

Rotverschiebung von Spektrallinien in der Sonnen-Chromosphäre.

von Paul Marmet (1932-2005)

Original übersetzt von M. Hüfner

Letzte Durchsicht:11.09.12

Zusammenfassung

Seit 75 Jahre ist eine unerklärliche Mitte-zu-Rand Veränderung der Wellenlänge der Wasserstofflinien im Sonnenspektrum bekannt. Viele Theorien sind entwickelt worden, um ihren Ursprung zu erklären. Obgleich neue Studien eine große Menge neue Informationen über die Chromosphäre¹ der Sonne, wie Asymmetrien von Linien aufdecken und verschiedene Massenbewegungen in den Körnchen, die zu Wellenlängenverschiebungen führen, kann keine Theorie die beobachtete Mitte-zu Rand Veränderung widerspruchsfrei erklären. Es wird gezeigt, dass die Theorie, die in diesem Aufsatz betrachtet wird, nicht nur diese Veränderung erklärt, sondern auch ihren Umfang ohne den Gebrauch von irgendwelchen justierbaren Parameter voraussagt.

1. Einleitung.

Die Widmung einer Sonderausgabe dieses Ausgabe (der Zeitschrift [IEEE Transactions on Plasma Science](#), Vol. 17 No: 2, April 1989) für Hannes Alfvén ist eine wohlverdiente Anerkennung seiner außerordentlichen Entdeckungen [\[1\]](#), die die Bedeutung des Plasmas im Universum gezeigt haben. Alfvéns Arbeiten führten zur Entdeckung des intergalaktischen Plasmas (Materie) als die Ursache der „*kosmischen Strahlung*“ die von Reber [\[2\]](#) beobachtet wurden. Es wird erwartet, dass intergalaktische Materie unelastisches Übertragung (Rotverschiebung) verursacht, wenn elektrodynamische Effekte (Bremsstrahlung) berücksichtigt werden [\[3\] - \[5\]](#). Es wurde gezeigt [\[3\]](#), [\[5\]](#) dass die durch Reber [\[2\]](#) berechnete Menge der Materie der theoretisch erforderlichen Menge der Materie [\[3\]](#) gleich ist, [\[5\]](#), die eine Rotverschiebung erzeugt, die gleich der Hubble-Konstante ist. Dieselbe Rotverschiebungstheorie [\[3\]](#), [\[5\]](#) führt auch zu anderen nachweisbaren Vorhersagen, wenn Strahlung die Chromosphäre der Sonne kreuzt. In diesem Fall wird eine Mitte-zu-Rand-Veränderung (CLV²) von Spektrallinien der Sonne vorausgesagt, wie unten gezeigt wird.

Die Mitte-zu-Rand-Veränderung von Spektrallinien der Sonne wurde zur Jahrhundertwende vom Stängel [\[6\]](#) und von Adams [\[7\]](#) berichtet. Ungefähr 200 Aufsätze sind zu diesem Thema seit damals erschienen. Die eindrucksvolle Anzahl von unabhängigen Beobachtungen und Diskussionen durch Adam [\[8\] - \[10\]](#), Finley-Freundlich [\[11\]](#), Schröter [\[12\]](#), Struve [\[13\]](#), Higgs [\[14\]](#), [\[15\]](#), Salman-Zade [\[16\]](#), Snider [\[17\]](#), Schatzman und Magnan [\[18\]](#), Hacke [\[19\]](#), Beckers und Cram [\[20\]](#), Reboul [\[21\]](#) und vieler andere, einschließlich der umfangreichen neuen Dokumentation seines unerwarteten Phänomens, plus die Tatsache, dass es hat keine widersprechende Beobachtung der

1 Die Chromosphäre (Chromos, griech.: Farbe) liegt direkt über der Photosphäre (weißes Licht, Kontinuum). Es ist eine "hauchdünne Gasschale", im Schnitt nur ca. 6.000 Kilometer mächtig. Hinsichtlich Dichte und Temperatur ist die Chromosphäre der Übergang zwischen Photosphäre und der inneren Korona.

2 CLV center-to-limb variation

Rotverschiebung der FeI-Linien gegeben hat, haben fest hergestellt, dass die Wellenlängen der Fraunhofer Linien im Sonnen-Spektrum vom Abstand zum Sonnenrand abhängig sind . Dieses CLV kann keine Konsequenz der Relativität sein, die voraussagt, dass alle Spektrallinien der Sonne mit einem Faktor von 2.12×10^{-6} rot verschoben sein müssen, und das sie somit unabhängig von der Position auf der Sonnenscheibe sein sollte. Dieses CLV wird überlagert von dem bekannten Dopplereffekt, resultierend aus der relativen Bewegung der Sonne und der Erde. Während jener letzten Jahre hofften Beobachter vergeblich, neue Tatsachen zu entdecken, aber die grundlegenden Beobachtungen des CLV haben sich in 70 Jahre nicht geändert, wie durch Howard et al. [22] und Dravins [23] angegeben wird: **„Die frühen Messungen von Evershed und von Royds [24] konnten unterschiedliche Linie-Verschiebungen ausreichend auflösen und neuere photoelektrische Instrumente erbringen praktisch identische Kurven“**.

Der Gegenstand dieses Aufsatzes ist, die Ergebnisse der genauen Berechnung entsprechend einigen Modellen zu beschreiben und festzuhalten, und sie mit experimentellen Daten zu vergleichen. Eins der Modelle, die hier betrachtet werden, folgt der Hypothese, dass das CLV durch die Dopplereffekte wegen der radialen Massenbewegung in der Photosphäre der Sonne und der Chromosphäre [13] verursacht wird, [25] oder von den Körnchen, wie von Schatzman und Magnan [18], Cavallini u.a..[26], Gurtovenko u.a. [27], Adam u.a.. [28], Brandt und Schröter [29], Becker und Nelson [30], Kaisig und Durrant [31] und anderen berechnet. Das hier zutreffende und von Marmet [3] - [5] berechnete Modell basiert auf der Tatsache, dass die Impulsübertragung der Photonen der Sonne auf die Elektronen der Atome der Solaratmosphäre Sekundärstrahlung wegen der Bremsstrahlung erzeugen. Die Energie dieser Bremsstrahlung wird von der Energie der Ausgangsphotonen weggenommen und führt zu eine Rotverschiebung. Solch ein Energieverlust ist ein natürliches Phänomen, das vor kurzem von Marmet [3]- [5] beschrieben worden ist . Keine justierbaren Parameter werden verwendet, und alle Konstanten sind entweder grundlegende physikalische Konstanten oder weithin bekannte Sonnenphänomene.

