstreifen beobachtet werden, entspricht dieses Gerät im wesentlichen der Anordnung von Figur 3. Jeder der beiden angenommenen Lichtpunkte des Objektes erzeugt für sich genommen ein Streifenmuster (Fig. 4a, b), wobei diese um den Betrag $l \cdot \theta$ gegeneinander verschoben sind (vgl. Gleichung (3)). Wegen der Inkohärenz der beiden Lichtquellen sind keine zusätzlichen Interferenzerscheinungen sichtbar, so dass man die einfache Summe c der beiden Bilder a, b sieht.

Die Messung des Winkels θ vollzieht sich nun folgendermassen: Zunächst beobachtet man das Objekt mit nahe beieinanderliegenden Hilfsspiegeln; hierbei werden die Streifen sehr breit, das Muster ist gut sichtbar. Mit zunehmendem Abstand d werden die Streifen schmaler (vgl. Gleichung (2)), so dass schliesslich jeder Kontrast verschwindet. Dies tritt ein, sobald

$$\frac{S}{2} = \theta \cdot l$$

wird. Man erhält also den gesuchten Winkel θ aus der folgenden Formel:

$$(4) \quad \theta = k \cdot \frac{\lambda}{d_0}$$

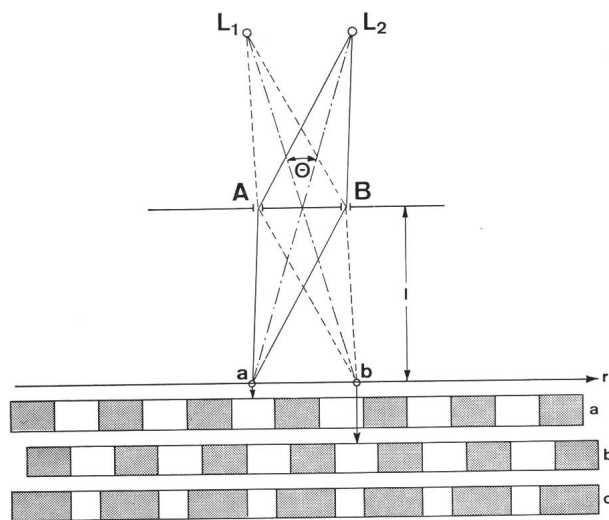


Fig. 4: Die Öffnungen A und B werden von zwei Lichtquellen L_1 und L_2 beschienen, die im Winkelabstand θ stehen. Die eine Lichtquelle erzeugt längs der Geraden im Abstand l ein Interferenzmuster (a), die andere Lichtquelle ein verschobenes Interferenzmuster (b); ein Beobachter wird die Summe beider Muster (c) wahrnehmen.

Hier ist d_0 diejenige Distanz, bei der das Muster verschwindet; k hat hier den Wert $\frac{1}{2}$. Für Sterne (die natürlich nicht Zweipunkt-Objekte sind) mit gleichmässiger Oberflächenhelligkeit ist $k = 1,22$. Besitzt der Stern eine gewisse Mitte-Rand-Verdunkelung, wie wir sie zum Beispiel bei der Sonne sehr deutlich beobachten können, so wird k etwas grösser.

Nun kann man natürlich nicht bei einer scharf abgegrenzten Wellenlänge des Spektrums messen, son-

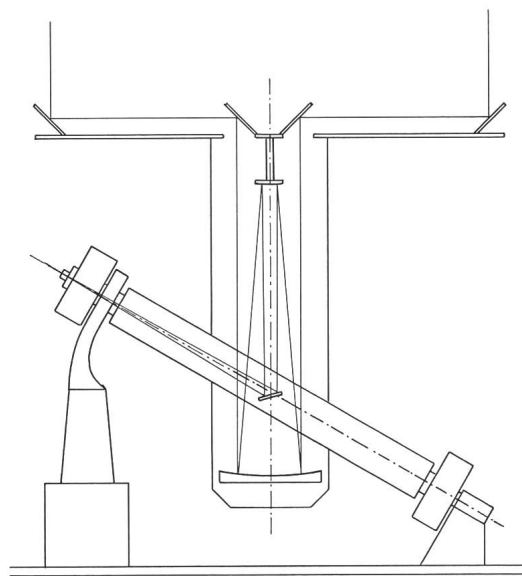


Fig. 5: Schematische Darstellung des 20-Foot-Interferometers von MICHELSON, hier am 2.5 m-Hooker-Spiegelteleskop auf Mt. Wilson. (Der Beobachter befindet sich am oberen Ende der Stundenachse).

