

Solare Magnetfeldmessungen

Von E. H. SCHRÖTER

Universitäts-Sternwarte Göttingen

Es steht heute zweifelsfrei fest, daß alle Erscheinungsformen solarer Aktivität wie Flecken, Fackeln, Protuberanzen, Eruptionen usw. durch die räumliche Struktur der örtlichen solaren Magnetfelder und deren Veränderungen diktiert werden. Es ist daher verständlich, daß die Messung von Magnetfeldern in solaren Aktivitätsgebieten in den vergangenen 60 Jahren *) zu einem zentralen Arbeitsgebiet der Sonnenphysik wurde. Sowohl von der experimentell apparativen Seite, als auch seitens der theoretischen Interpretation der Meßdaten ist hier zwar in den letzten 2 Jahrzehnten ein erheblich gestiegener Aufwand zu verzeichnen (siehe z. B. das IAU-Symposium Nr. 43 in Paris 1971), der jedoch die gestiegenen Ansprüche an die Genauigkeit der Resultate — die zum Verständnis solarer Aktivitätserscheinungen benötigt wird — nur partiell befriedigen kann. Es erscheint daher angebracht, zu diesem Zeitpunkt nicht über die Ergebnisse solarer Magnetfeldmessungen zu berichten, sondern vielmehr diejenigen Probleme und Schwierigkeiten zu umreißen, die der Ableitung der räumlichen Struktur des Magnetfeldvektors in einem solaren Aktivitätsgebiet im Weg stehen.

Stokes-Vektor und magnetischer Vektor (Theorie der Linienentstehung im Magnetfeld)

Die Grundlage der Messungen bildet der Zeeman-Effekt in Absorption. Abb. 1 demonstriert seine wichtigsten Eigenschaften: Die Aufspaltung der Fraunhoferlinien

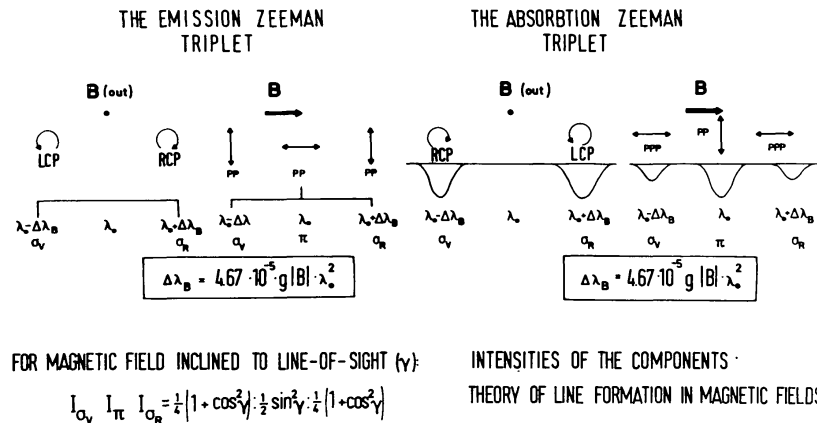


Abb. 1

*) Am 25. Juni 1908 gelang es G. E. Hale am Mt. Wilson Observatorium erstmalig, das Magnetfeld in Sonnenflecken nachzuweisen.

in mehrere Komponenten (bei einem Zeeman-Triplett in zwei σ -Komponenten und in die unverschobene π -Komponente) sowie die Änderung des Polarisationszustandes innerhalb der Linie.

Charakterisiert man den Magnetfeldvektor \underline{B} durch die 3 Feldkomponenten $|\underline{B}|$ (Absolutbetrag des Feldes in Gauß), γ (Winkel zwischen Feldvektor und Sehstrahlrichtung) und φ (Azimut des Feldes mit noch festzulegendem Nullpunkt der Zählung), so gilt: Bei beliebigem Winkel γ sind die beiden σ -Komponenten partiell elliptisch polarisiert mit jeweils umgekehrtem Umlaufsinn, die π -Komponente ist linear polarisiert. Das Achsenverhältnis der Polarisationsellipse wird durch den Winkel γ , das Azimut der großen Ellipsenachse durch den Winkel φ bestimmt. Der Aufspaltungsbetrag

$$\Delta\lambda_B = |\lambda_\pi - \lambda_\sigma| \text{ liefert } |\underline{B}|.$$

Die endliche Breite der solaren Linien bedingt, daß nur für Felder $|\underline{B}| \geq 1500$ Gauß der Aufspaltungsbetrag $\Delta\lambda_B$ direkt gemessen werden kann. Zur Bestimmung kleinerer Felder und zur Messung des Feldvektors ist eine Analyse des Polarisationszustandes innerhalb einer magnetisch aufspaltenden Fraunhoferlinie notwendig.