II. Die gegenwärtige Situation.

Messungen von solaren Spektrallinien (Natrium D-1 und Kalium 7699Å) sind von [32], [17] und [25] gemacht worden. Zuerst berichtete [17] über einen Widerspruch mit der Gravitationsrotverschiebung. Zwei Jahre später behauptete Shider [25] Übereinstimmungen mit der gravitationalen Rotverschiebung nach Auswahl seiner Daten (die Erdbewegung kleiner als -12mÅ). Das Fehlen jedweddes CLV, wie in [25] beobachtet und erklärt, liegt an der Tatsache, dass einige Linien **„über dieser Region, der Photosphäre, entstehen .“** Viele andere exotischen Erklärungen, wie Photonzerfall [20], Photonruhemasse ungleich null [19] und andere, sind betrachtet worden, um alle beobachteten Eigenschaften der rot-verschobenen FeI Linien zu erklären.

Beobachtungen von [14], [15], [33] (und von anderen) haben festgestellt, dass die Rotverschiebung der Linien nahe dem Rand größer ist, als der Wert, der durch die Relativitätstheorie vorausgesagt wird und sie wird von einer Asymmetrie der Linienprofile begleitet. Vor einigen Jahre sind Körnchen in der Sonne beobachtet worden, aber dieses Phänomen ist erfolglos gewesen, um das CLV zu erklären. Vor kurzem ist bestätigt worden [23], dass es in den helleren Körnchen eine Massenbewegung aufwärts gibt, und eine Abwärtsbewegung in den dunkleren intergranularen Wegen. Die neuesten Daten [34] erbringen gleichzeitige Auflösung bezüglich Zeit und Raum in den einzelnen Körnchen in einigen Spektrallinien und bestimmen die genaue Massenbewegung in den Körnchen.

Neue genaue Messungen [35] führten zu dem Glauben, dass es einen Meridianfluß auf der Sonnenoberfläche gäbe. Wieder wurde gehofft, dass solch ein Meridianfluß zur Erklärung der CLV-Verschiebung beitragen könnte. Vor kurzem haben in zwei verschiedenen Aufsätzen Cavallini u.a. [26], [33] gezeigt, dass, wenn einige Spektrallinien benutzt werden, ihre Daten nicht zu der manchmal beobachteten äquatorwärts gerichteten Massenbewegung passen, die ein „**unregelmäßiges CVL**“ und „**Widersprüche**“ ergeben.

Cavallini u.a. [26], [33] stellten in ihrem letzten Artikel fest, dass „**diese Widersprüche ein wenig die widersprüchlichen Ergebnisse reflektieren, die in den vorhergehenden Messungen durch andere Autoren erzielt wurden. Das zeigt, dass ein linienabhängiges unbekanntes Phänomen eine unterschiedliche Verschiebung der Breite bewirkt, welches wegen einer Massenbewegung angenommen wird,**“.

Es gibt verschiedene Tiefen des Verständnisses eines physikalischen Phänomens. Nach einer angemessenen Anzahl von Beobachtungen, versucht man normalerweise die Ergebnisse zu erklären (in diesem Fall die CLV) im Hinblick auf vorher bekannte Phänomene wie Relativität, Massenstrom, Körnchen, fehlerhafte Messungen, etc. . Wenn diese Versuche erfolglos sind, ist es nützlich, eine Datenanalyse zu machen und die Daten mit Reihen von Funktionen zu vergleichen, auf die willkürlich justierbare Parameter passen können. Wegen des Fehlens einer plausiblen Theorie ist solch ein „**parametrisiertes Modell**“ [23], [36] benutzt worden, um die experimentellen CLV-Daten anzupassen. Dieses mathematische Modell liefert eine gute Beschreibung der Daten, gibt aber kein wirkliches physikalisches Verständnis des Phänomens. Das Polynom, das durch Bruning [36] u.a. und Cavallini [26], [33] approximiert wurde, ist:

$$\Delta\lambda = b(1 - \cos\theta) + c(1 - \cos\theta)^2 + d(\cos\theta)^3 \quad 1$$

wo θ der Winkel zwischen dem Blickfeld und dem Sonnenradius ist und b, c und d justierbare Parameter sind. Da die ad hoc Parametern b, c und d keiner bestimmten physikalischen Quantität entsprechen, müssen sie experimentell angepasst werden. Es ist beobachtet worden [26], [33], dass die Koeffizienten b, c und d leider von der beobachteten Spektrallinie abhängen. Für einige Linien (6297,8 Å) gibt es ein geringfügiges, breites Minimum in der Rotverschiebung gerade um die Scheibenmitte, das aber nicht für die 6302,5 Å und 6301,5 Å-Linien existiert. Über diesen linienabhängige Effekt war bereit berichtet worden [37]-[39]. Das zeigt die Schwäche dieses „**parametrisierten Modells**“, welches nicht nur das physikalische Prinzip nicht erklären kann, das in b, c und in d berücksichtigt wird, sondern außerdem kann es nicht erklären, wie Massenbewegung zu der Linienabhängigkeit führt, die im Falle der drei Spektrallinien des Atomions beobachtet wird. Ein anderer Mechanismus [40] bezogen auf dem Compton-Effekt ist auch betrachtet worden.

III. Berechnungen

Zuerst werden die Berechnungen betrachtet, die auf der Theorie basieren, die die Bremsstrahlung berücksichtigt. In diesem Fall hat Marmet [3], [5] gezeigt, dass wenn ein Photon ein Atom oder ein Molekül trifft, die Energie des übertragenen Photons sehr wenig verringert wird. Dieses folgt aus der Tatsache, dass ein Sekundärphoton von extrem niedriger Frequenz [3] ausgestrahlt wird [5], dass die Energie des Primärphotons nur sehr wenig verringert.

Die Tatsache, dass die Photonenstreuung immer unelastisch ist und auch unabhängig gefunden worden ist, wurde vor einigen Jahren von Bethe und Salpeter [41] gezeigt und ist vor kurzem durch Jauch und Rohlich [42] bestätigt worden. Weil der Energieverlust extrem klein ist und der Betrag des Energieverlustes schwierig zu berechnen ist, ist dieser Mechanismus im Allgemeinen ignoriert worden. Man kann sehen, dass wegen der Bremsstrahlung diese unelastische Streuung immer zu einem Energieverlust führt und infolgedessen das übertragene Photon etwas

Energie verliert. Deshalb wird das Photon etwas ins Rote verschoben. Man kann sehen, dass der Energieverlust eher durch die Beschleunigung einer elektrischen Ladung (und folgt deshalb Maxwells Gleichungen), als durch einen Quanten- oder einen relativistischen Effekt verursacht wird. Quanten- und relativistische Effekte führen in diesem Fall nicht zu Energieverlusten. Da die Berechnungen von Energieverlusten wegen der Beschleunigung von Ladungen mit der Elektrodynamik behandelt werden, haben wir hier klassische elektrodynamische Effekte verwendet. Die Ergebnisse jener Berechnungen sind in [3], [5] berichtet worden. Es wird gezeigt, dass die Rotverschiebung, die produziert wird, von der Anzahl der Zusammenstöße mit Atomen und deshalb von der Menge des Gases abhängt, das die Flugbahn des Photons gekreuzt hat. Um den entstehenden Energieverlust (Rotverschiebung) zu berechnen, wenn Photonen die Sonnenatmosphäre kreuzen, müssen wir zuerst die Menge des Gases über der Basis der Chromosphäre bestimmen. Per Definition ist die Höhe des Sonnenrandes die Basis der Chromosphäre. Die Sonnengasdicke ist bekannt und als Funktion der Höhe gegeben [43].

