

Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.
Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société
Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative
= Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 150 (1970)

Vereinsnachrichten: Sektion für Astrophysik und Astronomie

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 30.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

2. Sektion für Astrophysik und Astronomie

Sitzung der Schweizerischen Gesellschaft für Astrophysik
und Astronomie

Samstag, 17. Oktober 1970

Präsident: Prof. Dr. ULI W. STEINLIN, Astronomisches Institut
der Universität Basel, 4102 Binningen

Sekretär: dipl. math. PAUL WILD, Astronomisches Institut
der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3000 Bern

1. E. PEYREMANN (Observatoire de Genève) – *Modèles d'atmosphères stellaires et interprétation de mesures photométriques*

La première partie de ce travail est consacrée à des modèles d'atmosphères stellaires dans lesquels nous avons inclus les opacités des raies métalliques («blanketing»). Les opacités des raies ont été calculées à partir des tables de forces d'oscillateurs de CORLISS et BOZMAN. La comparaison entre un spectre solaire théorique et le spectre solaire observé par LABS et NECKEL a révélé que le nombre des forces d'oscillateur disponibles était nettement insuffisant et nous avons dû multiplier ce nombre par 2,5 pour obtenir un bon accord entre les spectres solaires observé et théorique. La construction des modèles eux-mêmes – essentiellement la relation température-profondeur –, exige le calcul d'intégrales de quantités monochromatiques étendues à tout le spectre. Nous montrons qu'il est possible de calculer ces intégrales selon une méthode du type Monte-Carlo, en n'utilisant qu'un nombre relativement faible de points de fréquence (quelques centaines), alors que la description détaillée du spectre en exigerait plusieurs milliers, voire plusieurs dizaines de milliers.

La méthode esquissée ci-dessus a été appliquée au calcul d'une grille de modèles d'atmosphères, avec des températures effectives T_{eff} comprises entre 5000 °K et 8500 °K, et des gravités g comprises entre $\log g = 2$ et $\log g = 4,5$. Diverses abondances (χ) des métaux, relativement au Soleil, ont été envisagées, soit $\chi = 0, 0,1$ et 1. La distribution des abondances est celle du Soleil. La vitesse de microturbulence a été prise égale à 2 km/sec. A part le traitement des raies, les modèles sont classiques (ETL, éq. hydrostatique, atmosphères planes-parallèles, etc.). Les atmosphères sont en équilibre radiatif et convectif; le flux convectif est calculé avec un rapport de la longueur de mélange à la hauteur d'échelle égal à $l/H = 1$.

En plus de ces modèles, nous avons également calculé un modèle théorique de la photosphère solaire; ce modèle théorique est en bon accord avec l'un des plus récents modèles empiriques de la photosphère solaire (Smithsonian Harvard Reference Atmosphere).

Dans la deuxième partie de ce travail, nous utilisons nos modèles d'atmosphères pour étudier certaines propriétés du système photométrique de l'Observatoire de Genève. Dans ce but, nous avons calculé des indices de couleur hétérochromatiques pour chacun des modèles de notre grille.

Les flux qui servent à calculer ces indices de couleur comprennent les raies métalliques déjà utilisées dans la construction des modèles (l'effet dit «blocking» est donc inclus dans nos indices de couleur).

De façon générale, on peut dire qu'il est difficile d'estimer les paramètres T_{eff} , g et χ de façon univoque, sur la base des indices de couleur exclusivement. Cependant, la connaissance de l'un de ces paramètres éclairent les situations ambiguës. Le paramètre T_{eff} est le plus facile à estimer, au moyen de la couleur $B_2 - V_1$, car cet indice de couleur est relativement peu affecté par les effets de gravité et d'abondance. Par contre, ces derniers paramètres ne peuvent être discernés l'un de l'autre de façon convenable.

Enfin, dans une dernière partie, nous avons tenté d'analyser les indices de couleur des étoiles du Catalogue de Genève au moyen des modèles. Aux incertitudes intrinsèques de notre système photométrique viennent alors s'ajouter les multiples propriétés naturelles des étoiles. Voici le résultat le plus frappant, et paradoxal, de ces analyses: il est parfaitement possible de faire coïncider des couleurs de modèles à trois paramètres avec les couleurs d'étoiles qui n'entrent manifestement pas dans cette classification sommaire. Cela concerne particulièrement les étoiles rouges, mais aussi les étoiles en rotation, les étoiles binaires ou les étoiles à raies métalliques.

Malgré les difficultés intrinsèques évoquées plus haut, il est possible de repérer des étoiles fortement déficientes en métaux, ou d'estimer l'abondance moyenne de plusieurs étoiles d'amas, à l'aide des seuls indices de couleur. Pour trois amas galactiques non rougis, nous avons trouvé les abondances $\log \chi$ (logarithme de l'abondance des métaux par rapport au Soleil) suivantes:

$$\begin{aligned} \text{Hyades: } & \log \chi = 0,2 \pm 0,2 \\ \text{Praesepe: } & \log \chi = 0,2 \pm 0,3 \\ \text{Coma Ber: } & \log \chi = 0,1 \pm 0,2 \end{aligned}$$

Ces abondances sont des moyennes de 30 à 50 abondances individuelles pour chaque amas.

BIBLIOGRAPHIE

PEYREMANN, E.: Thèse, Université de Genève, 1970.

2. RAMIRO DE LA REZA et EDITH A. MÜLLER (Observatoire de Genève) – *Sur la formation des raies de Fraunhofer en dehors de l'équilibre thermodynamique*

Le problème fondamental de la formation d'une raie en dehors de l'équilibre thermodynamique local (ETL) dans une atmosphère stellaire, est celui du calcul de la fonction source S .

Nous avons calculé les valeurs de S pour des raies de différentes longueurs d'onde du spectre visible du soleil entre 3000 Å et 10000 Å. Pour cela nous avons utilisé la méthode de ATHAY et SKUMANICH (1967, 1968),

dorénavant AS , pour un atome à deux niveaux en équilibre statistique. Dans ce cas nous tenons compte de la diffusion non-cohérente et S sera isotrope et indépendant des fréquences dans la raie, elle ne dépendra donc que de la profondeur dans l'atmosphère. Les calculs de $S(\tau)$ dépendent de quatre variables ; [1] $\Phi_v(\tau)$, le profil d'absorption de la raie, dans notre cas le profil de VOIGT avec le paramètre d'amortissement a , [2] $\varepsilon(\tau)$, le rapport du taux de desexcitations par collisions sur celui du taux de desexcitations spontanées, [3] $r_0 = d\tau_c/d\tau_0$, où τ_c et τ_0 sont les profondeurs optiques du continu et du centre de la raie respectivement, et [4] $B(\tau)$ la fonction de PLANCK.

Dans AS des calculs ont été réalisés pour différentes régions du spectre visible du soleil, utilisant des modèles où les variations de B avec τ_c sont linéaires. Leurs résultats montrent qu'en général $S > B$ dans une grande partie de l'atmosphère pour la région bleue, tandis que $S < B$ dans la région rouge. Pour nos calculs nous avons utilisé les deux derniers modèles qui ont été proposés pour la photosphère solaire. Le Smithsonian-Harvard Reference Atmosphere (SHRA), GINGERICH (1969) et le modèle de HOLWEGER (1967).

Dans ces deux modèles les variations de B avec τ_c ne sont plus linéaires. Pour ne pas compliquer d'avantage le problème nous avons considéré quatre types d'intensités de raies au moyen de r_0 , soit $r_0 = 10^2$, $r_0 = 1$ pour représenter la partie linéaire d'une courbe de croissance et $r_0 = 10^{-2}$, $r_0 = 10^{-4}$, la partie intermédiaire de cette courbe. La valeur $\varepsilon = 10^{-4}$ a été utilisée en vue d'être en dehors de l'ETL et deux valeurs caractéristiques de l'amortissement on été choisies, $a = 10^{-2}$ et $a = 10^{-3}$. Les valeurs de τ_c ont été calculées d'après les tables de BODE (1965). Nous avons étudié pour quelles conditions nous pouvons obtenir la situation, où $S \approx B$ dans une grande partie de l'atmosphère. Les conclusions qu'on peut tirer de notre travail sont les suivantes :

1. La condition $S \approx B$ se trouve entre 5000 Å et 6000 Å pour $r_0 = 10^2$ autour de 5000 Å pour $r_0 = 1$, entre 3000 Å et 4000 Å pour $r_0 = 10^{-2}$ et entre 4000 Å et 5000 Å pour $r_0 = 10^{-4}$.
2. Pour le cas où $r_0 \ll 1$, les valeurs de S changent légèrement avec l'amortissement. Pour les autres valeurs de r_0 , S ne dépend pas de a .
3. Dans les grandes profondeurs optiques, tous les rapports S/B sont égaux à 1.
4. A partir de 7000 Å, nous avons $S < B$ quelque soit l'intensité r_0 .
5. Les différences entre les modèles sont dues essentiellement aux différences de structure thermique. Dans l'intervalle entre le bord de l'atmosphère et $\tau_c \approx 0.15$, les valeurs de S/B pour SHRA sont supérieures à celles de HOLWEGER, cela est dû aux différences du gradient de B dans le même intervalle. Le contraire est réalisé à partir de $\tau_c \approx 0.15$.
6. L'existence d'un état très proche de l'ETL (c'est-à-dire $S \approx B$) peut être expliquée par le fait que grâce aux variations de B , le champ radiatif

devient homogène dans une grande partie de l'atmosphère, avec la conséquence que les processus radiatifs qui peuplent et dépeuplent les niveaux de l'atome s'annulent dans l'équation de l'équilibre statistique. Il ne resterait donc que les collisions, lesquelles seraient alors devenues suffisamment effectives pour établir les populations correspondantes à celles de l'ETL.