dern nur in einem gewissen Intervall (von λ_1 bis λ_2). Das hat zur Folge, dass die beiden Wege von den Hilfsspiegeln bis zum Brennpunkt genau übereinstimmen müssen, und zwar darf der Unterschied nicht mehr als zwei bis drei Wellenlängen betragen (⁹) p. 19). Da nun bereits die grössten Sterne eine Hilfsspiegeldistanz von 3 bis 7 Metern verlangen, stellt dies ausserordentliche Anforderungen an die Präzision. Diese wurde in dem 1920 von MICHELSON und PEASE gebauten 20-Foot-Instrument, bei dem die Hilfsspiegel etwa 6 Meter Abstand hatten, erreicht, während das spätere 50-Foot-Interferometer keine zuverlässigen Resultate mehr lieferte^{2), 3), 4)}. Somit blieb die Anwendung dieses Instrumententyps auf ganz wenige Sterne beschränkt.

Das Intensitätsinterferometer

Das Hindernis im MI, nämlich das Auftreten von Wellen verschiedener Wellenlänge aus einem Intervall (λ_1, λ_2) bildet nun gerade die Grundlage für das II, in welchem nicht die Wellen selbst, sondern die zwischen ihnen auftretenden Schwebungen zur Interferenz benutzt werden. Betrachten wir dazu den Strahlengang in diesem Gerät (Fig. 6): Zunächst haben zwei Parabolspiegel A und B im Abstand d die Aufgabe, möglichst viel Licht einzufangen. Dieses gelangt durch je einen Filter auf zwei Photozellen, welche die momentane Intensität in Form einer elektrischen Spannung messen, die anschliessend über ein Kabel in einen sogenannten Korrelator geführt wird.

Treffen dann zum Beispiel in A zwei Wellen

$$y_1(t) = \cos\{\omega_1 t\}, \quad y_2(t) = \cos\{\omega_2 t + \varphi_A\}$$

(φ_A ist eine vorhandene Phasenverschiebung) gleichzeitig auf, so entsteht eine Schwebung von der Form der Gleichung (1). Das Photometer erzeugt in diesem Fall eine Wechselspannung:

$$\begin{aligned} U_A(t) &= \cos^2\left\{\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t - \frac{\varphi_A}{2}\right\} = \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos\left\{(\omega_1 - \omega_2)t - \varphi_A\right\}. \end{aligned}$$

Anschliessend wird der zeitlich konstante Anteil dieser Wechselspannung durch einen Filter eliminiert, der Rest in den Korrelator geführt. Das Analoge gilt für zwei in B eintreffende Wellen. Im Korrelator werden die durch A und B erzeugten Spannungen überlagert. Das Messergebnis ist die Intensität γ der resultierenden Wechselspannung. Es addieren sich also die beiden Spannungen U_A und U_B und ergeben, wieder unter Verwendung des Additionstheorems, die Intensität

$$\gamma = \cos^2\frac{1}{2}\left\{\varphi_B - \varphi_A\right\}.$$

Die Spannungseinheit ist so gewählt, dass die Amplitude = 1 wird.

Dieser Wert hängt also vom Unterschied der Phasenverschiebungen φ_A und φ_B ab.