Die Gesamtmenge des Gases, die die Strahlung durchdringen muss, bevor sie die Erde erreicht, wird über die verschiedenen Höhen in der Sonnen-Chromosphäre integriert. So erhält man die Spaltendichte, die in einer Spalte die mittlere Anzahl von Atomen und die Länge haben, die dem Abstand zwischen dem Punkt, in dem die Absorption stattfindet und dem Beobachter auf der Erde gleich sind. Ein zweiter Faktor berücksichtigt, dass sich für verschiedene Radien zwischen der Mitte der Sonnenscheibe und dem Rand, die Spaltendichte entsprechend der Sekante des Winkels zwischen dem Blickfeld und dem Sonnenradius zum Punkt, in dem das Blickfeld die Oberfläche schneidet, erhöht. Schließlich wird die solare Krümmung für die Strahlungstangente (oder nahe der Tangente) zur Sonnenscheibe oder nahe dem Rand auch berücksichtigt. Diese letzte Überlegung bewirkt, dass die Weglänge in der Sonnen-Chromosphäre am Rand begrenzt wird. In der Praxis haben wir gefunden, dass diese letzte Korrektur einen Ausdruck hinzufügt, der einen geringfügigen Beitrag zu unserem Zweck hat und durch die experimentelle Auflösung nahe dem Sonnenrand begrenzt wird.

Der Betrag der Rotverschiebung, der durch den Zusammenstoß von einem Photon mit einem Atom erzeugt wird, ist durch β gegeben. Dieser Parameter wurde in den vorhergehenden Aufsätzen [3],[5] R genannt. Es ist zu sehen, dass jedes Mal, wenn ein Photon ein einzelnes Wasserstoffatom oder -molekül auf seinem Weg trifft, das ursprüngliche Photon einen sehr kleinen Bruchteil β in der Größenordnung von 10^{-13} seiner Anfangs-Energie wegen Bremsstrahlung infolge der Impulsübertragung auf Wasserstoff in der Sonnen-Chromosphäre verliert. Das ist mit der Vorhersage der Quantenelektrodynamik in Einklang, wie bereits in [42] und [41] berechnet. Dieser kleine Energieverlust [3], [5] basiert auf folgenden Prinzipien:

1. Im Streuprozess zwischen der elektromagnetischen Strahlung und Atomen oder Moleküle betrachtet man normalerweise nur die Strahlung, die durch den Querdipol, induziert durch die polarisierte Strahlung, ausgestrahlt wird.
2. Es ist zu sehen, dass die Impulsübertragung, wenn elektromagnetische Strahlung durch Gase übertragen wird, einen axialen Dipol nach der Impulsübertragung erzeugt.
3. Diese axiale Impulsübertragung auf die elektrischen Ladungen (Elektronen) der Atome des Mediums erzeugen auch Bremsstrahlung, die völlig senkrecht (orthogonal) zum herkömmlichen Streuprozess (Querpolarisation) ist.
4. Marmet [3], [5] hat gezeigt, dass diese Bremsstrahlung einen Bruchteil β der Energie vom Anfangsphotons wegnimmt.

Wir müssen feststellen, dass, wenn wir uns im Allgemeinen mit allen möglichen Wellen beschäftigen, ein Wellenzug notwendigerweise immer mindestens zwei Frequenzkomponenten

besitzt. Die Frequenz ν_0 , die normalerweise gemessen wird, hängt mit der Änderungsgeschwindigkeit des elektrischen und des Magnetfeld zusammen. Da jedoch elektromagnetische Wellen nie eine Ewigkeit dauern, stirbt die oszillierende Wellenamplitude schließlich nach der Kohärenzzeit. Weil die Amplitude der Welle sich nach einem Zeitabstand $\Delta\tau$ auf null verringern muss, bezogen auf die Kohärenzzeit (was normalerweise viel länger als die Zeit von einem grundlegenden Zyklus ist), gibt dieses eine sehr niederfrequente Komponente ν_c (bezogen auf die Kohärenzzeit) der Welle. Es ist diese sehr niederfrequente Komponente, die für die neue Nicht-Doppler-Rotverschiebung [3] [5] verantwortlich ist, und die in der Vergangenheit immer vernachlässigt worden ist.

Im Falle der Strahlung des schwarzen Körpers wird die relative Energie β gegeben durch:

$$\beta = \frac{e^2 h}{3\pi\epsilon_0 c^5 m_e^2 C_4} T^2 = MT^2 \quad 2$$

wobei T = Temperatur des von der Oberfläche ausgestrahlten Lichtes ist, das e = Elektronenladung, h = Planck Konstante, ϵ = Permeabilität des Raumes, c = Lichtgeschwindigkeit, m_e = Elektronenmasse und C_4 = die kombinierte integrale und physikalische Konstante aus [5] $= 3.71 \times 10^{-23} \text{ s}^2 \text{ K}^2$ ist. Man findet:

$$M = 2.73 \times 10^{-21} \quad 3$$

Der effektive Querschnitt σ , der für den oben beschriebenen Energieverlust verantwortlich ist, ist nach [5] ungefähr gleich:

$$\sigma = 9\pi(2^{(4/3)})r_0^2 = 3.14 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \quad 4$$

wo r_0 = Bohrradius ist.

Die durchschnittliche Gesamtanzahl von Zusammenstößen (N_c) für eine Dichte der gegebenen Zahl (N_H) ist gleich:

$$(N_c) = \sigma(N_H) \quad 5$$

Da die Rotverschiebung ($\Delta\lambda$) pro Zusammenstoß β ist, findet man, dass die Gesamtrötverschiebung gleich ist:

$$(\Delta\lambda/\lambda) = \beta(N_c) = \beta\sigma(N_H) \quad 6$$

Diese Gleichung ist gültig für $(\Delta\lambda/\lambda) \ll 1$. Sie ist deshalb auch gültig nahe dem Sonnenrand, da in diesem Fall $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-6}$ ist.