Zur Darstellung (und mathematischen Behandlung) des Polarisationszustandes des Lichtes empfiehlt sich hierbei die Darstellung durch den sog. Stokes-Vektor (Shurcliff, 1962). Ist I = die Gesamtintensität des partiell polarisierten Lichtes, V = die Intensität des zirkular polarisierten Anteils (mit dem jeweiligen Vorzeichen für links und rechts zirkulare Polarisation) und Q und U zwei weitere Parameter von der Dimension einer Intensität, die den Anteil der linearen Polarisation beschreiben ($\sqrt{Q^2 + U^2} = P_{\text{Lin}}$) dann ist durch den Vektor (I, Q, U, V) der Polarisationszustand des Lichtes vollständig beschrieben. Beispiele bei vollständiger Polarisation:

$\leftrightarrow : (1, 1, 0, 0)$, $\updownarrow : (1, -1, 0, 0)$, $\nearrow : (1, 0, 1, 0)$, $\nwarrow : (1, 0, -1, 0)$, $\zeta : (1, 0, 0, 1)$, $\eta : (1, 0, 0, -1)$.
Für vollständige Polarisation gilt: $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, für partielle: $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$, wobei der Polarisationsgrad P definiert ist durch: $P = ((Q^2 + U^2 + V^2)/I^2)^{1/2}$.

Analog zur Definition des relativen Linienabsorptionskoeffizienten $\eta_\lambda = \kappa_L/\kappa_K$ bei unpolarisierter Strahlung lassen sich für jeden der Stokes-Parameter entsprechende Absorptionskoeffizienten $\eta_I, \eta_Q, \eta_V, \eta_U$ definieren, wobei dann gilt (Seares-Formeln):

$$\begin{aligned} \eta_I &= \frac{1}{2} \eta_P \sin^2 \gamma + \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \gamma) (\eta_R + \eta_B) \\ \eta_Q &= [\frac{1}{2} \eta_P - \frac{1}{4} (\eta_R + \eta_B)] \sin^2 \gamma \cos 2 \varphi \\ \eta_U &= [\frac{1}{2} \eta_P - \frac{1}{4} (\eta_R + \eta_B)] \sin^2 \gamma \sin 2 \varphi \\ \eta_V &= \frac{1}{2} (\eta_R - \eta_B) \cos \gamma \end{aligned} \quad (1)$$