Wir wollen nun wieder den Durchmesser an unserem Zweipunkte-Objekt bestimmen, das diesmal in

verschiedenen Wellenlängen aus dem Bereich (λ_1, λ_2) sendet. Der Einfachheit halber wollen wir annehmen, dass bloss zwei Wellenlängen auftreten, und zwar soll der erste Punkt mit λ_1 , der zweite mit λ_2 senden. Aus Figur 7 ist sofort ersichtlich, dass der Wegunterschied der beiden Wellen in B um den Betrag $d \cdot \theta$ grösser ist als in A. Wenn also in A eine Phasenverschiebung $\varphi_A = \Delta$ vorhanden ist, beträgt φ_B jeweils $\Delta + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \theta$, wo λ die mittlere Wellenlänge bedeutet, das heisst $\lambda = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2)$. Die im Korrelator gemessene Intensität beträgt also

$$(5) \quad \gamma = \cos^2\left\{\frac{\pi}{\lambda} d \cdot \theta\right\}$$

Das Prinzip des II lässt sich demnach kurz so charakterisieren: Die beiden Wellen λ_1 und λ_2 rufen in A wie in B dieselbe Schwebung (und somit dieselbe Wechselspannung) hervor. Da aber die Wellen einen Winkel θ gegeneinander aufweisen, ist die Schwebung in B um den Betrag $\frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \theta$ phasenverschoben, was sich im Wert von γ ausdrückt.

Die Durchmesserbestimmung vollzieht sich nun folgendermassen: Man beobachtet zunächst mit nahe beieinanderliegenden Parabolspiegeln ($d \approx 0$). Sobald der Stern (in unserem Beispiel das Zwei-Punkte-Objekt) in den Beobachtungsbereich des Instruments gelangt, registriert der Korrelator den Wert $\gamma \approx 1$. Nun wird dieser Messvorgang für immer grössere Distanzen d wiederholt, bis für ein gewisses d_0 γ schliesslich Null wird. Das trifft zu, wenn

$$\frac{\pi}{\lambda} \theta \cdot d = \frac{\pi}{2}$$

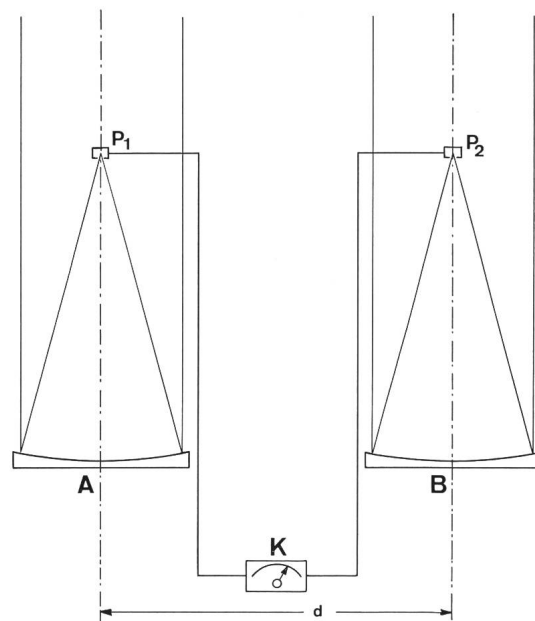


Fig. 6: Schematische Darstellung des Intensitätsinterferometers von HANBURY BROWN. Das Sternlicht fällt auf zwei fahrbare Parabolspiegel A und B im Abstand d . Von dort gelangt es in zwei Photozellen P_1 und P_2 . Die in diesen erzeugten Wechselspannungen kommen im Korrelator K zur Interferenz.

wird (vergl. Gleichung (5)). Man erhält somit den Durchmesser θ wie beim MI nach der Formel

$$\theta = k \frac{\lambda}{d_0} \quad (\lambda = \text{mittlere Wellenlänge})$$

Man beachte, dass hier die Inkohärenz der beiden Lichtpunkte keine Rolle spielt, da Δ für den Wert von γ nicht verantwortlich ist.