Es ist schließlich zu sehen, dass die Spaltendichte des solaren Wasserstoffs, wie sie von der Erde gesehen wird, variiert als eine Sekante des Winkels θ zwischen dem Sonnenradius, die durch den beobachteten Punkt geht und der Sonnen-Erde-Linie. Man muss feststellen, dass ohne irgendwelche Kenntnis des oben beschriebenen Rotverschiebungsmechanismus, der nicht auf den Doppler-Effekt zurückzuführen ist, Findlay-Freundlich [11] die gleiche Gleichung vorschlug, da sie eine ausgezeichnete empirische Beschreibung der beobachteten Rotverschiebung ist. Findlay-Freundlich [11] fanden, dass die Rotverschiebung, die überall auf der Oberfläche der Sonne beobachtet wird (um 6100 Å herum) der Gleichung folgt:

$$\Delta\lambda = 1.85 \times 10^{-3} \text{ Sec } \theta \quad \text{Å} \quad 7$$

Wir wollen den Koeffizienten, der von [11] zu $(1.85 \times 10^{-3} \text{ Å})$ gemessen wurde, überprüfen. Der relative Totalverlust der Energie R_F dieser Photonen für $\theta = 0$ ist:

$$R_F = \frac{1.85 \times 10^{-3}}{6100} = 3.03 \times 10^{-7} \text{ per photon } 8$$

Theoretisch wird die Kohärenzlänge der Strahlung [5] durch die Oberflächentemperatur T der Sonne gekennzeichnet. Von [2] erhalten wir den relative Energieverlust β pro Photon-zusammenstoß gegeben durch:

$$\beta = M T^2 \quad 9$$

Von (2) wo

$$M = 2.73 \times 10^{-21} \quad T = 5770K$$

ist, finden wir:

$$\beta = 9.09 \times 10^{-14} \quad \text{per collision} \quad 10$$

Ein einzelner Zusammenstoß eines Photons mit einem Atom macht einen relativen Verlust von $\beta = 9.09 \times 10^{-14}$ aus. Die Anzahl von Zusammenstößen N_c in den Beobachtungen von Finlay-Freundlich [11] ist dann:

$$N_c = \frac{R_F}{\beta} = 3.33 \times 10^6 \quad \text{collisions} \quad 11$$

Von (4) und von (5) finden wir:

$$N_H = 1.06 \times 10^{22} \quad \text{atoms/cm}^2$$

Dieses ist die Spaltendichte, die bei $\theta = 0$ Grad auf der Sonne erforderlich ist, um die beobachtete Rotverschiebung als Funktion von θ zu erzeugen. Von van Allen [43 P. 165] finden wir, dass diese Spaltendichte 277 Kilometer über der definierten Basis der Sonnen-Chromosphäre entspricht. Bevor Spektral-Linien offenbar durch die Sonnen-Chromosphäre rot verschoben werden können, müssen die Atome des Eisens eine Absorption auf der Strahlung des schwarzen Körpers produziert haben, die durch die Photosphäre ausgestrahlt wird. Dann muss das Sonnenlicht, welches die Absorptionslinien enthält, durch eine beträchtliche Menge Gas weiter reisen, damit die Rotverschiebung stattfinden kann. Wie erwartet ist diese berechnete Höhe (277 Kilometer) knapp unterhalb der Höhe der maximalen Absorption (300 Kilometer) für Metalle wie in [43] berichtet und ist unterhalb einer Spaltendichte von 1.06×10^{22} atoms/cm². Dieses stellt dann eine auffallende Übereinstimmung mit experimentellen Daten dar.

Das berechnete CLV auf der Sonnenscheibe wird in Abbildung 1 als Funktion von $\sin\theta$ dargestellt und verglichen mit den Ergebnissen einiger anderer Methoden. Die Darstellung ist ähnlich der, die von Finlay-Freundlich [11] gegeben wurde, ($\Delta\lambda = 1.85 \times 10^{-3} \text{ Sec}\theta \text{ \AA}$). Sie kann jetzt abgeleitet werden von dieser von Marmet entwickelten neuen Theorie [3], [5] und von der oben berechneten Spaltendichte und den Daten, die von Allen in [43] berichtet und hier verwendet wurden, obwohl sie ursprünglich nicht zu diesem Zweck bestimmt waren.

Ein zweiter Satz Berechnungen von CLV ist für einen anderen Bereich von Radien auf der Sonnenscheibe zwischen $0.900 < (R/R_o) < 0.998$ durchgeführt worden und wird in der Abbildung 2 dargestellt.

In diesem Fall ist der Bereich der gewählten Radien der selbe wie der Bereich [14] von Higgs Messungen, und ein Fehler in den gedruckten Zahlen auf der y-Achse (X2) ist korrigiert worden. Wieder ist die Übereinstimmung mit den Experimenten [26], [33], [14] und [9] ausgezeichnet.

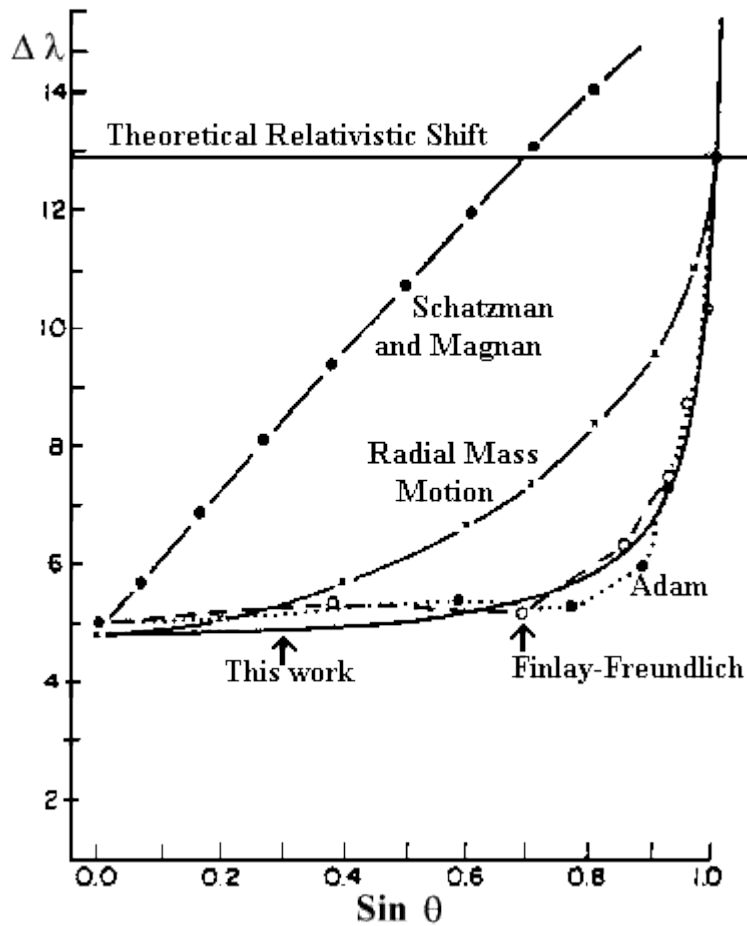


Abbildung 1: Rotverschiebung $\Delta \lambda$ von Sonnenlinien in Einheiten von $10^{-13} m$ als Funktion der Position auf der Sonnenscheibe (für $q = 0$ bis $1,0$).