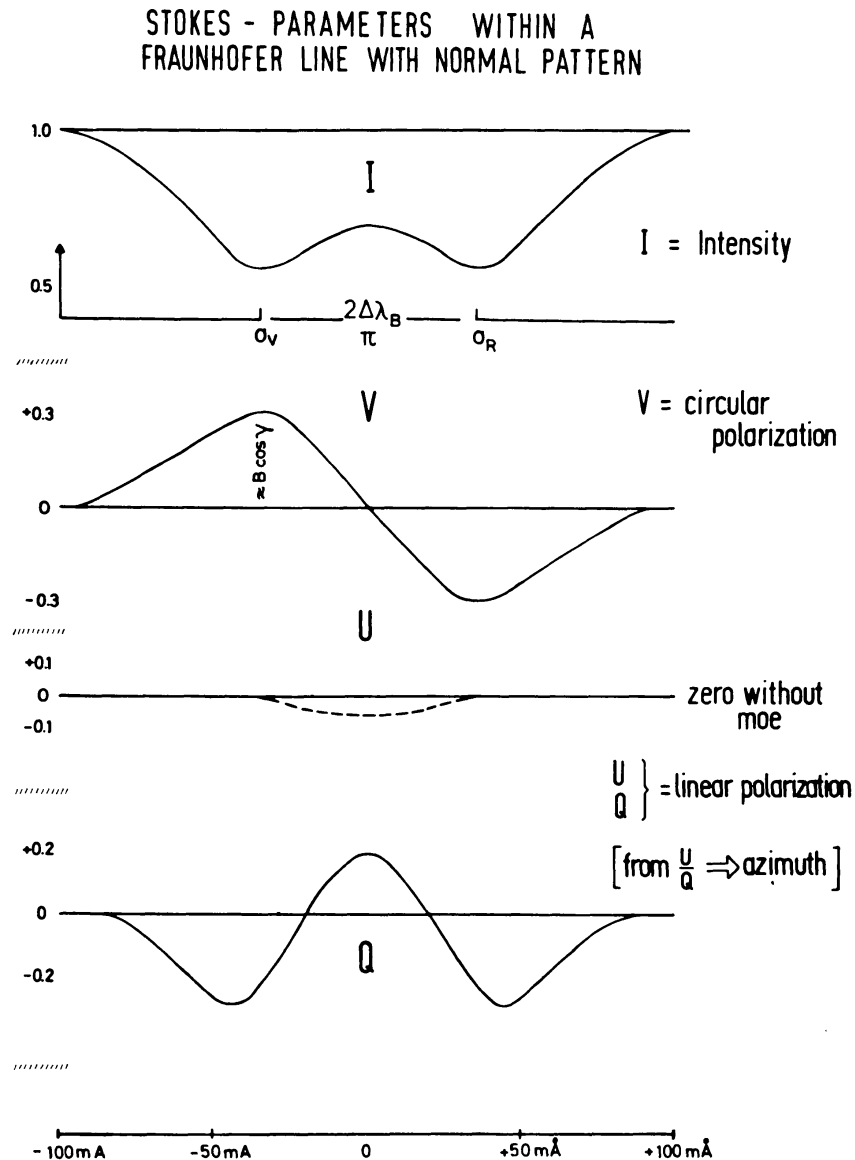
mit

$$\eta_P = \eta_\lambda(\lambda) \quad \eta_R = \eta_\lambda(\lambda + \Delta\lambda_B) \quad \eta_B = \eta_\lambda(\lambda - \Delta\lambda_B).$$

Nimmt man an, daß alle 3 Zeeman-Komponenten optisch dünn sind, (also $I_P \approx \eta_P$, $I_{\sigma_R} \approx \eta_R$ usw.) so ergeben die Beziehungen (1) den ersten groben Zusammenhang zwischen dem Stokes-Vektor (hierbei wird $\eta_I \rightarrow I$, $\eta_Q \rightarrow Q$, $\eta_U \rightarrow U$, $\eta_V \rightarrow V$) und dem Magnetfeldvektor. Es empfiehlt sich, das Koordinatensystem, in welchem wir den Stokes-Vektor beschreiben, so zu wählen, daß $U = 0$ wird, d. h. $\sin 2 \varphi = 0$ und $\cos 2 \varphi = 1$. (Abb. 2). Die Abb. 3 faßt vereinfachend das Prinzip derartiger Rechnungen zusammen, vergleicht sie mit entsprechenden Rechnungen für unpolarisierte Strahlung und stellt die in die Berechnungen eingehenden Größen zusammen.

Bezüglich Einzelheiten dieser Theorie sei auf den zusammenfassenden Artikel von Stenflo (1971) verwiesen. Für uns von Interesse sind diejenigen zusätzlichen Fehlerquellen, die neben den schon in der ruhigen Atmosphäre bekannten Unsicherheitsfaktoren auftreten:

a) Für jedes Teilgebiet des Aktivitätsgebietes (Umbræe, Penumbrae, Fackeln etc.) muß die genaue Temperaturschichtung und Druckschichtung bekannt sein, wobei bekanntlich die Frage nach der Gültigkeit des hydrostatischen Gleichgewichts (HGL) in diesen solaren Gebieten noch nicht geklärt ist. Ist die Annahme für HGL nicht gewährleistet (was streng genommen immer zutrifft), so besteht eine direkte Kopplung zwischen $P_G(\tau)$ und $\underline{B}(\tau)$ und man müßte dann bei einem angenommenen $\underline{B}(\tau)$ nun $P_G(\tau)$ über die magnetohydrodynamischen Grundgleichungen berechnen.



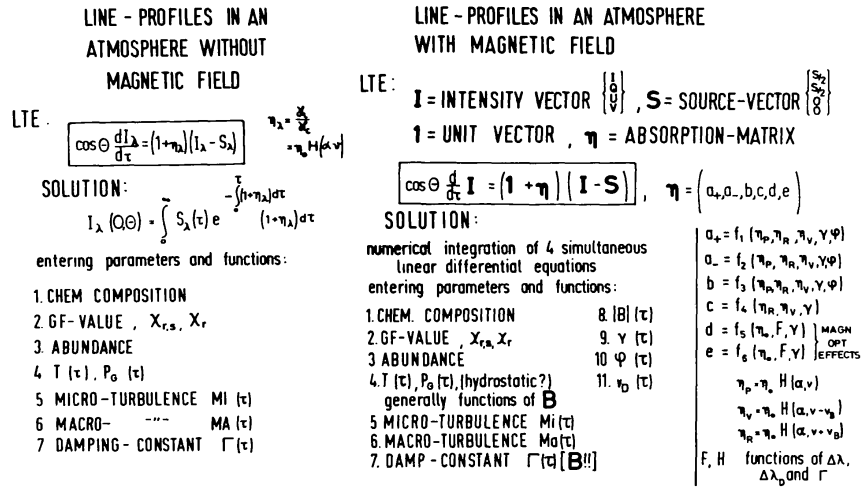


Abb. 3

b) Sollten kohärente und inkohärente Streuung bei der Linienentstehung eine Rolle spielen, so werden die Berechnungen noch viel komplizierter und weitere freie Parameter gehen ein. Ansätze zur Berücksichtigung der Streuprozesse liegen bereits vor (bezüglich der Literatur siehe Stenflo (1971)). Hyder (1968) wies ferner daraufhin, daß die Nichtberücksichtigung des „Hanle-Effektes“ (Resonanzstreuung gebundener Elektronen im Magnetfeld) zu Fehlern in der Interpretation der Meßdaten führen kann.