BIBLIOGRAPHIE

1. ATHAY, R. G., et SKUMANICH, A.: Ann.d'ap. 30: 669 (1967).
2. ATHAY, R. G., et SKUMANICH, A.: Ap.J. 152: 211 (1968).
3. HOLWEGER, H.: Z.Ap. 65: 365 (1967).
4. BODE, G.: Veröff.Inst.Theor.Phys.Univ.Kiel 1965.

3. Y. CHMIELEWSKI et E. A. MÜLLER (Observatoire de Genève) – *Décomposition numérique d'un blend et application au doublet de résonance de Be II dans le spectre solaire*

Bien qu'en spectroscopie solaire les données expérimentales aient atteint une grande qualité, il est malheureusement fréquent que des raies présentant un intérêt particulier soient littéralement noyées dans une région spectrale à forte densité de raies et que la seule donnée d'observation disponible soit le profil composite («blend») dû à la superposition de la raie d'intérêt à d'autres composantes voisines qui, souvent, ne sont pas identifiées.

C'est pourquoi nous avons tenté de résoudre le problème de la décomposition d'un blend par des méthodes numériques. A cette fin nous avons cherché à représenter le profil du blend par une superposition de fonctions de VOIGT en utilisant une méthode de moindres carrés.

Remarquons que, physiquement, c'est en réalité le coefficient d'absorption qui se comporte comme un profil de VOIGT, et que, du fait du phénomène bien connu de la courbe de croissance, ce n'est pas rigoureusement le cas des raies spectrales elles-mêmes, surtout en ce qui concerne les plus intenses. Cependant les fonctions de VOIGT qui résultent de la convolution d'un profil gaussien et d'un profil de LORENTZ, apparaissent, de par leurs propriétés mathématiques, parmi les plus aptes à représenter le profil d'une raie spectrale.

On représentera donc le profil observé d'un blend à N composantes par:

$$R(\lambda) = \sum_{i=1}^N \frac{W_i}{\Delta_i} U(a_i, v_i) = \sum_{i=1}^N R_i(\lambda)$$

où:
$$U(a_i, v_i) = \frac{a_i}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a_i^2 + (v_i - y)^2} dy$$

avec: $a_i = \delta_i / \Delta_i; v_i = (\lambda - \lambda_{0i}) / \Delta_i$

La composante $R_i(\lambda)$ dépend donc de 4 paramètres: λ_{0i} sa longueur d'onde centrale, W_i sa largeur équivalente, Δ_i qui correspond à la largeur

DOPPLER du coefficient d'absorption (ou au σ de la gaussienne) et δ_i qui correspond au paramètre d'amortissement et caractérise l'extension des ailes.

La meilleure approximation qui représentera les points du profil expérimental sera, au sens des moindres carrés, celle qui rend minimale l'expression:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^M \{ p_j [R_j^{mes} - R(\lambda_j)] \}$$

où les R_j^{mes} sont les intensités résiduelles mesurées pour l'échantillon observé de M longueurs d'onde λ_j , et où les p_j constituent une pondération appropriée des mesures.

On est donc ramené au problème de la minimisation d'une fonction non linéaire dans ses paramètres. Ce problème ne possède pas de solution analytique complète et il faut avoir recours à des méthodes numériques de minimisation. L'ensemble des techniques utilisées pour ce genre de problème est exposé en détails dans BEVINGTON [1] et dans BALL et al. [2]. On peut les répartir en deux grandes catégories. D'une part les méthodes de recherche directe du minimum dans l'espace des paramètres, soit par variations consécutives des paramètres, soit suivant la direction de plus grande pente (méthodes de gradient); d'autre part les méthodes qui tentent de linéariser le problème par un développement de la fonction à minimiser. Dans tous les cas il est nécessaire de disposer d'une approximation initiale du vecteur des paramètres, approximation dont la qualité conditionnera grandement la vitesse de convergence vers le minimum.

Après quelques essais nous avons adopté pour résoudre notre problème le programme D 506 MINUIT de la bibliothèque de programmes du CERN [3]. Ce programme, très complet et optimisé, permet l'utilisation séparée ou consécutive de trois méthodes de recherche. D'abord une méthode de Monte-Carlo de variation des paramètres conduisant à une bonne approximation initiale, puis la méthode de ROSEN BROCK [2] de recherche directe qui est efficace lorsqu'on est assez loin du minimum, et enfin une méthode de gradient très perfectionnée, de loin la plus rapide lorsqu'on dispose d'une bonne approximation initiale, basée sur l'algorithme de DAVIDON [4]. Une des propriétés très intéressantes de ce programme est de permettre de fixer certains des paramètres. La vitesse de convergence dépend en effet fortement du nombre de paramètres qui interviennent et il est souvent intéressant de fixer dans un premier stade de la recherche du minimum ceux des paramètres auxquels χ^2 est le moins sensible (en l'occurrence, les δ_i).

A titre d'illustration nous donnons ici la décomposition du blend dont une des composantes est la raie de résonance $\lambda 3131,07$ du Be II. Une première décomposition du blend en deux composantes donnait des résultats satisfaisants, mais la longueur d'onde centrale de la composante attribuable au Be II ne correspondait pas à celle qui était fournie par un spectre de lampe. En fixant cette longueur d'onde à la valeur mesurée, on pouvait voir immédiatement qu'il fallait ajouter une troisième compo-

sante sur le côté rouge de Be II. C'est cette décomposition que nous montrons sur la figure 1. En regardant les tables de multiplets de MOORE [5], on trouve à la longueur d'onde de cette composante rouge une composante prédictive d'un multiplet du Zr I; et si l'on calcule au moyen d'un modèle d'atmosphère en ETL la largeur équivalente de cette raie, on trouve une valeur et un comportement centre-bord en accord avec notre décomposition.

Mentionnons encore que ce programme peut être appliqué à l'interpolation des ailes d'une raie non sérieusement blendée, ou qu'on peut en imaginer une extension permettant de tester la détermination du continu local au voisinage d'une raie suffisamment pure.

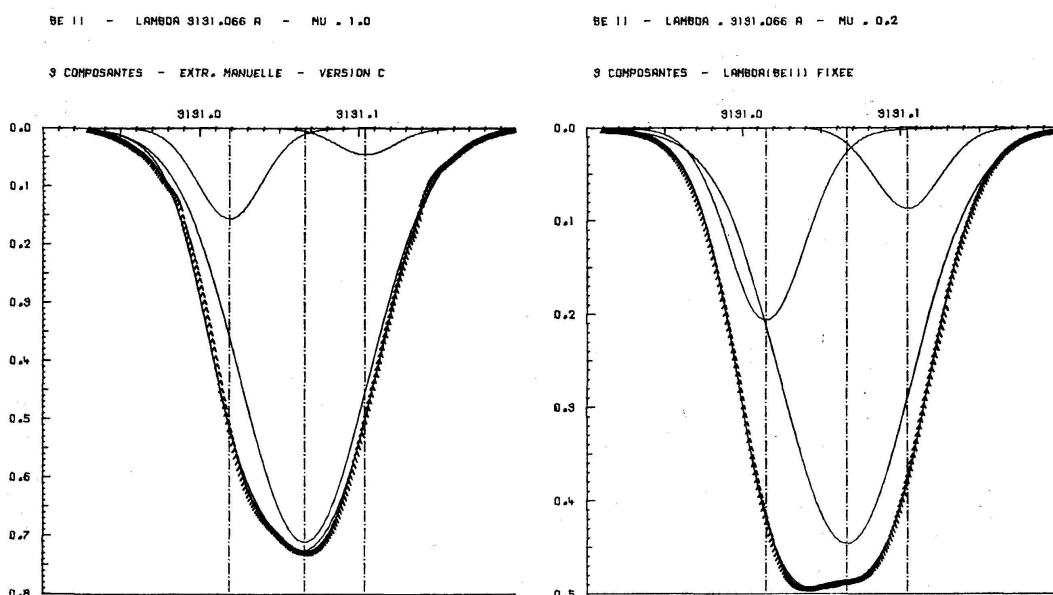


Figure 1

Décomposition du blend de Be II $\lambda 3131,07 \text{ \AA}$ au centre ($\mu = 1,0$) et au bord ($\mu = 0,2$) du disque