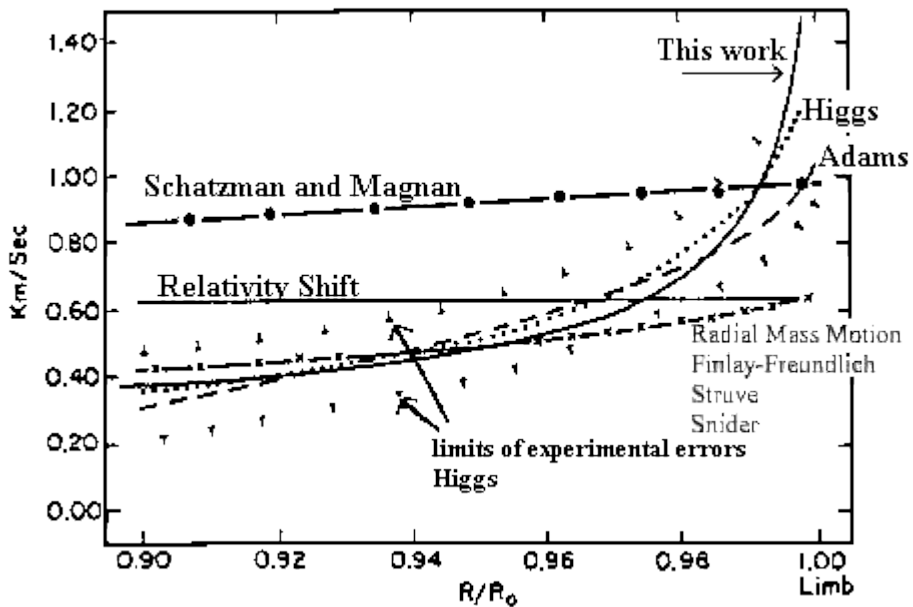


Abbildung 2: Randeffect von Sonnenlinien als Funktion der äquivalenten Radialgeschwindigkeit.

IV. Hochdruckphänome

A., Multi-Atom-Wechselwirkung

Wir haben gesehen, dass die Rotverschiebung von Spektrallinien auf der Sonne wie erwartet auf einer Höhe gerade unter der maximalen Absorption dieser Linien beginnt. Diese Höhe (277 Kilometer) über der Basis der Chromosphäre hat auch eine andere wichtige Eigenschaft - es beginnt eine Schwelle zu einem Hochdruckphänomen. Wie bereits in [5] angegeben, kann man sehen, dass, wenn die Kohärenzlänge der elektromagnetischen Strahlung länger als der Abstand zwischen den Atomen des Gases ist, ein einzelner Wellenzug Strahlung (ein Photon) die Möglichkeit hat, gleichzeitig auf mehr als ein Atom einzuwirken hat. Das heißt, ein einzelner Wellenzug kann mehrere Atome gleichzeitig polarisieren, und der Photonimpuls wird auf mehrere Elektronen gleichzeitig übertragen.

Zum Beispiel im Falle der Strahlung, die gleichzeitig auf ein Paar Elektronen (auf verschiedenen Atomen) einwirkt, hat die Gesamtenergie der von dem Elektronenpaar ausgestrahlten Bremsstrahlung einen gegebenen Impuls empfangen, der kleiner ist als der von nur einem Elektron ausgestrahlten Bremsstrahlung (deshalb die Hälfte der Masse), das den gleichen Gesamtimpuls empfangen hat. Das ist eine Konsequenz des Larmor-Gesetzes der Strahlung, das sagt, dass die Energiemenge, die durch Bremsstrahlung emittiert wird, linear mit der Ladung, die beschleunigt wird, zunimmt, aber quadratisch mit der Beschleunigung der Ladung. Infolgedessen ist es nur in dem Fall, wenn die Gasdichte einen niedrigen Wert hat, so, dass die Kohärenzlänge kleiner ist als der Abstand zwischen den Gasatomen, so dass man sicher sein kann, dass nur ein Atom auf einmal einwirkt und dass die erzeugte Rotverschiebung Formel (10) folgt. Oberhalb dieses kritischen Drucks wird die Rotverschiebung (pro Zusammenstoß) kleiner und muss bei einem viel höheren Druck praktisch verschwinden. Das heißt, dass eine Photon-Atom-Wechselwirkung zu einer Emission eines geringeren Betrags von Bremsstrahlung führt, wenn sich weitere Atome innerhalb der Kohärenzlänge des wechselwirkenden Atoms befinden.

B. Kritischer Druck

Es ist sehr schwierig, den kritischen Druck, über dem Bremsstrahlung nicht mehr mit voller Intensität ausgestrahlt wird, genau zu bestimmen. Man kann sehen [5, Abbildung 1] dass die Kohärenzzeit T_c der Strahlung des schwarzen Körpers bei halber Intensität durch den Ausdruck:

$$T_c = \frac{3.15 \times 10^{-12}}{T}$$

gegeben wird. Die Kohärenzlänge L_c ist dann

$$L_c = T_c \times c$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Mit einer Sonnentemperatur $T=5770$ K, findet man, dass die Kohärenzlänge L_c gleich $1,6737 \times 10^{-7}$ m ist.

Wir haben oben gesehen, dass die beobachtete Rotverschiebung in einer Höhe von 277 Kilometern über der Basis der Chromosphäre entsteht. Wir wissen, dass wir die Rotverschiebung von Photonen von der Rotverschiebung der Eisenlinien ermitteln können, die sich auf dem Planck-Spektrum überlagern. Es gibt zwei mögliche Gründe, warum Eisenlinien, bei einer Höhe unter diesen 277 Kilometer auf der Sonne nicht rot verschoben zu werden scheinen:

- a) Es könnte sein, weil es keine Eisenatome in dieser Höhe gibt, da die Absorptionslinien benutzt werden, um die Rotverschiebung zu ermitteln.
- b) Es könnte sein, weil der Wasserstoffdruck zu hoch ist und deshalb keine Rotverschiebung erzeugt wird.

Andererseits ist es bekanntes [43], dass eine maximale Eisenabsorption bei der Höhe von 300 Kilometer stattfindet, aber Eisenatome scheinen, in einer anderen Konzentration bei einer niedrigeren Höhe zu existieren. Wir können auch sehen [43], dass bei einer Höhe von 277 Kilometern die Gasdichte 10^{15} atoms/cm³ ist. Unter der Annahme einer festen Raumgeometrie kann eine grobe Schätzung des durchschnittlichen Abstandes zwischen den Atomen berechnet werden. Die Kubikwurzel der Gasdichte führt zu einem „durchschnittlichen“ Abstand von A_D von 10^{-7} m zwischen den Atomen. Da A_D im Wesentlichen nicht kleiner als die oben berechnete Kohärenzlänge L_c ist, stimmt die beobachtete Rotverschiebung der Eisenlinien, mit der Berechnung überein, dass der Druckeffekt ungefähr bei der Sonnenhöhe von 277 Kilometern beginnt zu wirken. Es ist nicht möglich, mit Präzision zu bestimmen, bei welchem Druck genau das „Hochdruck“ Phänomen zu erscheinen beginnt, weil man wegen des Hochdruckphänomens nicht genau den Kompromiss zwischen dem Fehlen der Eisenatome unterhalb 277 Kilometer und dem Fehlen der Rotverschiebung bestimmen kann.