Die spezielle Wahl unseres Beispiels kann zur Annahme führen, dass nur unsymmetrische Objekte wie rotierende Sterne oder Doppelsterne messbar seien. Setzen wir aber in den Punkt L_1 eine weitere Lichtquelle mit der Wellenlänge λ_2 und in L_2 eine solche mit der Wellenlänge λ_1 , so erzeugen diese für sich genommen ebenfalls die aus Gleichung (5) folgende Intensität. Daran ändert sich nun beim Vorhandensein aller vier Quellen nichts, da alle zusätzlichen Interferenzerscheinungen wegen der Inkohärenz «ignoriert» werden. Das Verfahren funktioniert also auch für symmetrische Objekte. Der allgemeine Beweis ist sehr umfangreich; er ist zusammen mit der Diskussion verschiedener Störfaktoren in ⁵⁾ und ⁷⁾ zu finden.

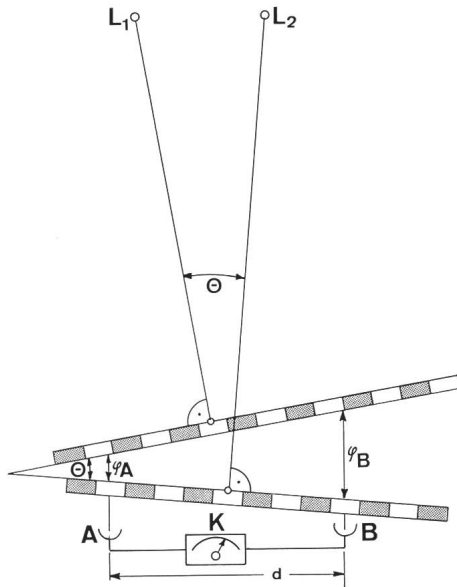


Fig. 7: Zwei praktisch unendlich entfernt angenommene Lichtquellen L_1 und L_2 im Winkelabstand θ werfen Lichtwellen auf den Parabolspiegel A, die mit einer gewissen Phasenverschiebung $\varphi_A = \Delta$ ankommen. Die Illustration zeigt, dass die in B ankommenden Lichtwellen eine andere Phasenverschiebung haben, $\varphi_B = \Delta + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \theta$.

Ergebnisse

Die im II auftretenden Wechselspannungen haben eine Frequenz, die im Durchschnitt 10^6 mal kleiner ist als die des Lichts. Das bringt mit sich, dass die Differenz der Wege Photozelle-Korrelator um denselben Faktor grösser sein darf als beim MI ⁹⁾ p. 19, 22. Das heisst, die Differenz darf bis zu 30 cm betragen, was technisch kein Hindernis darstellt.

Ein Problem ergibt sich allerdings aus dem Umstand, dass der konstante Teil der Intensität, das

heisst der bei weitem grösste Teil der Intensität, unberücksichtigt bleibt, und dass die verbleibenden, durch Schwebungen verursachten Intensitätsschwankungen gegenüber anderen Intensitätsveränderungen (Rauschen) sehr schwach sind. Dadurch unterliegt eine einzelne Messung von γ starken Störungen, und man muss über viele Messungen mitteln. Während bei einem hellen Stern der Spektralklasse B1 die reine Beobachtungszeit rund 50 Stunden beträgt, nimmt diese für kältere Sterne schnell zu. Es zeigt sich, dass dadurch die Beobachtungen auf Sterne beschränkt bleiben müssen, deren Oberflächentemperatur mehr als 4000°K beträgt ⁹⁾ p. 24.

Das erste II (von einem Prototyp abgesehen) wurde 1965 in Narrabri (Ost-Australien) in Betrieb genommen. Die auf zwei Wagen montierten Parabolspiegel haben einen Durchmesser von 6,5 m. Sie sind horizontal schwenkbar. Die beiden Wagen sind auf einem Schienenkreis von 188 m Durchmesser frei beweglich und können elektronisch gesteuert werden. Eine genaue Beschreibung der Apparatur ist von HANBURY BROWN in ⁸⁾ und ⁹⁾ gegeben worden.