Composante centrale:	Be II;	Largeur équivalente:	$W(\mu = 1,0) = 72 \text{ m\AA}$
			$W(\mu = 0,2) = 47,5 \text{ m\AA}$
Composante rouge:	Zr I;	Largeur équivalente:	$W(\mu = 1,0) = 2,1 \text{ m\AA}$
			$W(\mu = 0,2) = 4,6 \text{ m\AA}$
Composante bleue:	Inconnue;	Largeur équivalente:	$W(\mu = 1,0) = 7,8 \text{ m\AA}$
			$W(\mu = 0,2) = 12,9 \text{ m\AA}$

BIBLIOGRAPHIE

1. BEVINGTON, P.R.: Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc-Graw Hill 1969.
2. BALL, D., BLOCH, T., VON EICKEN, G.A., GARRATT, J., KEYSER, R., MAVER, A. and SHEPPEY, G.C.: Programming Techniques, CERN 68-5, Part II, p. 107 (1968).
3. JAMES, F., and ROOS, M.: CERN Computer 6000 Series Program Library, Program D 506 Long Write-up (1969).
4. DAVIDON, W.C.: Comput.J., 10: 406 (1968).
5. MOORE, C.E.: A Multiplet Table of Astrophysical Interest. NBS (1945).

4. EDITH A. MÜLLER (Observatoire de Genève) – Neues über die Lithium- und Beryllium-Häufigkeit in der Sonnenatmosphäre

In Zusammenarbeit mit J. W. BRAULT vom Kitt Peak National Observatory (USA) und E. PEYTREMAN vom Observatoire de Genève haben wir die Absorption in der Umgebung der Lithium-Dublett-Linie in der Photosphäre der Sonne eingehend studiert, um auf möglichst genaue Art die Lithium-Häufigkeit in der Sonnenatmosphäre zu bestimmen. Das dieser Arbeit zugrunde liegende Beobachtungsmaterial wurde von uns mit dem grossen Sonnenspektrographen des Kitt Peak National Observatory aufgenommen. Da die Li-I-Resonanzlinien bei λ 6708 Å im Sonnenspektrum als sehr schwache Linien erscheinen, die von einigen benachbarten und überlagerten CN- und Metall-Linien gestört werden, lag es uns daran, mit einem Sonnenspektrographen sehr grossen Auflösungsvermögens den Bereich um λ 6708 Å an verschiedenen Punkten der ungestörten Sonnenscheibe photoelektrisch zu registrieren. Unsere eingehenden Untersuchungen dieser Mitte-Rand-Beobachtungen behandelten folgende Punkte:

1. Möglichst genaue Festlegung des lokalen Kontinuums
2. Entzerrung der einzelnen sich überlagernden Linien in der Gegend der Li-I-Absorption (analog der von Y. CHMIELEWSKI im vorhergehenden Referat beschriebenen Methode)
3. Vergleich des Sonnenspektrums mit Laboratoriumsspektren einer Li-I-Lichtquelle und des roten Bandsystems einer CN-Lichtquelle, die mit demselben Spektrographen registriert wurden
4. Detaillierte Berechnung der Linienprofile des ganzen Lithium-Blends sowie der einzelnen entzerrten Linien für verschiedene Positionen auf der Sonnenscheibe
5. Untersuchung der Einflüsse folgender in die Rechnungen eingehender Daten und Parameter auf das Linienprofil und die Lithium-Häufigkeit:
 - a) Temperatur- und Druckmodelle
 - b) Mikro- und Makroturbulenzfelder
 - c) Hyperfine-Struktur des Li-I-Resonanz-Dubletts
 - d) des Isotopen-Häufigkeitsverhältnisses ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$

Als Resultat fanden wir für die Lithium-Häufigkeit in der Sonnenatmosphäre

$$\log \varepsilon_{\text{Li}} = 1,0 \pm 0,10$$

je nach der Wahl des Temperaturmodells (normiert auf die Wasserstoff-Häufigkeit $\log \varepsilon_H = 12,0$). Das Isotopen-Häufigkeitsverhältnis ergab sich als

$${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \geq 10$$

also nicht grösser, als es auf der Erde vorkommt.

Zur Häufigkeitsbestimmung von Beryllium in der Sonnenatmosphäre haben J. W. BRAULT und die Referentin entsprechende Mitte-Rand-Beobachtungen mit dem Kitt-Peak-National-Observatory-Sonnenspektrographen photoelektrisch registriert, und zwar in den Bereichen um λ 3321 Å für Be I und um λ 3131 Å für Be II. Gleichzeitig wurden zur genauen Identifikation auch Laboratoriumsspektren einer Beryllium-Lichtquelle registriert. Die Be-I-Linien sind offenbar im Sonnenspektrum nicht zu erkennen, die beiden Be-II-Resonanzlinien sind stark geblendet, was deutlich auf den Mitte-Rand-Beobachtungen zu erkennen ist. Die drei Hauptprobleme, die hier zu behandeln sind und noch eingehender Studien bedürfen, bevor eine definitive Häufigkeit von Beryllium auf der Sonne angegeben werden kann, sind folgende:

1. Entzerrung der Blends, wie sie Y. CHMIELEWSKI bearbeitet hat (siehe vorhergehendes Referat), und Identifikation der einzelnen Komponenten der beiden Be-II-Blends
2. Die Frage nach dem noch unbekannten Beitrag der kontinuierlichen Absorption im UV-Bereich
3. Der Einfluss der Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht auf die Entstehung der Be-II-Resonanzlinien (Fragen, die R. DE LA REZA in seinem Referat hier behandelt hat)

Es scheint, dass die solare Beryllium-Häufigkeit bisher von verschiedenen Autoren überschätzt wurde.

5. H. K. ASPER, P. HERMANN, K. HILTY (Mikrowellenlabor ETH) und O. MEYER (Eidgenössische Sternwarte) – *Der neue Radioheliospektrograph der ETH Zürich*

Zur Beobachtung der solaren Radiofrequenzstrahlung nichtthermischen Ursprungs ist ein breitbandiger Radiospektrograph besonders geeignet. Die bis jetzt installierten, breitbandigen Spektrographen befinden sich in Fort Davis (USA), mit einem Frequenzbereich von 10–2000 MHz, in Culgoora (Australien), 8–2000 MHz und in Weissenau (BRD), 30–960 MHz.

Trotz allen Unterschieden im technischen Detail ist diesen Geräten gemeinsam die analoge Datenaufzeichnung auf Film in Form eines dynamischen Spektrums. Diese Art der Registrierung erlaubt zwar eine rasche Klassifizierung nach einzelnen charakteristischen Typen von Ereignissen, ermöglicht jedoch keine detaillierte Untersuchung der Intensitäten im Radiospektrum, da der Amplitudendynamikbereich sehr klein ist.

Im Mikrowellenlabor der ETH Zürich wurde ein Radiospektrograph für den Bereich von 100–1000 MHz entwickelt, der eine digitale Datenausgabe auf Magnetband besitzt. Dadurch wird eine Weiterverarbeitung der gewonnenen Daten in einer Rechenanlage möglich. Der Radiospektrograph besteht aus Antenne, Empfänger, einer zentralen Steuereinheit so-

wie dem digitalen Registrierteil. Als Antenne wird ein azimutal gelagerter 5-m-Parabolspiegel, der von einem logarithmisch-periodischen Primärstrahler gespeist wird, verwendet. Der Empfänger arbeitet mit doppelter Überlagerung. Das Antennensignal wird in einem parametrischen Mischер mit einer zwischen 10,2 und 9,3 GHz elektronisch durchstimmmbaren Oszillatorfrequenz gemischt. Ein auf den 1. Mischер folgendes Filter wählt diejenige Empfangsfrequenz aus, die zusammen mit der ersten Oszillatorfrequenz eine Summe von 10,3 GHz ergibt. Mit Hilfe eines zweiten Oszillators und Mischers wird das 10,3-GHz-Signal auf 30 MHz umgesetzt, in einem ZF-Verstärker mit logarithmischer Kennlinie und 1 MHz Bandbreite verstärkt und anschliessend gleichgerichtet. Die Empfängerrauszahl beträgt 5–7 dB.

In der zentralen Steuereinheit wird mit Hilfe eines wählbaren Programms die Steuerspannung für den ersten, die Empfangsfrequenz bestimmenden Oszillator erzeugt. Im Empfangsbereich von 100–1000 MHz werden von insgesamt 1000 möglichen, diskreten Frequenzpunkten 100 Punkte durch ein wählbares Programm herausgegriffen. Die mittlere Empfangszeit pro Frequenzpunkt beträgt rund 10 ms, so dass das gesamte Empfangsspektrum einmal pro Sekunde erfasst wird.