C. Rotverschiebung in der Erdatmosphäre

Wir haben erklärt, dass elektromagnetische Strahlung, deren Kohärenzlänge viel länger als der interatomare Abstand ist, Bremsstrahlung nicht produzieren sollte. Mit der Sonnenstrahlung gibt der kritische Druck ungefähr 10^{15} atoms/cm³. Dieser gleiche Druck existiert in der Erdatmosphäre bei 73 Kilometern über der Erdoberfläche [43], und die Spaltendichte über dieser Höhe ist 1.5×10^{19} atoms/cm². Da dieses 700mal kleiner als die Spaltendichte über dem entsprechenden Punkt auf der Sonne (bei gleicher Dichte) ist, führt das zu einer Rotverschiebung in der Erdatmosphäre, die 700mal kleiner ist, als man auf der Sonne beobachtet. Infolgedessen ist keine wahrnehmbare Rotverschiebung in der Atmosphäre der Erde zu erwarten.

V. Andere Modelle

Wir wollen jetzt annehmen, dass das CLV eine Konsequenz des Doppler-Effekts sei, resultierend aus der radialen Massenbewegung in der Sonnenphotosphäre oder in der Chromosphäre, wie von Finlay-Freundlich [11], von Struve [13] und von Snider [25] berichtet. Es ist klar, dass die Geschwindigkeit solch einer Massenbewegung justiert werden muss, um die Rotverschiebung genau auf der Mitte der Scheibe zu kompensieren, und auch wird genau auf den relativistischen Wert auf dem Rand justiert, da jede Radialbewegung keinen Effekt auf den Rand hat, wie von der Erde gesehen. Es ist leicht in Abbildung 1 zusehen, dass zwischen 0,5 und 0,9 des Radius der Sonnenscheibe, die Massenbewegung zu einem CLV im kompletten Widerspruch zu den experimentellen Daten führt. Wiederum in Abbildung 2 über 0,90 sind diese anderen Modelle im völligem Widerspruch mit den experimentellen Daten.

Schließlich wollen wir die Versuchsergebnisse mit denen vergleichen, die unter Verwendung der Theorie der Mikroturbulenz vorausgesagt wurden, wie von Schatzman und Magnan [18] berechnet. Von [18, Gl. (29) Abb. 1] kann man sehen, dass die Rotverschiebung fast linear als Funktion der Position auf dem Sonnenradius variiert. Die gleichen Parameter wurden in [18] verwendet und geben eine Rotverschiebung auf dem Rand von 0,35 km/s an. Außerdem wird die Rotverschiebung in der Mitte der Scheibe mit einer richtigen Wahl der Parameter E/kT justiert. Die

Ergebnisse werden in Abbildung 1 und 2 gezeigt, und man kann wieder eine ernste Diskrepanz mit den experimentellen Daten bemerken, wie von Schatzman und Magnan in [18] selbst festgestellt: **„Tatsächlich, sagt unsere Theorie zu viel Rotverschiebungen voraus“**.

Andere modernere Arbeiten [26], [33], [20] zeigen, dass horizontale und vertikale Bewegung in der Solargranulation die Rotverschiebung, resultierend aus Massenbewegung innerhalb der Körnchen, erklären könnten, führen aber nicht zu der beobachteten CLV, die von so vielen Beobachtern berichtet wird. Außerdem berichten Beckers und Nelsons [30]: **„Eine quantitative Interpretation der Randverschiebung im Hinblick auf unser Konvektionsmodell führt jedoch zu Schlussfolgerungen, die gewissermaßen im Gegensatz zu unserem gegenwärtigen Konzept der Solargranulation stehen.“**

Die Schwierigkeit bei der Anwendung der vorhandenen Theorien, die Körnchen mit einzubeziehen, um CLV zu erklären, ist ausführlicher zu Beginn dieses Aufsatzes beschrieben worden und kann durch die neue Aussage (1984) von Balthasar [44] zusammengefasst werden: **„Bis jetzt existiert keine komplette und zufrieden stellende Erklärung für die Linien-Asymmetrien, die seit 1956 bekannt sind und für den Randeffect, der seit 1907 bekannt ist.“**

Schließlich muss ein anderer Kommentar hinzugefügt werden, da die Absorptionslinien verhältnismäßig breit (mehrmals weiter als die Rotverschiebung) und asymmetrisch sind. Ihre relative Verschiebung, die zur CLV führt, ist genau gemessen worden, aber ihre absolute Position innerhalb des einzelnen Linienprofils ist viel schwieriger festzustellen. Die Schwierigkeit von absoluten Messungen in Anwesenheit von Druckschwankungen und Konvektion erklärt möglicherweise eine kleine konstante Verschiebung über der Sonnenscheibe. In diesen Solarmessungen ist die Wellenlängenreferenz das Minimum [43] im Spektrum. Es ist den Spektroskopikern weithin bekannt, dass wegen der Linienformen und der Druckverbreiterung eine genaue Lokalisation von Atom- und molekularen Niveaus nicht notwendigerweise in der Position der maximalen Absorption aufgestellt wird, besonders wenn das Profil asymmetrisch ist. Die genaue Wellenlängendifferenz zwischen der tatsächlichen Position eines Atomniveaus und der Position der maximalen Absorption ist noch eine unbestimmte Größe in den Solarlinien.

Betreffs der Mitte der Sonnenscheibe ist es wichtig zu bemerken, dass Balthasar [44] über genaue Messungen berichtet, die zeigen, dass die beobachteten Wellenlängen **„stark von den Bildungstiefen der Linien abhängen: Die Linien, die in den höheren Schichten gebildet werden, zeigen größere Rotverschiebungen.“** Balthasar [44] berichtet auch, dass die Linien, die in den höchsten Schichten gebildet werden, **„Verschiebungen haben, die ungefähr der Gravitations-Rotverschiebung entsprechen.“** Um es klarer zu erklären, es wird in [45] berichtet, dass der Unterschied zwischen der Wellenlänge einer gegebenen Absorptionslinie des Eisens beobachtet in der Scheibenmitte und in den höchsten Schichten des Sonnen-Chromosphäre gebildet und der Messung dieser Wellenlänge im Labor genau der Gravitationsrotverschiebung gleich sei. Außerdem wird in [44] auch vermutet, dass die Geschwindigkeit **„der aufwärts steigenden Materie verlangsamt wird“**. Dieser Effekt erklärt die abnehmende Blauverschiebung der Strahlung, die bei einer zunehmenden Höhe bemerkt wird, wie von Crosswhite [45] experimentell beobachtet und von Balthasar [44] berichtet wird. Es ist extrem interessant, zu beobachten, dass die relativistischen Korrekturen, kombiniert mit der berichteten Aufwärts-Geschwindigkeit [44], [45], zu einer vertikale Geschwindigkeit von null in den „höchsten Schichten“ führt. Für die Mitte der Sonnenscheibe kann auch berechnet werden, dass die Doppler-Blauverschiebung, resultierend aus der Aufwärts-Geschwindigkeit von den „niederen Schichten“ die Rotverschiebung überkompensiert, die durch das Gas produziert wird. Wir sehen nun, dass die systematische Untersuchung der Tiefenabhängigkeit vieler Spektrallinien, die von Balthasar [44] durchgeführt wurden, für das Verständnis des Problems notwendig waren. Diese Schlussfolgerungen stimmen ausgezeichnet mit den Beobachtungen der neuen Rotverschiebungstheorie überein, die oben vorgestellt wurde.