c) Die magnetooptischen Effekte (MOE), d. h. der Faraday-Effekt (Drehung der linearen Polarisation innerhalb der Sternatmosphäre) und der Voigt-Effekt (Phasenverzögerung innerhalb der Sternatmosphäre) bewirken, daß die Dämpfungskonstante Γ nicht nur die Flügel, sondern generell den gesamten Verlauf der Stokes-Parameter (insbesondere Q und V) innerhalb der Linie beeinflusst (siehe Wittmann (1971)). Unsicherheiten und Fehler in Γ , wie sie in den letzten Jahren in der Literatur ausgiebig diskutiert wurden, beeinflussen daher direkt die Interpretation der Meßdaten.

d) $|B|(\tau)$, $\gamma(\tau)$ und $\varphi(\tau)$ müssen vorausgesetzt werden (und wir wissen heute noch sehr wenig über die Tiefenabhängigkeit der solaren Magnetfelder), um die Form des die Sternatmosphäre verlassenden Stokes-Vektors zu berechnen. Es ist bis heute allerdings noch nicht ausreichend geprüft worden, wie empfindlich das Endergebnis von den Annahmen über $|B|(\tau)$, $\gamma(\tau)$ und $\varphi(\tau)$ abhängt, d. h. welche Fehlergrenzen beim Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten Stokes-Parametern anzusetzen sind.

Die Tatsache, daß die Ergebnisse der Theorie nur durch numerische Integration erhalten werden können, zwingt die solare Magnetfelder beobachtenden Observatorien zur Schaffung einer Art „Stokes-Vektor-Bibliothek“, in welcher für alle möglichen Variationen der drei Feldstärkenkomponenten $|B|$, γ und φ und für alle möglichen Atmosphären-Modelle und Beobachtungstechniken (Magnetographenspaltbreiten etc.) in genügender Dichte gerechnete Stokes-Parameter gesammelt werden. Es kann leicht überschlagen werden, daß dabei größenordnungsmäßig 10^4 – 10^5 Linienprofilrechnungen nötig sind. Der Beobachter hat dann seine Meßwerte (etwa 10^5 Meßwerte sind bei einem Aktivitätsgebiet von $200'' \times 200''$ zu erwarten) durch Eininterpolieren in diese Stokes-Vektor-Bibliothek in die Feldkomponenten umzuwandeln.

Die Polarimeter

Geräte, die den Polarisationszustand analysieren, nennt man bekanntlich Polarimeter. Die Sonnenphysiker nennen diese Geräte jedoch Magnetographen, obwohl primär die Polarisation gemessen wird und erst dann diese Daten in Magnetfeldkomponenten umgewandelt werden. Die Abbildungen 4 und 5 zeigen schematisch die Arbeitsweise eines photographischen und lichtelektrischen V-Polarimeters, sowie je eine mögliche Variante für die Arbeitsweise eines photographischen und lichtelektrischen Vektor-Polarimeters. Wir verzichten hier auf detaillierte Erläuterungen zu diesen selbstsprechenden Abbildungen und verweisen bezüglich Einzelheiten z. B. auf einen zusammenfassenden Artikel von H. von Klüber (1964) oder von J. W. Evans (1966). Bezüglich weiterer neuerer Originalliteratur sei der Leser auf den Artikel von J. M. Beckers (1971) verwiesen. Vergleichen wir im folgenden die Vor- und Nachteile der beiden V-Polarimeter (jeweils linker Teil in Abb. 4 und 5):

Photographisches V-Polarimeter: Dieses Gerät ist einfach, daher billig und unanfällig gegen Ausfall, es arbeitet rasch. Mit einem 40-cm-Teleskop liegt die Belichtungszeit auf feinkörnigen Platten bei 10 Sekunden (Beckers und Schröter (1969) zeigten, entgegengesetzt landläufiger Meinung, daß dabei ein rms-Rauschen von ± 10 Gauß erhalten wird). Bei einer Spalthöhe von 200" und einem „Rasterabstand“ von 1" liefern 200 Belichtungen (also ~ 33 Minuten reine Beobachtungszeit) die Information über $|B|$ und γ , also damit über B_L in einem Aktivitätsgebiet von 200" \times 200". Da hier das gesamte Linienprofil zum Informationsgewinn benutzt wird, treten keine Sättigungseffekte auf wie im Fall des lichtelektrischen V-Polarimeters. Der Reduktionsaufwand ist hier allerdings erheblich größer als beim Babcock-Kiepenheuer Magnetographen. Für die Untersuchung des oben genannten Gebietes von 200" \times 200", bei einer Rastereinheit von (1")² ist eine photographische Präzisions-Photometrie von $2 \cdot (2 \cdot 10^2)^2$ Linienprofilen notwendig. Da im Sonnenspektrum im Schnitt etwa 10 Linien pro Å auftreten, entspricht dieser Aufwand einer