Das Videosignal wird in einem Analog-Digital-Wandler jeweils innerhalb 10 ms integriert und digitalisiert. Die 100 digitalen Signalwerte eines Spektrums werden in der zentralen Steuereinheit mit der zugehörigen Adresse versehen und auf ein Endlosband mit 30 min Laufzeit als Zwischenspeicher geschrieben. Das digitale Empfangssignal wird einer Vorauflistungseinheit zugeführt zur Bildung eines zeitlichen Mittelwertes unter Berücksichtigung vorangegangener Werte bei der gleichen Frequenz. Zugleich wird die Differenz zwischen dem momentanen Signal und dessen Mittelwert als Punktendifferenz errechnet und die Summe der Punktendifferenzen aller 100 Frequenzpunkte gebildet. Überschreitet nun die Punktendifferenz eines einzelnen Messpunktes oder die Summe der Punktendifferenzen entsprechend einstellbare Schwellwerte, so wird das zugehörige Signal als ein Radioereignis erkannt, und die auf dem Endlosband gespeicherten Signalwerte werden auf ein weiteres Magnetband übergeschrieben.

Um auch einen Überblick über die Aktivität auf Frequenzen zu haben, welche durch das Frequenzauswahlprogramm ausgeschlossen wurden, sind für den Endausbau zwei getrennte Empfänger vorgesehen. Der eine Empfänger wird von der digitalen Anlage gesteuert, der andere von einem Sägezahngenerator. Der zweite Empfänger überdeckt immer den ganzen Frequenzbereich von 100–1000 MHz. Sein Videosignal wird dem Wehneltzylinder einer Oszilloskopraphenröhre zugeführt und steuert dadurch die Intensität des Elektronenstrahls. Die Sägezahnspannung zur Durchstimming des Empfängers wird gleichzeitig an die Horizontalablenkplatten des Oszilloskopraphen gelegt. Dadurch zeichnet der Elektronenstrahl einen waagrechten Strich auf dem Bildschirm, der nun die Frequenzachse darstellt. Die Helligkeit des Strahls in jedem Punkt der Achse ist ein Mass für die Intensität der empfangenen Radiostrahlung bei der betreffenden Fre-

quenz. Lässt man nun senkrecht zur Frequenzachse einen Film mit kontinuierlichem Vorschub ablaufen, so erhält man eine Darstellung des Radiospektrums in den drei Dimensionen Frequenz, Intensität und Zeit, die bis jetzt übliche Form der Datenaufzeichnung in der solaren Radiospektrographie.

Bis zur Bestimmung des definitiven Aufstellungsorts ist die Antenne auf dem Dach der Eidgenössischen Sternwarte montiert und der Registerraum in dem darunterliegenden Meridiansaal angeordnet.

Entwicklung und Bau der gesamten Anlage sind ein Gemeinschaftswerk des Mikrowellenlabors der ETH und der Eidgenössischen Sternwarte und wurden durch Kredite des Fonds für Arbeitsbeschaffung und des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

6. W. BECKER und U. STEINLIN (Astronomisches Institut der Universität Basel) – *Laboratoriumsgeräte für praktische Übungen von Studenten in Astronomie*

Allzuoft werden für praktische Übungen von Studenten solche Instrumente als noch verwendbar betrachtet, die für eigentliche präzise Forschungsarbeit nicht mehr taugen: alte, nicht mehr zuverlässige, auf überholten Konstruktions- und Messprinzipien beruhende Apparate, deren Gebrauch jeden Studenten von einer weiterführenden Arbeit auf diesem Gebiet abschrecken muss.

Am Platze wären Instrumente, die speziell für die Einführung in die wissenschaftliche Arbeit konzipiert sind. Folgende Punkte sind dabei zu beachten:

- Einfache, aber den modernen Messprinzipien entsprechende Konstruktion ohne für den Grundvorgang unnötige Details
- Klarer Aufbau, um ein Verstehen des Arbeitsprinzips bzw. des Messvorganges zu erleichtern (vor allem auch freier Einblick in das Innere des Instrumentes)
- Sichtbarmachen des Vorganges für mehrere Personen (also keine Okulare für Betrachtung oder Ablesung, sondern Projektionsschirme und Skaleninstrumente). Dieser Punkt ist besonders wichtig im Hinblick auf eine Instruktion durch den Lehrer und für Gruppenarbeiten und Diskussionen
- Billiger Bau mit kommerziell erhältlichen Bauelementen und kleinen Ansprüchen an eine Werkstatt (um gegebenenfalls mehrere gleiche Instrumente zur Verfügung zu haben)
- Nicht unbedingt erforderlich ist für Instruktionszwecke eine hohe Präzision des Messinstrumentes

Auf Grund dieser Gesichtspunkte wurden am Basler Institut mehrere Instrumente für astronomische Laboratoriumsübungen entwickelt und gebaut.

1. *Projektionstisch*. Ein einfacher Diaprojektor, unter 45° Neigung auf einem Schreibmaschinentischchen montiert, wirft über einen oberhalb montierten Spiegel ein Bild auf die weisse Tischfläche. Damit können Sternhaufen, Spiralsysteme, Mondformationen identifiziert und klassifiziert werden oder Sternspektrenaufnahmen in ihrer Projektion erklärt, direkt mit den Reproduktionen von Standardatlanten verglichen und so klassifiziert werden.

2. *Irisblendenphotometer einfacher Bauart*. Ausgehend vom bewährten Basler Modell eines Irisblendenpultphotometers mit Projektions schirm, wie es für Forschungsarbeiten gebraucht wird, wurde ein sehr vereinfachtes Modell ohne elektronische Helligkeitsmessung entwickelt. Die Helligkeitsmessung beruht auf einer reinen Durchmesserbestimmung des photographischen Sternbildes wahlweise durch Verschieben innerhalb eines spitzen, auf der Mattscheibe aufgetragenen und mit einer Skala versehenen Winkels, bis das Bild gerade beide Schenkel berührt, oder durch Umschliessung des Bildes durch eine Irisblende und Ablesung ihrer Stellung.

3. *Irisblendenphotometer mit einfacher Elektronik*. Dieses Instrument arbeitet ohne Vergleichslichtstrahl. Die Irisblenden-Ablesung erfolgt bei bestimmtem, vorzugebendem Ausschlag eines Amperemeters auf der Frontplatte des Gerätes. Die elektronische Messeinrichtung ist äusserst einfach gehalten: Phototransistor (wie in handelsüblichen Belichtungsmessern verwendet), Taschenlampenbatterien als Stromquelle von 16 V und Netzanschluss für die Lampe.

4. *Projektionskomparator*. Ausgehend von der Grundkonstruktion eines üblichen Blinkkomparators wird das von ihm geformte Bild jedoch nicht durch ein Okular betrachtet, sondern durch eine langbrennweite Optik mit etwa 50facher Vergrösserung auf einen Projektionsschirm geworfen. Das Instrument kann als Blinkkomparator (mit rotierenden Sektorblenden) oder auch als Farbkomparator benutzt werden. In diesem Falle sind die Sektorenblenden durch je ein helles Blau- bzw. Rotfilter ersetzt; die Bilder der Sterne der beiden Aufnahmen erscheinen in der Projektion nebeneinander blau und rot auf einem neutralen Hintergrund und sind so leicht den respektiven Aufnahmen zuzuordnen.

Das Instrument ist vervollständigt durch ein in den Lichtweg vor dem Projektionsschirm einschwenkbares Irisblendenphotometer gleicher Bauart wie oben beschrieben, ferner durch einen mit der Plattenbewegung gekoppelten Stift, der sich über einem fest eingespannten Blatt oder einer Karte stets mit der Aufnahme mitbewegt und der auf Knopfdruck hin auf diesem Blatt gesuchte Objekte massstabgetreu aufzeichnet.

Das Instrument dient dem Aufsuchen, Messen und Kartographieren besonderer Objekte: Doppelsterne, veränderliche Sterne, Sterne spezieller Spektralklassen (die mit Hilfe von 2 Aufnahmen in verschiedenen Spektralbereichen identifiziert werden können), schwachen Galaxien usw.

7. P. BOUVIER (Observatoire de Genève) – *Interaction d'amas d'étoiles avec des nuages interstellaires*

La matière interstellaire, souvent abondante dans le disque de la Galaxie, n'y est pas distribuée uniformément, mais présente des irrégularités qui mettent en évidence l'existence de nuages discrets de masse et dimensions finies, animés de vitesses de déplacement mal connues, probablement situées entre 5 et 10 km/s. Le passage répété de tels nuages à proximité d'un amas d'étoiles va généralement accroître l'énergie totale de ce dernier; il en résultera une expansion de l'amas pouvant mener, après un certain temps, à sa complète désagrégation. SPITZER avait abordé ce problème en 1958; après avoir fait plusieurs hypothèses simplificatrices, il avait calculé un temps de désagrégation t_d (disruption time) de l'amas en fonction de sa densité de masse moyenne, mais les données plus récentes (STONE 1970, SPITZER 1968, KAPLAN 1966) relatives aux nuages interstellaires fournissent pour t_d des valeurs généralement plus élevées que les durées de vie des amas vis-à-vis des autres causes possibles de désintégration (SCHMIDT 1962).