VI. Linienprofile

Wie vorher angegeben [14], [15], werden experimentell gemessene Linienprofile geändert und werden nahe dem Rand asymmetrischer. Wie von Higgs [14], [15] und in neueren Aufsätzen angezeigt, ist diese Asymmetrie offenbar nie erklärt worden. Im Falle der Rotverschiebungen wegen der Bremsstrahlung auf Atomen sehen wir, dass die gleiche Methode, die für die Berechnung der Gasmenge in der Sonnen-Chromosphäre angewendet wird, angewendet werden kann, um die Linienprofile zu bestimmen. Es ist klar, dass die absorbierende Sonnen-Chromosphäre keine geringfügige Stärke hat und das absorbierende Medium das selbe ist, dass die Rotverschiebung erzeugt. Die Absorptionslinien, die im Gas im oberen Teil der Sonnen-Chromosphäre erzeugt werden, werden nur unerheblich rot verschoben, da die Photonen nicht genügend Gas durchlaufen, bevor sie die Erde erreichen. Andererseits erzeugt das Gas in geringerer Höhe spezifische Absorptionslinien, die rot verschoben sind, weil sie eine dickere Gasschicht durchdringen müssen, bevor sie die Erde erreichen. Das Endergebnis ist von der Erde gesehen, dass die Absorptionseigenschaften bei etwas verschiedenen Wellenlängen erscheinen, abhängig von dem Höhenbereich gesehen, in dem die Absorption in der Sonnenatmosphäre stattfindet. Ein größerer Höhenbereich erzeugt eine Verbreiterung der Absorptionslinien. Schließlich wenn der Absorptionskoeffizient nicht konstant ist, wie im Fall, wenn die FeI-Atome verschiedene Temperaturen und Dichten haben, werden die verbreiterten Linien asymmetrisch. Das ist genau das, was experimentell beobachtet worden ist [15].

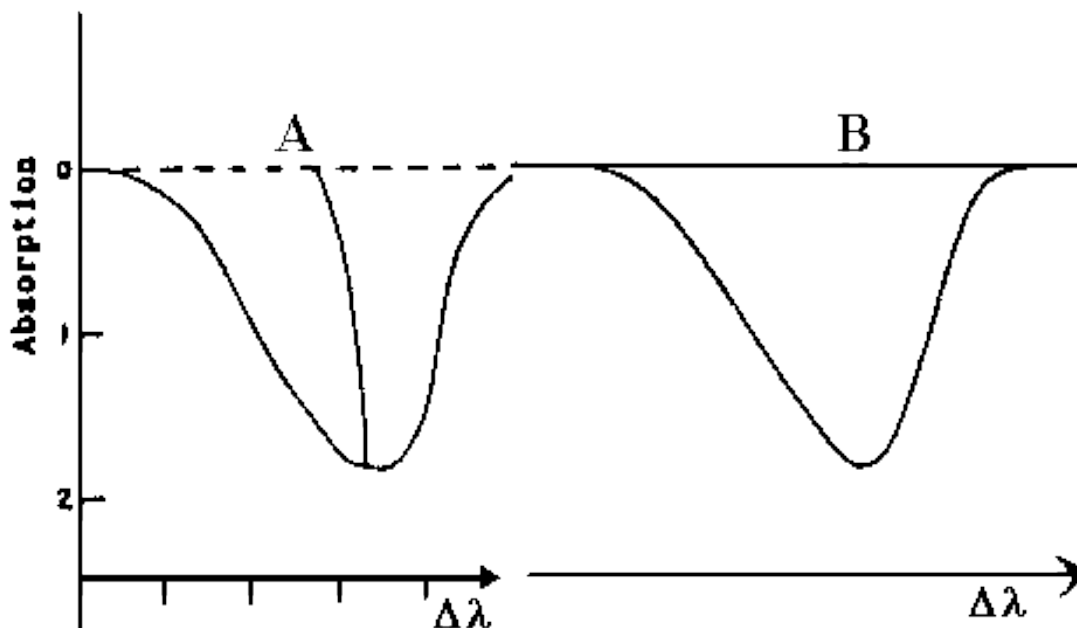


Abbildung 3: Kurve A ist das Linienprofil wie von Higgs [14] experimentell erhalten. Kurve B ist ein typisches theoretisches Linienprofil entsprechend dieser Arbeit

Wir wollen annehmen, dass das Linienprofil innerhalb einer Schicht eine Gaußverteilung hat. Das Absorptionsprofil, das von der niedrigsten Schicht (#1) kommt, ist rot verschoben und wird dem Profil hinzugefügt, das durch die folgende Schicht (#2) erzeugt wird, und so weiter. Man sieht dass das Profil von der Schicht (#1) mehr rot verschoben ist als das Profil der Schicht #2, wenn es die Erde erreicht. Eine Berechnung unter Verwendung von 40 Gaußfunktionen mit linear abnehmenden Amplituden ist als Beispiel verwendet worden, um den Beitrag von den

gleichmäßigen räumlichen Rotverschiebungen zu veranschaulichen (entstanden durch Schichten, die unterschiedliche Absorption haben). Es wird gefunden, dass dieses zu einer Breite führt, die dreimal so breit ist wie die Breite der Gaußfunktion (bei halber Höhe).

Das Ergebnis dieser Berechnungen zeigt, dass das berechnete Profil, dargestellt als „B“ in Abb. 3, einem typischen asymmetrischen Profil „A“ ähnlich ist, wie von Higgs [14, Abb. 4] beobachtet. Für eine größere Spaltendichte ist die berechnete Rotverschiebung in Bezug auf die Breite der Linien größer und hat eine größere Asymmetrie, wie experimentell beobachtet [14], [15] wurde. Schließlich kann gezeigt werden, dass die Asymmetrie unterschiedlich sein kann und sogar aufgehoben, wenn die Absorption unter verschiedenen Bedingungen stattfindet. Man muss feststellen dass die Rotverschiebung, resultierend aus Bremsstrahlung, wie in [3], [5] vorausgesagt, natürlich zu den Asymmetrien der Art führt, die in den Sonnenspektren beobachtet werden.