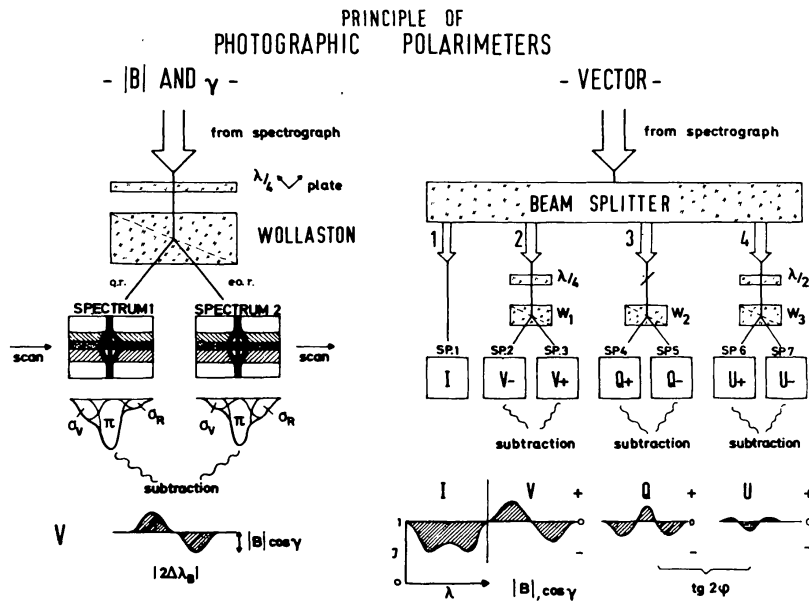


Abb. 4

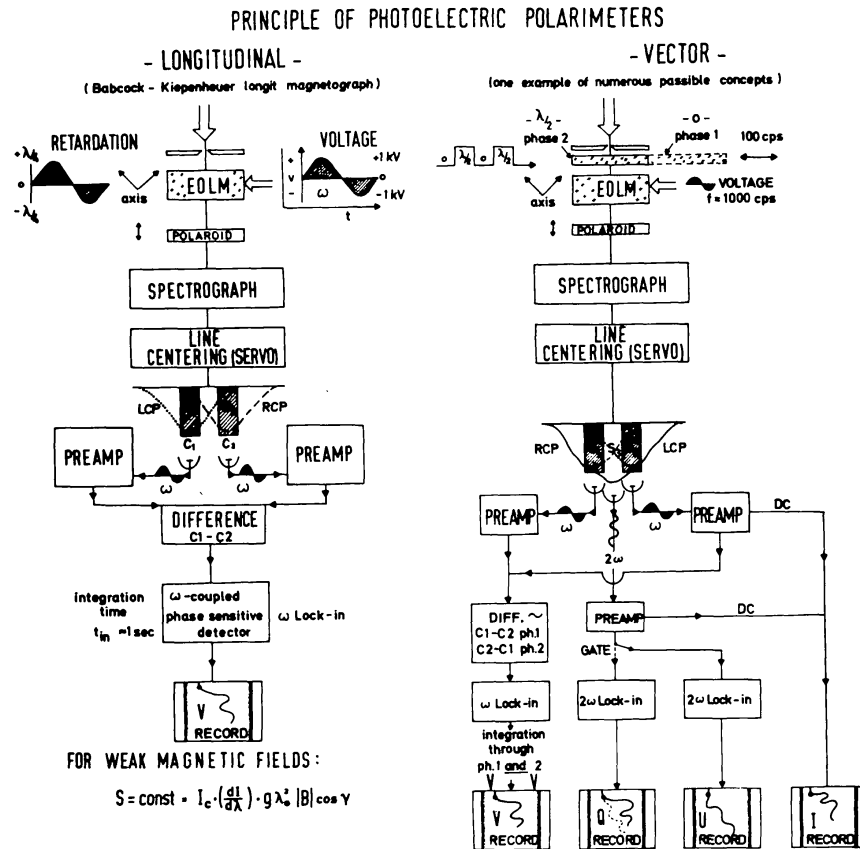


Abb. 5

photographischen Photometrie von 8000 Å Sonnenspektrum! Größer angelegte Messungen mit dieser Methode können daher nur dort durchgeführt werden, wo vollautomatische Digitalphotometer zur Verfügung stehen. Dieser Aufwand steigt noch um einen Faktor 3,5, wenn man das photographische Vektor-Polarimeter zur Messung der Feldvektorkomponenten einsetzt. Dies ist wohl auch der Grund, warum in der Sonnenphysik erst 2 solche Geräte benutzt wurden. (Nishi (1962), Wittmann (1973)).