Nous avons repris ce problème à l'aide d'expériences numériques, en simulant le passage de trois types de nuages (suggérés par les données d'observation) près d'un amas renfermant peu d'étoiles (25, dans une sphère de rayon initial de 2 pc) afin de permettre la répétition d'expériences en un temps de calcul admissible. Le programme de calcul, reposant sur la méthode d'intégration de NORDSIECK, a été mis au point pour ce problème par JANIN (1970). Avec l'hypothèse d'une concentration moyenne de 40 nuages par million de parsec³, la désagrégation, définie par une énergie totale nulle de l'amas, survenait après environ 450 millions d'années.

Cette durée de vie est 4 fois plus faible que le t_d de SPITZER, ce qui montre que le processus est dominé par les passages très proches, que SPITZER avait négligés dans son analyse de 1958. La situation est plutôt analogue à celle qui prévaut dans l'évaporation des étoiles hors de l'amas, laquelle est commandée essentiellement par les rencontres proches entre étoiles.

Pour conférer à ces résultats (qui paraîtront en détail dans un prochain numéro de *Astronomy and Astrophysics*) un caractère plus réaliste, il serait souhaitable de tenir compte également de l'effet de marée du champ galactique, qui tend aussi à abréger la vie de l'amas, en activant l'évaporation des étoiles de manière continue dans le temps et non stochastique (HAYLI 1970, WIELEN 1970). Il devient cependant très malaisé de définir le temps de désagrégation d'un amas stellaire soumis à la double influence du champ galactique et des nuages interstellaires. Si l'on s'en tient à un critère ne mettant en jeu que l'énergie totale E de l'amas, on pourrait admettre que la désagrégation est atteinte lorsque $E = E_s$ où E_s est l'énergie totale (négative) correspondant à une répartition uniforme de l'amas dans sa sphère de stabilité vis-à-vis du champ galactique. Cette valeur E_s ne tient certes pas compte des fluctuations souvent considérables des sur-

faces équipotentielles dues aux passages des nuages, ni du fait que la désagrégation consiste en une fragmentation de l'amas non seulement en étoiles isolées mais aussi en sous-systèmes liés; en adoptant $E = E_s$ lors de la désagrégation, il semble toutefois possible d'estimer une borne supérieure de la durée de vie de l'amas soumis à la double influence évoquée ci-dessus. Des expériences numériques supplémentaires destinées à confirmer cette conjecture tendent à montrer que l'effet du champ galactique l'emporte sur celui des nuages de matière interstellaire.

BIBLIOGRAPHIE

1. HAYLI, A.: Astron.Astrophys. 7: 17 (1970).
2. JANIN, G.: Publ.Obs.Genève, A 76 (1970).
3. KAPLAN, S. A.: Interstellar gas dynamics. 2nd ed., Pergamon press, Oxford 1966.
4. SCHMIDT, K. H.: Astron.Nachr. 287: 41 (1962).
5. SPITZER, L.: Astrophys.J. 127: 17 (1958).
6. SPITZER, L.: Stars and stellar systems. Vol. VII, cap. I. University Press, Chicago 1968.
7. STONE, M. E.: Astrophys.J. 159: 293 (1970).
8. WIELEN, R.: Bull.Astron. (3) 3: 127 (1968).

8. A. MAEDER (Observatoire de Genève) – *Influence de la rotation axiale des étoiles sur l'estimation des âges des amas galactiques*

Les effets de la rotation sur l'évolution interne stellaire sont négligeables pour les estimations d'âge par rapport aux effets atmosphériques (MAEDER 1971). La dispersion des vitesses de rotation étant considérable pour les étoiles d'un type spectral donné, les effets de la rotation sont différents pour chaque étoile. Une correction individuelle de rotation doit donc être appliquée à l'indice de couleur des étoiles appartenant au «turnoff» de l'amas. Cette correction est basée sur les modèles en rotation de MAEDER et PEYREMANN (1970). Elle ne dépend que de la valeur du produit $v_R \cdot \sin i$ et non pas séparément des valeurs de la vitesse équatoriale v_R et de l'angle i formé par l'axe de rotation et la direction de l'observateur. L'orientation des axes de rotation stellaire n'intervient heureusement pas dans notre problème.

Les âges de 7 amas ouverts, dans lesquels des valeurs de $v_R \cdot \sin i$ sont connues, sont estimés avec et sans correction de rotation. Ces âges sont estimés à partir des tracés isochrones donné par des modèles évolutifs sans rotation (KELSALL et STRÖMGREN 1966). On trouve que sans correction de l'effet de la rotation, les âges des amas des Pléiades et de α Per sont surestimés de 60–70%. C'est une valeur considérable, causée par la grande rotation des étoiles de ces deux amas. Pour les Hyades, Praesepe et Coma, la différence est petite et vaut environ 10%. Certaines déviations importantes par rapport aux séquences d'amas sont bien expliquées par la rotation et le «turnoff» de plusieurs amas apparaît plus clairement défini grâce aux corrections de rotation.

BIBLIOGRAPHIE

1. KELSALL, T., STRÖMGREN, B., in: *Vistas in Astronomy*. Vol. 8, p. 159. Ed. A. Beer and K. Aa. Strand, Pergamon Press, Oxford 1966.
2. MAEDER, A.: *Astron. Astrophys.*, submitted for publication (1971).
3. MAEDER, A., PEYTREMAN, E.: *Astron. Astrophys.* 7: 120 (1970).

9. L. MARTINET (Observatoire de Genève) – *Some applications of a third integral in our Galaxy*

For astronomers who have to employ distribution functions for determined samples of stars, an important question is: for what samples of stars can we expect to need to deal with a third integral. No precise answer was actually given until now, particularly for the vicinity of the Sun.

Here we report about work in progress at the Geneva Observatory about conditions of existence of a third integral in a galactic potential as realistic as possible and about applications to various subsystems of old objects, particularly RR Lyrae, and to common stars of the vicinity of the Sun.

The details of the work and comments on different orbits and invariant curves we obtained will be given in a paper submitted to *Astronomy and Astrophysics* (in collaboration with A. HAYLI).

The main conclusions we presently obtain are:

1. A third integral ought to appear as an argument in the distribution function for the sample of nearby stars in the Gliese catalogue.

2. If we plot now in the (E, A) diagram various types of RR Lyrae (E = energy, A = angular momentum), we remark that the stars with $\Delta S = 0, 1, 2$ occupy essentially a region where we always have good invariant curves in the $\left(\pi, \frac{d\pi}{dt}\right)^1$ diagram (which is an indication of existence

of an isolating third integral). The RR Lyrae which have a $\Delta S > 5$ have a larger dispersion in the diagram (E, A) . Many of these stars have large E and small A . These values of (E, A) correspond to a very complicated situation as regards the third integral. So we meet for this case invariant

curves, islands, ergodic points in the $\left(\pi, \frac{d\pi}{dt}\right)$ diagram and box, periodic,

tube and ergodic orbits for the same values of E, A and z . Different examples will be examined elsewhere. So for RR Lyrae with $\Delta S > 5$, the distribution function could have the form

$$f = a_1 f_1(E, A, \Phi) + a_2 f_2(E, A)$$

where Φ is the third integral.

¹ π = radial distance to the symmetry axis of the Galaxy.

3. Returning to the presence of the third integral in the distribution function of stars in the Galaxy, it must be outlined that such a function, to be available, ought to lead an agreement not only with the observed difference between $\text{disp } \Pi$ and $\text{disp } Z$ in our Galaxy (agreement effectively obtained by BARBANIS) but also with the significantly positive Π -mean motion observed for GLIESE's stars and for RR Lyrae of short period for example.

10. GUY JANIN (Observatoire de Genève) – *Expériences numériques sur un système gravitationnel uni-dimensionnel*

L'évolution de systèmes gravitationnels uni-dimensionnels est étudiée par des expériences numériques mettant en jeu une méthode de type eulérien. Plus précise et plus rapide que celle de type lagrangien, la méthode de type eulérien permet de mettre en évidence de manière très suggestive, dans le cas du modèle de l'outre, la séparation du système en deux phases: une phase «liquide» formant un noyau stable de densité de phase uniforme, et une phase «gazeuse» formée de fins filaments résultant de l'évaporation des particules à haute énergie du système.

Si le système possède une extension spatiale plus grande que la longueur de JEANS, la fragmentation en sous-systèmes due à l'instabilité de JEANS n'apparaît que si la distribution initiale des points est irrégulière.

Une description détaillée de ces expériences a paru dans *Astron. and Astrophys.*, 9, 461, 1970.