Bisher wurden von HANBURY BROWN und seinen Mitarbeitern etwa 15 Sterndurchmesser gemessen (⁹⁾ p. 28). In der Tabelle I ist eine Auswahl dieser Werte gegeben. Diese Werte liegen der Grössenordnung nach zwischen $1/200$ und $1/1400$ einer Bogensekunde. PEASE konnte nur wesentlich grössere Sterne erfassen; seine Durchmesser liegen bei einigen Hundertstel einer Bogensekunde (grösster Wert von $0.047''$ für α Cet; kleinster Wert von $0.020''$ für α Boo und α Tau).

Tabelle I

Gemessene Sterndurchmesser

(Die Mitte-Rand-Verdunkelung ist vernachlässigt; die wahren Durchmesser sind einige Prozente grösser)

	Scheinbare Durchmesser (in Tausendstel Bogensek.)	Trigon. Entfernung (in parsec)	Lineare Durchmesser (Sonne = 1)
γ Ori	0.74	38	3.1
ϵ CMa	0.78	—	—
ϵ Ori	0.70	—	—
α Eri	1.86	43	8.7
α Leo	1.33	26	3.7
β Ori	2.57	—	—
α CMa	5.85	2.7	1.7
α Lyr	3.31	8.1	2.9
α Aql	2.79	5.1	1.5
α CMi	5.31	3.5	2.0

In neuester Zeit ist überraschend eine neue, ebenfalls äusserst raffinierte, interferometrische Methode zur Bestimmung von Sterndurchmessern entwickelt worden. Das Prinzip dieser von LABEYRIE¹⁰⁾ als

«Speckle-Interferometrie» bezeichneten Methode ist grundsätzlich wiederum einfach. Die Methode ist aber keineswegs unmittelbar einleuchtend, und ihre Schilderung würde den Rahmen dieses Aufsatzes

sprengen. Erste Resultate der Speckle-Interferometrie sind bereits veröffentlicht worden¹¹⁾; sie betreffen aber vorläufig nur Sterne mit Durchmesser, die grösser als eine Hundertstel Bogensekunde sind.

Literatur

- 1) MICHELSON, A. A., und PEASE, F. G. *Ap. J.* 53, 249–259, 1921.
- 2) PEASE, F. G. *Armour Engineer* 16, 125–128, 1925.
- 3) PEASE, F. G. *Scientific American* 143, 290–293, 1930.
- 4) PEASE, F. G. *Ergebn. d. Exakten Naturwiss.* 10, 84–96, 1931.
- 5) HANBURY BROWN, R., und TWISS, R. Q. *Phil. Mag.* 45, 663–682, 1954.
- 6) HANBURY BROWN, R. und TWISS, R. Q. *Proc. Roy. Soc. A* 242, 300 ff. 1957.
- 7) HANBURY BROWN, R. und TWISS, R. Q. *Proc. Roy. Soc. A* 243, 291 ff. 1957.

- HANBURY BROWN, R., DAVIS, J., und ALLEN, L. R. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 137, 375–417, 1967.
- 9) HANBURY BROWN, R. *Ann. Rev. Astron. Astroph.* 6, 13–38, 1968.
 - 10) LABEYRIE, A. *Astron. Astroph.* 6, 85–87, 1970.
 - 11) GEZARI, D. Y., LABEYRIE, A., und STACHNIK, R. V. *Ap. J. Letters* 173, L1–L5, 1972.

Der Autor dankt Herrn Prof. Dr. R. H. BROWN für die Überlassung der Fig. 1.

Adresse des Autors: PETER BUSER, Astronomisches Institut der Universität Basel, Venusstrasse 7, CH-4201 Binningen.

Wie stirbt ein Stern?

Vortrag von P. D. Dr. G. A. TAMMANN in Aarau am 5. 12. 1972.

Zusammengefasst von DANIEL WYLER, Aarau

Die wichtigste gestaltende Kraft im Universum ist die Gravitation (= Massenanziehung); sie ist weitreichend und kennt im Gegensatz zu allen anderen Kräften keine Abschirmung. Ohne Gravitation gäbe es keine Sterne.