Lichtelektrisches V-Polarimeter (Babcock-Kiepenheuer-Magnetograph):

Der Aufwand an Elektronik macht dieses Gerät teuer und anfällig gegen Störungen; es arbeitet trotz der besseren Quantenausbeute der Empfänger langsamer, als das oben beschriebene photographische Polarimeter. Will man ein „rms“-Rauschen von ± 5 Gauß erhalten, so ist pro Meßfleck von $1'' \times 1''$ eine Integrationszeit von ≈ 1 sec notwendig. Für ein Aktivitätsgebiet von $200'' \times 200''$ benötigt man daher $4 \cdot 10^4$ sec ≈ 11 Stunden. Man erhält die Information über B_L nur aus 2 Teilbereichen des Linienprofils. Für größere Feldstärken (> 1000 Gs) treten bei vernünftiger Breite der Ausblendespalte S_1 und S_2 Sättigungseffekte mit nachfolgender Abnahme des Signals (≥ 2000 Gs) auf, so daß Zweideutigkeiten auftreten können. Das Problem der Kalibrierung der Magnetographensignale (Umwandlung der lichtelektrisch gemessenen zirkularen Polarisation in B_L) ist auch heute noch nicht befriedigend gelöst

und hat 1971 zur Bildung einer IAU-Arbeitsgruppe geführt. Simultane Messungen mehrerer Observatorien führten bei diesem Unternehmen auf Unterschiede in B_L bis zum Faktor 2. Der Reduktionsaufwand ist hier zweifelsohne viel geringer als bei der photographischen Methode; dies erklärt im Wesentlichen die größere „Beliebigkeit“ dieses lichtelektrischen Polarimeters.

Die Schwierigkeiten in der Erfassung des magnetischen Feldvektors (also in der Messung aller Stokes-Parameter) liegt nicht so sehr an dem zwangsläufig angestiegenen apparativ-experimentellen Aufwand (die beiden rechten Teile der Abb. 4 und 5 zeigen 2 mögliche Konzepte für ein Vektor-Polarimeter), sondern in dem viel geringeren Meßsignal für die Stokes-Parameter Q bzw. U.

Nachweisgrenze für B_L und B_T (in Anlehnung an Evans (1966))

Longitudinale Feldkomponente $B_L (|B| \cos \gamma)$:

Die Beziehungen (2) zeigen, daß wir im Falle schwacher Magnetfelder (und nur solche betrachten wir hier) als Signal die durch die zweifache Aufspaltung $2 \Delta \lambda_B$ bedingte Intensitätsänderung messen. Mithin dürfen wir für das relative Signal $(dI/I)_L$ (zirkularer Polarisationsgrad) schreiben:

$$(dI/I)_L = -2 v_B \cos \gamma \frac{dr}{dv} \quad v = \frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_D}, \quad v_B = \frac{\Delta \lambda_B}{\Delta \lambda_D} \quad (3)$$

Wir nehmen für das Linienprofil ein Gaußprofil an und setzen den Meßspalt an die Stelle, wo (dr/dv) den Maximalwert hat und erhalten

$$(dI/I)_L = 1,7 v_B r_C \cos \gamma \quad (r_C = \text{Resteinsenkung})$$

Für die magnetisch aufspaltende Linie $\lambda 5250$ mit $g = 3$ und $\Delta \lambda_D = 42 \text{ m \AA}$ folgt letztlich:

$$(dI/I)_L = 9,4 \cdot 10^{-4} |B| \cos \gamma = 9,4 \cdot 10^{-4} \cdot B_L \quad (4)$$

Transversale Feldkomponente $B_T (|B| \sin \gamma)$:

Die Beziehungen (2) liefern in diesem Fall für das relative Signal $(dI/I)_T$ (linearer Polarisationsgrad):

$$(dI/I)_T = 0,5 v_B^2 \sin^2 \gamma \frac{d^2r}{dv^2} \quad (5)$$

Unter den gleichen Voraussetzungen wie oben, mit einem Meßspalt im Zentrum der Linie $\lambda 5250$ erhalten wir:

$$(dI/I)_T = 2,6 \cdot 10^{-7} |B|^2 \sin^2 \gamma = 2,6 \cdot 10^{-7} \cdot B_T^2 \quad (6)$$

Tabelle 1

B_L, B_T	$(dI/I)_L$	$(dI/I)_T$
500 Gs	47 %	6,20 %
100 Gs	9,4 %	0,26 %
50 Gs	4,7 %	$6 \cdot 10^{-2}$ %
10 Gs	0,9 %	$2,6 \cdot 10^{-3}$ %

Da erfahrungsgemäß (auch mit lichtelektrischen Methoden), die Meßgrenze von 0,1 % nicht unterboten werden kann, besagt der Vergleich in Tabelle 1, daß wenig Hoffnung besteht, den magnetischen Vektor genauer als auf ± 100 Gauß zu messen.