11. M. LEHMANN et C. NAVACH (Observatoire de Genève) – *Linearisierung der charakteristischen Kurve eines Films*

Die Relation zwischen der Schwärzung einer photographischen Emulsion und der auf sie auftreffenden Energie wird oft in der Form der so genannten charakteristischen Kurve nach HURTER und DRIFFIELD [1] angegeben. Diese Darstellung (Abb. 1) besitzt nur einen sehr kurzen linearen Bereich und ist für schwache und starke Schwärzungen gekrümmmt. In photometrischen Arbeiten der Physik und Astronomie sind jedoch sehr häufig schwache Schwärzungen auszuwerten, so dass verschiedene Autoren [2, 3, 4] versuchten, den unteren Bereich der obengenannten Kurve zu linearisieren.

Wir eichten in unserem Laboratorium die drei Emulsionen 103-0, 103-0-UV und «Spectrum Analysis» und bestimmten deren spektrale Sensibilität. Um die charakteristischen Kurven dieser Filme im unteren Bereich zu linearisieren, verwendeten wir vorerst die allgemeinste von den in der Literatur gegebenen Darstellungen, um sie nachher entsprechend unseren experimentellen Resultaten zu vereinfachen.

Eine sehr allgemeine Form verwendete BAKER [5] mit der folgenden Schwärzungseinheit (Ordinate):

$$\Delta = a \log_{10} (1 - 10^{-D/b}) + D$$

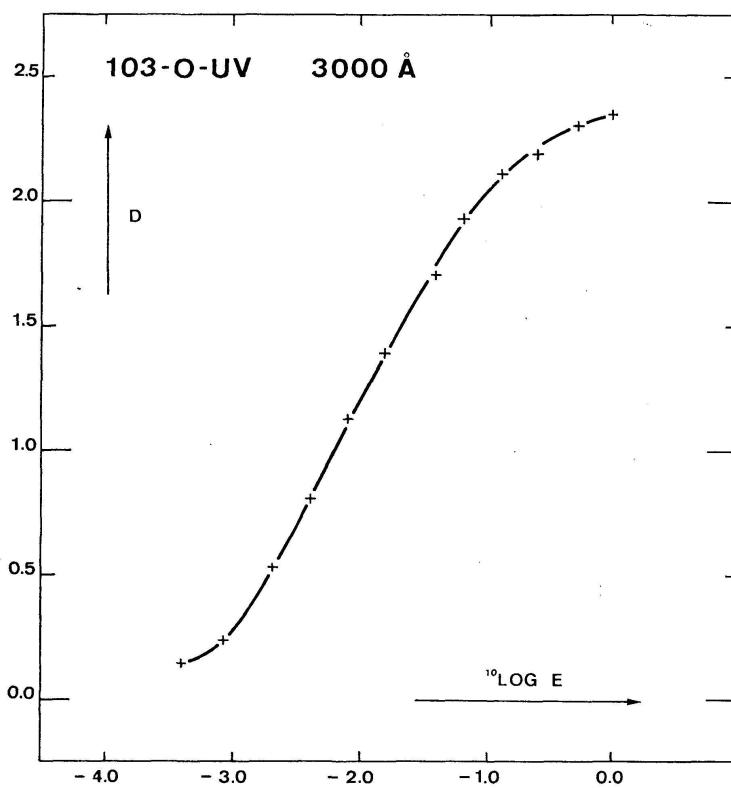


Abbildung 1
Darstellung nach HURTER und DRIFFIELD

a und b sind unabhängige Parameter, D ist die photographische Dichte, $D = \log_{10}(1/T)$, wobei die Transmission T relativ zur Transmission eines benachbarten, unbelichteten Filmstückes gemessen wird.

Wir bevorzugten eine noch etwas allgemeinere Form:

$$\Delta = a \log_{10}(10^D \cdot k - 1) + c$$

Der wesentliche Unterschied liegt darin, dass der additive Ausdruck nicht mehr durch die Variable D , sondern durch einen dritten unabhängigen Parameter c gegeben ist.

Unsere experimentellen Resultate zeigten, dass die obige Schwärzungseinheit erlaubt, die charakteristische Kurve für Schwärzungen kleiner als $D = 1,5$ zufriedenstellend zu linearisieren (Abb. 2). Dabei wurde der Parameter k jeweils so bestimmt, dass die Streuung der experimentellen Punkte um die durch a und c definierte Gerade minimal war.

Für jede Wellenlänge kann also das Schwärzungsverhalten durch drei wellenlängenabhängige Parameter angegeben werden. Im übrigen besteht eine starke Verwandtschaft zwischen dem Parameter c und der Sensibilität einsteils, dem Parameter a und dem Gamma-Wert in der H.D.-Darstellung andernteils. Der dritte Parameter k besitzt keine naheliegende physikalische Bedeutung. Es hat sich aber gezeigt, dass seine Wellenlängenabhängigkeit gering ist, so dass wir einen einzigen wellenlängenunab-

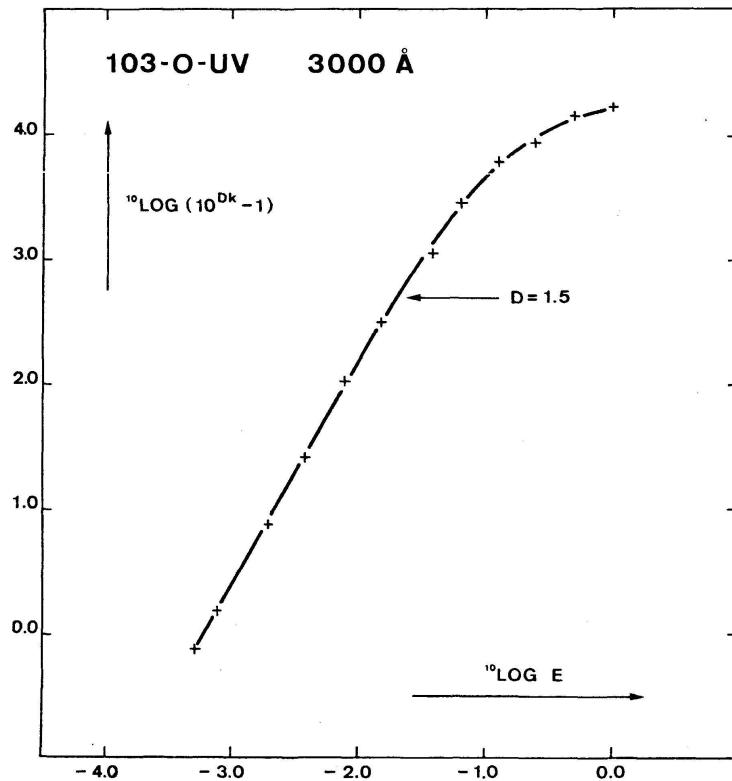


Abbildung 2
Linearisierte Darstellung

hängigen k -Wert bestimmen konnten. Es ist jedoch beachtenswert, dass für die drei obengenannten Emulsionen verschiedene k -Werte resultierten, nämlich $k = 1,5$ für 103-0, $k = 2,5$ für 103-0-UV und $k = 1,3$ für «Spectrum Analysis».

LITERATUR

1. HURTER, F., und DRIFFIELD, V.C.: J.Soc.Chem.Ind., London 9: 455 (1890).
2. ARRAK, A.: Appl.Spectrosc. 11: 38 (1957).
3. DE VAUCOULEURS, G.: Appl.Opt. 7: 1513 (1968).
4. CANDLER, C.: Appl.Spectrosc. 13: 97 (1959).
5. BAKER, E.A.: J.Phot.Sci. 5: 94 (1957).

12. C. NAVACH, M. LEHMANN, D. HUGUENIN (Observatoire de Genève) – *Observations of a Broad Interstellar Absorption Band in the Far Ultraviolet*

September 19, 1968, we observed stars in the region of Orion from a balloon-borne stabilized platform at 39.5 km. The observing instrument was a Schmidt camera with an objective prism, giving a resolution of 30 Å at 2500 Å. The range of the instrument was 2000–5000 Å and allowed the observation of stars down to the fifth magnitude. We calibrated the instrument including the film two weeks prior to the flight by means of

a deuterium lamp [1], whose spectrum was calibrated against the radiation standards of the Observatory of Heidelberg.

At the altitude reached by our balloon, we found a still important absorption due to the atmospheric ozone. The data reduction gave a value of 1.5 magnitudes for the maximum of this absorption (2550 \AA) in zenithal direction. This value is in good agreement with our predictions based on published ozone observations [2]. It is important to emphasize that this residual absorption would be reduced to about 0.5 magnitudes at the altitude of 44 km. In the present state of balloon technology, it is possible to reach this altitude and this is what we intend to do in our next experiment.

To correct the stellar spectrum for the residual ozone absorption, we observed the chosen stars at several zenithal angles between 70° and 35° . The extra-atmospheric value of the stellar flux is then obtained by BOUGUER's extrapolation.

As a first result we determined the interstellar extinction law by comparing two similar stars, δ Ori and ε Ori, both present in the same picture. This last condition allows to eliminate eventual systematic errors.