Ein Stern entsteht aus einer Wasserstoffwolke, die sich unter ihrer eigenen Gravitation zusammenzieht. Im Normalfall wird durch die Kontraktion die Temperatur im Sterninnern so hoch, dass Kernprozesse beginnen. Die wichtigste Rolle spielt hierbei die Umsetzung von Wasserstoff in Helium, bei welchem Prozess sehr viel Energie frei wird. Die freiwerdende Energie hält die Kontraktion auf (unter Umständen für viele Milliarden Jahre), – aber wenn die Vorräte an Kernenergie erschöpft sind, das heisst wenn der Stern «tot» ist, kollabiert er weiter. Die Frage erhebt sich: bis zu welchem Stadium? Während der 12 Milliarden Jahre alten Geschichte unserer Milchstrasse waren etwa 5 Prozent ihrer Masse in Sternen gebunden, die heute «tot» sind. Der Sterntod kann daher an sich nichts Seltenes sein. Die Art des Endstadiums wird im Wesentlichen durch die Masse des Sterns bestimmt. Die Natur scheint vier grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten zu realisieren.

1) Hat ein Stern weniger als $0.07 M_{\odot}$ ($1 M_{\odot}$ = Masse unserer Sonne), so genügt die erreichte Zentraltemperatur nicht, um Kernprozesse zu zünden. Wenn wir von der Möglichkeit absehen, dass er einige Zeit dank der Gravitationswärme leuchten kann, so ist sein Schicksal, dass er zu einem kalten Festkörper (*Schwarzen Zwerg*) erstarren muss. Die Coulombkräfte der sich abstossenden Elektronenhüllen genügen, um die Gravitationskraft zu balancieren. Solche Sterne sind sehr schwer zu beobachten; da trotzdem einige bekannt geworden sind, müssen sie sehr häufig sein. Natürlich gehören auch die Planeten in diese Klasse von Objekten.

2) Ist die Masse des Sternes grösser als die oben angegebene Grenze, aber kleiner als $1.4 M_{\odot}$ (CHANDRASEKHAR-Grenze), so übertrifft die Gravitationskraft die Coulombkraft. Die Elektronenschalen werden zerquetscht, die Elektronen werden Kollektiv-eigentum der Atomkerne. Aber die Elektronen können nach einem fundamentalen, von W. PAULI gefundenen Prinzip nicht beliebig dicht gepackt werden. Nur widerstrebend beziehen sie auf den äusseren Druck hin ihre Plätze und bewirken so einen Gegen- druck. Man sagt, die Elektronen seien «entartet», und in ihrer Entartung halten sie die weitere Kontraktion auf. Man hat jetzt einen *Weissen Zwerg* vor sich. Weisse Zwerge sind ausgebrannte, tote, sehr dichte Sterne, die wegen ihrer sehr hohen Temperatur nur langsam auskühlen und daher noch lange leuchten können. Wegen dieser Eigenschaft konnten bisher einige Hundert Weisse Zwerge entdeckt werden.

Überraschend vermögen auch Sterne oberhalb der CHANDRASEKHAR-Grenze zu Weissen Zwergen zu werden, und zwar bis etwa zu $3.5 M_{\odot}$. Diesen an sich zu massereichen Sternen gelingt es nämlich, noch während in ihnen Kernprozesse ablaufen und speziell im Stadium der sogenannten Roten Riesen, Masse abzuwerfen. Diese abgestossene Masse umlagert den Stern dann schalenförmig und bildet, was wir als Planetarischen Nebel (z. B. den Ringnebel in der Leier) beobachten. Der Zentralstern eines Planetarischen Nebels schickt sich also gerade an, ein Weisser Zwerg zu werden (Nova-Ausbrüche sind eine «Krankheit» von engen Doppelsternsystemen und gehören nicht direkt hierhin).

3) Wird der Gravitationsdruck im Sterninnern noch grösser als bei den Weissen Zwergen, das heisst bei Sternen mit anfänglichen Massen zwischen 3.5 und $8 M_{\odot}$, so kombinieren sich die Elektronen mit den Protonen in den Atomkernen zu Neutronen. Die