Es sei P die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde auf 1 cm^2 der Teleskopöffnung fallen, O die effektive Teleskopöffnung (= Teleskopfläche \times Quantenausbeute der Gesamtapparatur) und t die Integrationszeit.

Dann ist die Anzahl der die beiden Signale bildenden Lichtquanten:

$$A_L = (POt) \cdot 9,4 \cdot 10^{-4} \cdot B_L \quad A_T = (POt) \cdot 2,6 \cdot 10^{-7} B_T^2 \quad (7)$$

Das Photonenrauschen R ist von der Größenordnung $(POt)^{1/2}$. Nehmen wir an, daß die Nachweisgrenze für beide Feldkomponenten $B_{L, \text{Min}}$ und $B_{T, \text{Min}}$ erreicht ist, wenn $A/R \approx 2$ ist. Dann folgt:

$$B_{L, \text{Min}} = 2,1 \cdot 10^3 (POt)^{-1/2} \quad B_{T, \text{Min}} = 2,8 \cdot 10^3 (POt)^{-1/4} \quad (8)$$

Nun ist für $\lambda 5250$:

$$P = 0,5 \cdot \frac{10^{17}}{4 \pi (AE)^2} \cdot F \cdot \Delta\lambda^* \cdot (I_\lambda/I_0) \quad (9)$$

F ist hier die Abtastfläche in cm^2 auf der Sonne, AE = Astronomische Einheit, $\Delta\lambda^*$ = Breite des Meßspaltes in Å und I_λ/I_0 = relative Linienintensität an der Meßstelle. Mit 0,5 haben wir der Transparenz der Erdatmosphäre Rechnung getragen.

Mit den Erfahrungswerten: $\Delta\lambda^*_L = 0,1 \text{ Å}$, $(I_\lambda/I_0)_L = 0,6$ (Linienflanken) $\Delta\lambda^*_T = 0,05 \text{ Å}$, $(I_\lambda/I_0)_T = 0,4$ (Linienzentrum) folgt dann:

$$B_{L, \text{Min}} = 6,4 \cdot 10^8 (FOt)^{-1/2} \quad B_{T, \text{Min}} = 1,6 \cdot 10^6 (FOt)^{-1/4} \quad (10)$$

Während F (die Abtastfläche) und t (Integrationszeit) frei wählbar sind, ist O für ein bestimmtes Instrument vorgegeben.

Für ein 40-cm-Teleskop (z. B. Locarno, Capri) ist $O = 1256 \cdot q$. Die Quantenausbeute q eines Sonnenteleskops inklusive Spektrograph und Magnetograph ist von der Größenordnung 10^{-3} (siehe auch Deubner und Liedler (1969)), so daß wir letztlich erhalten:

$$B_{L, \text{Min}} = 6 \cdot 10^8 (Ft)^{-1/2} \quad B_{T, \text{Min}} = 1,6 \cdot 10^6 (F \cdot t)^{-1/4} \quad (11)$$

In Tabelle 2 haben wir die Integrationszeit von 1 sec (der Praxis entnommen) gewählt und die Meßgrenzen für verschiedene Meßflächen berechnet. Mit „Dauer“ ist die Meßzeit für ein Magnetogramm von $200'' \times 200''$ zu verstehen. In Tabelle 3 haben wir eine Meßgrenze von $B_{T, \text{Min}} = 20$ Gauß gefordert und für die verschiedenen Meßflächen die dazu notwendige Integrationszeit sowie Dauer berechnet.

Tabelle 2

t = 1 Sek.

F	$1'' \times 1''$	$2'' \times 2''$	$8'' \times 8''$
$B_{L, \text{Min}}$	8 Gs	4 Gs	1 Gs
$B_{T, \text{Min}}$	185 Gs	130 Gs	64 Gs
Dauer	$\sim 10^h$	$2,5^h$	40^m

Tabelle 3

 $B_{T, \text{Min}} = 20 \text{ Gs}$

F	$1'' \times 1''$	$2'' \times 2''$	$8'' \times 8''$
t	2^h	30^m	2^m
Dauer	$\sim 10^a$	$\sim 1/2^a$	20^h