We normalized the extinction curve by dividing through the difference in the color excess $\Delta E(B-V) = 0.04$. For this couple of stars, this quantity is very small and thus not very precise.

The break of the curve between $3.7 \mu^{-1}$ and $4.3 \mu^{-1}$ in figure 1 is due to the fact that in this region the residual absorption by the atmospheric

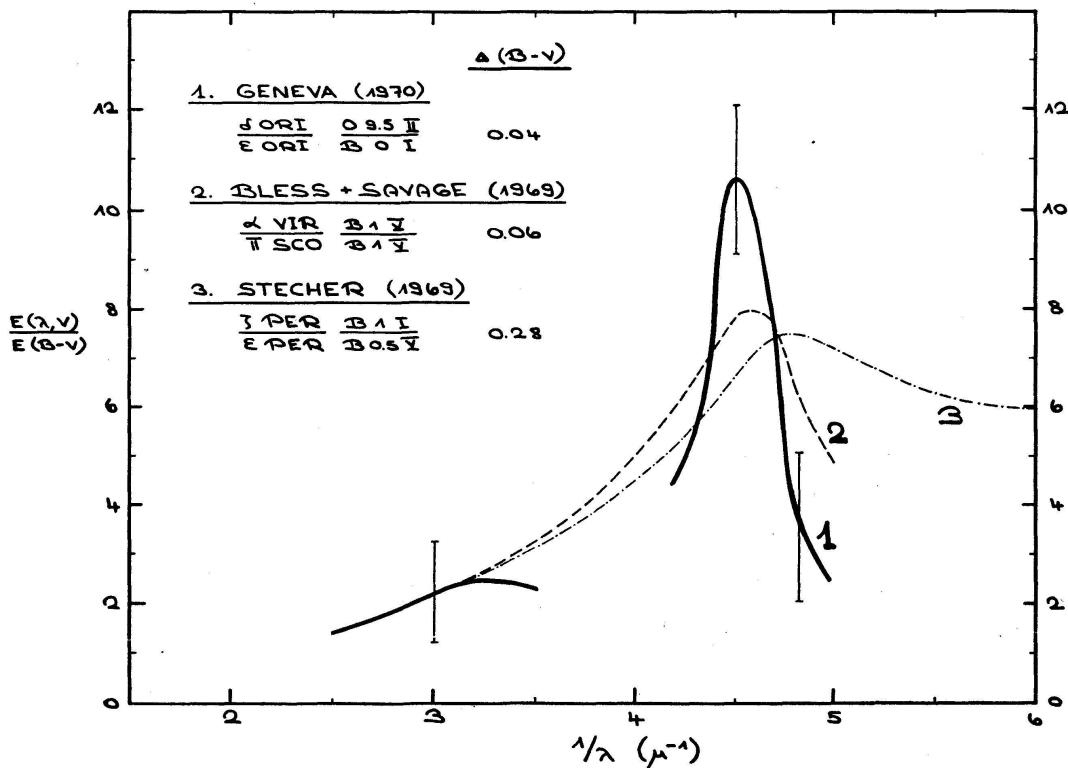


Figure 1
Interstellar Extinction

ozone is still important and thus brings the monochromatic signals just above the threshold of the film's sensitivity.

Figure 1 shows our results in comparison with two other extinction laws [3, 4]. Concerning the position of the peak at $4.5 \mu^{-1}$, we are in good agreement with the result presented by BLESS at the IAU symposium in Lunteren last year. But as you can notice, our result is affected by a large error in the amplitude of the peak. This is essentially due to the kind of normalization mentioned above.

Ultraviolet observations done by satellites, rockets or balloons show often rather large discrepancies which are essentially due to uncertainties in the instrument's calibration. The fact that our results are in good agreement with STECHER's and BLESS' observations is therefore of great significance since their payloads have been calibrated by NASA standards whereas our calibration was given by the fully independent standards of Heidelberg.

We are greatly indebted to NASA and the Swiss National Science Foundation for sponsoring this research.

REFERENCES

1. LEHMANN, M., NAVACH, C., HUGUENIN, D., CHMIELEWSKI, Y.: Verhandl.Schweiz. Naturf.Ges. 1969, p. 233.
2. GREEN, A.: Appl.Opt. 3: 203 (1964).
3. STECHER, T.P.: IAU Symp. No. 36, 24 (1969).
4. BLESS, R.C., and SAVAGE, B.D.: IAU Symp. No. 36, 28 (1969).

13. B. HAUCK (Institut d'Astronomie de l'Université de Lausanne et Observatoire de Genève) – *Etude préliminaire des étoiles du type δ Scuti dans le système photométrique de l'Observatoire de Genève*

Dans cette étude, nous avons recherché si le schéma de représentation tridimensionnelle (HAUCK 1968) que nous avions proposé pour les étoiles de type spectral A et F peut également s'appliquer aux étoiles variables du type δ Scuti. Du moment que l'amplitude de leur courbe de lumière est très faible (généralement de l'ordre du centième) nous pouvons estimer qu'elles ne se distinguent pas des étoiles normales dans le catalogue de l'Observatoire de Genève (RUFENER 1970).

Quelques étoiles de ce type, ou du moins reconnues pour le moment comme susceptibles d'y appartenir, figurent dans ce catalogue. Comme elles ont été mesurées pour une autre raison que leur appartenance à ce type les premières étoiles reconnues comme telles, notamment δ Sct, ζ Pup, δ Del, 20 Cvn et DQ Cep ne sont malheureusement pas mesurées.

Le paramètre B2-V1 ayant été proposé comme paramètre de température, nous avons comparé les valeurs de B2-V1 de ces étoiles avec leur type spectral. La relation est bonne et correspond à celle des étoiles normales. Nous avons également calculé, à partir du paramètre d , la magnitude absolue. La comparaison avec les magnitudes données dans la littérature, obtenues principalement à partir de parallaxes trigonométriques

ou du module de distance de l'amas, est également bonne puisque la moyenne des écarts, en valeur absolue, est de 0,2 mag.

Quant au paramètre Δm_2 , paramètre devant caractérisé le blanketing, nous trouvons qu'il a surtout des valeurs caractéristiques d'étoiles normales et non d'étoiles à raies métalliques. Ce dernier point est important car certains auteurs, dont BESSEL (1969), avaient suggéré que les δ Scuti pouvaient appartenir à la catégorie des étoiles à raies métalliques. Il nous semble que cette hypothèse provient plutôt d'une mauvaise interprétation du diagramme $m_1/b - y$ de STRÖMGREN, car les étoiles étudiées par BESSEL sont de classe de luminosité II, III et IV et de type spectral compris entre F0 et F5. Or il se pourrait fort bien que pour cet intervalle de température-là les géantes se trouvent dans un diagramme $m_1/b - y$ (ou $m_2/B2-V1$) dans la zone occupée par les étoiles à raies métalliques. Notre résultat va donc dans le même sens que celui de BREGER (1969) à savoir que les résultats photométriques impliqueraient une grande diversité d'abondance en métaux pour les δ Scuti. Ce point de vue est encore renforcé depuis le travail de BARRY (1970) puisque sa liste contient 12 étoiles de ce type et que 1 est classée (par rapport à l'intensité des raies des métaux) very weak, 5 weak, 3 strong, 1 very strong et 2 n'ont pas d'indication.