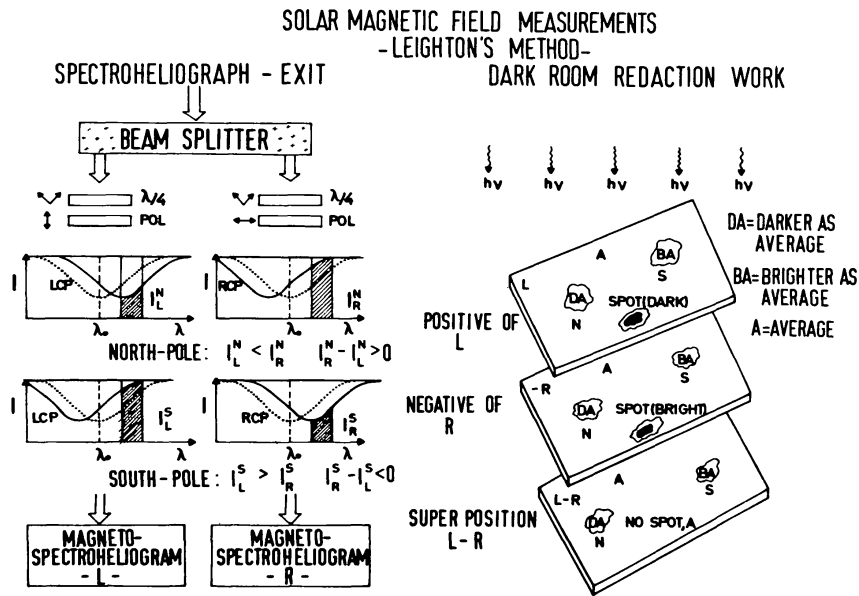


Abb. 6

Es besteht mithin derzeit kaum Hoffnung, den Feldvektor mit einer Genauigkeit von ± 20 Gs zu messen. Der einzige Parameter, den wir in der Hand haben, ist O und dieser müßte um $\sim 10^3$ erhöht werden, um bei akzeptablen Meßzeiten eine solche Meßgrenze zu erreichen. Eine Vergrößerung von F über $8'' \times 8''$ ist sinnlos, da dann sämtliche Feinstrukturen der Magnetfelder verschmiert werden.

Wir werden uns daher vorerst — außerhalb von Sonnenflecken — mit der Messung der longitudinalen Komponente begnügen müssen. Die Abb. 7 stellt zusammenfassend in Form eines Informationsflußdiagramms die wesentlichen, die solaren Magnetfeldmessungen verzerrenden bzw. verfälschenden Komponenten zusammen. Der linke, untere Teil der Abbildung soll zusätzlich auf die Tatsache aufmerksam machen, daß auch dann, wenn die Korrektur der Einflüsse der Matrix (A , T , P , C , TH) zufriedenstellend gelingt, wir den Magnetfeldvektor in einer dünnen Schicht von ~ 100 km gemessen haben, verglichen mit einer charakteristischen Skalenhöhe der Magnetfelder von 10^3 – 10^5 km.

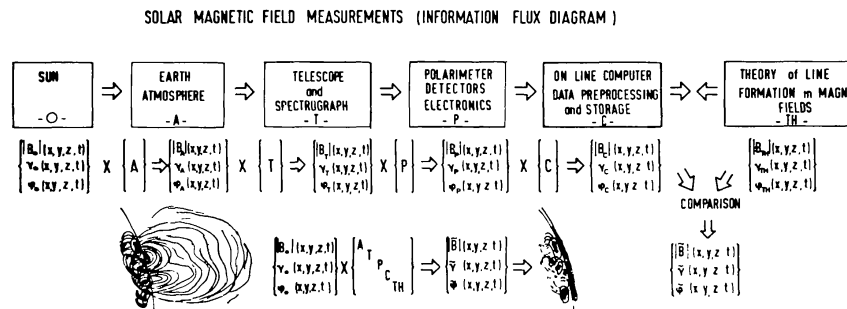


Abb. 7

Literatur

- BECKERS, J. M.: 1971, IAU-Symposium No. 43, 3
BECKERS, J. M. und SCHRÖTER, E. H.: 1969, Solar Physics 4, 142
DEUBNER, F. L. und LIEDLER, R.: 1969, Solar Physics 7, 87
EVANS, J. W.: 1966, Atti del Convegno sul Campi Solari, Firenze, 123
HYDER, C. L.: 1968, Solar Physics 5, 29
KLÜBER, H. VON: 1967, Solar Physics (ed. J. N. Xanthakis) Intersc. Publ. London, 255
NISHI, K.: 1962, Publ. Astron. Soc. Japan 14, 325
SHURCLIFF, W. A.: 1962, Polarized Light, Harvard Univ. Press, Cambridge
STENFLO, J. O.: 1971, IAU-Symposium No. 43, 101
WITTMANN, A.: 1971, Mitt. Astron. Gesell. 31, 150
WITTMANN, A.: 1973, Mitt. Astron. Gesell. 32 (dieses Heft)