BIBLIOGRAPHIE

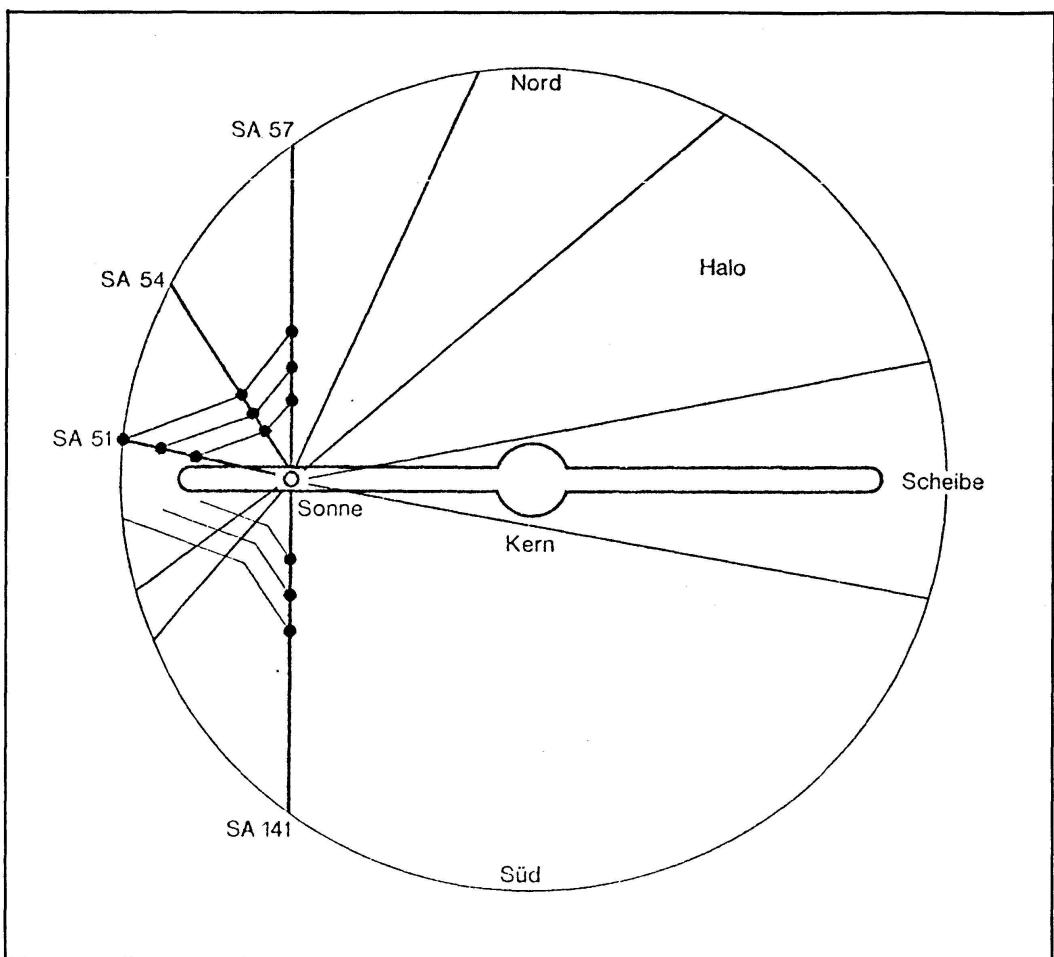
1. BARRY, DON C.: Ap.J.Suppl.Ser., 19, p. 281 (1970).
2. BESSEL, M. S.: Ap.J.Suppl.Ser., 18, p. 167 (1969).
3. BREGER, M.: Ap.J.Suppl.Ser., 19, p. 79 (1969).
4. HAUCK, B.: Publ.Obs.Genève, série A, n° 74 (1968).
5. RUFENER, F.: Sous presse (1970).

14. ROLF P. FENKART (Astronomisches Institut der Universität Basel) – *Vorläufige Ergebnisse des Basler Haloprogramms*

Eine wichtige Möglichkeit, mit dreifarbenphotometrischen Methoden einen Beitrag zur Erforschung von Ausdehnung und Struktur der Milchstrasse zu leisten, besteht in der Aufstellung von *stellaren Dichtefunktionen*, welche die Variation der Sterndichte in verschiedenen Richtungen von der Sonne bis in möglichst grosse Distanzen, getrennt nach Population, Leuchtkraftklasse und für verschiedene Intervalle absoluter Helligkeit, beschreiben.

In der Praxis können heute im RGU-System die Population II der alten (Halo-)Sterne von der Population I der jungen (Scheiben-)Sterne und innerhalb dieser die Leuchtkraftklasse V der Hauptreihenzwerge von der Leuchtkraftklasse III der Roten Riesen statistisch getrennt werden.

Ausserdem kann im Prinzip jedem dieser Sterne ein statistischer Wert absoluter Helligkeit zugeordnet werden, welcher, bei Kenntnis der Absorptionsverhältnisse, von seiner scheinbaren Helligkeit subtrahiert, gleichzeitig einen statistischen Wert für seinen wahren Entfernungsmodul liefert.



Bis in die Mitte der sechziger Jahre beschränkten sich die mit diesen dreifarbenphotometrischen Methoden bestimmten Dichtefunktionen wegen des Fehlens dreifarbenphotometrischer Kriterien zur Populationstrennung auf Felder niedriger galaktischer Breite, wo, innerhalb der galaktischen Scheibe, ein starkes Überwiegen der jungen Population I zu erwarten ist. Diese Untersuchungen, die wie die Lokalisierung von Spiralarmindikatoren der Bestimmung der Spiralstruktur dienten, sind aber wegen der starken interstellaren Absorption in der Milchstrasse auf einen Umkreis von 2 bis 3 kpc um die Sonne begrenzt.

Als Anfang der sechziger Jahre durch die Entdeckung des *Blanketingeffekts* die Dreifarbenphotometrie eine Möglichkeit erhielt – wenigstens im RGU-System –, eine statistische Trennung der Populationen I und II vorzunehmen, konnten die ersten Versuche angestellt werden, Dichtefunktionen auch in höheren galaktischen Breiten herzuleiten, d.h. in Richtungen, die sehr bald die galaktische Scheibe durchstossen und in den umgebenden Halo vordringen, wo dann nur noch die alten Population-II-Sterne, deren spektrale Energieverteilung durch das Fehlen des Blanketingeffekts charakterisiert ist, zu erwarten sind. Wegen des kurzen Verweilens dieser Blickrichtungen innerhalb der galaktischen Scheibe unterliegen die

Sterne dieser Halofelder keiner feststellbaren interstellaren Absorption, was nicht nur die dreifarbenphotometrische Auswertung in dieser Hinsicht erleichtert, sondern auch erlaubt, die Dichtefunktionen bis in viel grössere Distanzen zu verfolgen, als dies bei den Milchstrassenfeldern geringer galaktischer Breite der Fall ist.

Methodisch neu sind nach dem Gesagten für die Behandlung der Halofelder zwei Aufgaben zu bewältigen: Einerseits die *Trennung der Hauptreihensterne der beiden Populationen* im RGU-System, anderseits die *Zuordnung* statistischer Werte *absoluter Helligkeit* und damit (bei bekannter, absorptionsbefreiter scheinbarer Helligkeit) auch *wahren Entfernungsmoduls* zu den als *Population-II-Sterne* identifizierten Objekten.

Die erste Aufgabe wird durch den *Blanketingeffekt*, dessen Fehlen den alten Halosternen infolge ihres geringen Metallgehalts einen UV-Exzess gegenüber den jüngeren Scheibensternen verleiht, der sie im RGU-Zweifarbdendiagramm deutlich über die Hauptreihe der Leuchtkraftklasse V erhebt, und durch den sogenannten *Ausfalleffekt* geleistet, der auf der Beschränkung der Population I auf die galaktische Scheibe beruht und die Scheibensterne in den Zweifarbdendiagrammen immer schwächerer scheinbarer Helligkeit zunehmend ausfallen lässt.

Die zweite Aufgabe wird im Prinzip durch eine *Übertragung der Leuchtkrafteichung* der Population-I-Hauptreihe im Zweifarbdendiagramm auf die wegen ihres UV-Exzesses oberhalb derselben liegenden Halosterne gelöst. Die angedeuteten Methoden sind im Detail anderswo beschrieben [1,4].

Das Basler Haloprogramm umfasst in der berechtigten Annahme, dass die Sternverteilung im Halo im wesentlichen symmetrisch zum Kern oder doch wenigstens zur Scheibe sei, Blickrichtungen, die alle nahe einer Ebene verlaufen, die senkrecht auf dem galaktischen Äquator steht und durch Sonne und Zentrum geht (Normalebene). Darunter konnten bis jetzt die folgenden Richtungen bearbeitet werden:

- zu SA 51 [1] in Antizentrumsrichtung
- zu SA 57 [2] zum galaktischen Nordpol und
- zu SA 141 [5] zum galaktischen Südpol
- zu SA 54 [3], welches zwischen SA 51 und SA 57 liegt

Diese ersten Ergebnisse sind in unserer Abbildung zusammengefasst, welche einen schematischen Schnitt durch das Milchstrassensystem längs der Normalebene mit den Testrichtungen des Basler Haloprogramms zeigt. Auf den bereits untersuchten Richtungen zu den SA 51, 54, 57 und 141 sind schematisch gleichen Dichtewerten entsprechende Distanzmarken eingetragen und als rudimentäre Kurven gleicher Dichte versuchsweise miteinander verbunden.

Das Resultat bestätigt die Symmetrie der Halosternverteilung bezüglich der galaktischen Scheibe und suggeriert eine Abnahme der Sterndichte mit zunehmendem Abstand von der Sonne, am schnellsten in Richtung

SA 54, am langsamsten in Richtung SA 51 und dazwischenliegend in Richtung zu den Polen (SA 57 und 141). Es deutet so ein unvollständiges Halomodell an, das bei späterer Verfeinerung eine leichte Abplattung der Kurven gleicher Sterndichte in bezug auf die galaktische Scheibe erkennen lassen könnte, welche auf Grund einer wenigstens partiellen Teilnahme des Halo an der galaktischen Rotation nicht als a priori unplausibel von der Hand gewiesen werden darf.

LITERATUR

1. BECKER, W.: Z.Astrophys. 62: 54 (1965).
2. FENKART, R.: Z.Astrophys. 66: 390 (1967).
3. FENKART, R.: Z.Astrophys. 68: 87 (1968).
4. FENKART, R.: Habilitationsschrift, Basel 1968.
5. FENKART, R.: Astron.Astrophys. 3: 228 (1969).