VII. Weitere Beobachtungen

Abgesehen von der Tatsache, dass die grundlegende Theorie, die von Marmet in [3], [5] beschrieben wird, zum ersten Mal die absolute Amplitude und die Form des CLV der Spektrallinien über der Sonnenscheibe ohne justierbare Parameter oder ad hoc Hypothesen erklärt, unterstützen einige Beobachtungen, für die es bisher keine klare Erklärung gab, die hier angewendete Theorie. Wir wollen zwei von ihnen anführen:

1) Vor sehr kurzer Zeit hat Balthasar [44] angegeben: „Ein **fehlender Randeffekt für einige Linien, die in den sehr hohen Schichten gebildet wurden, wurden von Schröter [46] *, Appenzeller und Schröter [37], Roca-Cortes u.a. [47] berichtet.** *.“ Solch ein Ergebnis, das auch von Snider [25] vor einigen Jahren beobachtet worden ist, wird natürlich von der Theorie abgeleitet, die hier vorgestellt wird, da keine Rotverschiebung in den höchsten Schichten erzeugt werden kann, weil es da eine unzulängliche Spaltendichte zwischen der Sonne und der Erde gibt, um eine messbaren Rotverschiebung zu erzeugen.

2) Balthasar berichtet in [44] ebenfalls, dass Bruning [36] „einen **stärkeren Randeffekt für die in der Höhe gebildete Linie bei 5250 Å als für die ebenfalls dort gebildete Linie bei 5576 Å**“ gefunden hat. Diese linienabhängige Veränderung der Rotverschiebung ist mit unserem Modell einfach zu erklären. Der größere Randeffekt der Linie 5250 Å liegt an der Tatsache, dass die Strahlung eine größere Menge (rotverschiebungsaktives) Gas durchlaufen muss, bevor dieses Licht den Beobachter auf der Erde erreicht.

So erklärt diese Theorie, die Bremsstrahlung berücksichtigt, exakt die absolute Amplitude des CLV, seine Veränderung als Funktion seiner Position auf der Scheibe und nahe dem Rand und sogar die Änderung in den Linienformen besonders nahe dem Rand, ohne irgendwelche ad hoc Theorien oder Parameter einführen zu müssen.

Danksagungen

Der Autor möchte die fruchtbaren Diskussionen mit Dr. G. Herzberg und Dr. P. Feldman vom Herzberg-Institut der Astrophysik bestätigen, ebenso mit Prof P. Marchand von der Laval-Universität, mit Dr. L. Higgs von der Abteilung des astronomischen Radioobservatoriums in Pentincton, mit B.C.Can., mit Dr. J.W. Kierein von der Abteilung für Luftfahrtsysteme, mit Dr. M. Proulx und Dr. P. Plessis vom nationalen Forschungsrat von Kanada, von Ottawa und mit L. Marmet von der Universität von Toronto.

Literaturhinweise

[1] A. L. Peratt "Dean of the Plasma Dissidents" Natural Sciences, The World and I. pp. 190-197,

May 1988.

- [2] G. Reber "Intergalactic Plasma" IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-14, pp. 678-682, Dec. 1986.
- [3] P. Marmet, "[A New Non-Doppler Redshift](#)" département de physique, Université Laval, Québec, Canada, 1981, p. 64.
- [4] P. Marmet, presented at the Symp. Fundamentals of Collision Processes in the Presence of Intense Laser Fields, St. Francis Xavier University, Antigonish, N.S., Canada, Aug. 12-16, 1985.
- [5] P. Marmet, "[A New Non-Doppler Redshift](#)" Physics *Essays*, Vol. 1 pp. 24-32, 1988.
- [6] J. Halm, Über eine bisher unbekannte Verschiebung der Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums, *Astron. Nachr.*, Vol. 173 pp. 273-288, 1907.
- [7] W. S. Adams, "An Investigation of the Displacements of the Spectrum Lines at the Sun's Limb", *Astrophys. J.*, Vol 31, pp. 30-61, 1910.
- [8] M. G. Adam, "Interferometric Measurements of Solar wave-lengths and an Investigation of the Einstein Gravitational Displacement", *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 108. pp. 446-464, 1948.
- [9] M. G. Adam, "Interferometric Measurements of Wave-lengths", *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 115, pp. 405-421, 1955.
- [10] M. G. Adam, "A New Determination of the Center-to-limb change in the Solar wavelengths." *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 119. pp. 460-474, 1959.
- [11] E. Finlay-Freundlich, "Red Shift in the Spectra of Celestial Bodies", *Phil. Mag.* Vol. 7 pp. 303-319, 1954.
- [12] E. H. Schröter, "Zur Deutung der Rotverschiebung und Mitte-Rand-Variation der Fraunhoferlinien bei Berücksichtigung der Temperaturschwankungen der Sonnenatmosphäre" *Z. Astrophys.* Vol. 41, pp. 141-181, 1957.
- [13] O. Struve, *Elementary Astronomy*, New York, Oxford Univ. Press. pp. 364, 1959.
- [14] L. A. Higgs, "The solar Redshift", *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 121, pp. 421-435, 1960.
- [15] L. A. Higgs, "Asymmetry of Solar Line Profiles", *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 124, pp. 51-59, 1962.
- [16] R. Kh. Salman-Zade, *Astron. Zh.* Vol. 46. pp. 589-599, 1969. (translation: "Limb Effect of the Fraunhofer Lines in the Solar Spectrum" *Sov. Astron. AJ.* Vol. 13, pp. 466-472, 1969).
- [17] J. L. Snider, "Atomic Beam Study of the 7699 Å Potassium Line and the Gravitational Red Shift" *Sol. Phys.* Vol. 12. pp. 352-369, 1970.
- [18] E. Schatzman and C. Magnan, "Shifts and Asymmetries of Lines Formed in a Thermally Driven Turbulent Medium, *Astron. Astrophys.* Vol. 38. pp. 373-380. 1975.
- [19] J. C. Pecker, "Décalage vers le rouge et expansion de l'univers." Paris: Éditions de CNRS, p. 619, 1977.
- [20] J. M. Beckers and L. E. Cram, "Use of the Solar Limb Effect to test Photon Decay and Cosmological Red Shift Theories". *Nature*, Vol. 280, pp. 255-256, 1979.
- [21] H. J. Rebol, "Untrivial Redshifts: A Bibliographical Catalogue". *Astron. Astrophys. Suppl.* Vol. 45, pp. 129-144, 1981.
- [22] R. Howard, J. E. Boyden and B. J. Labonte, "Solar Rotation Measurements at Mount Wilson". *Sol. Phys.* Vol. 66. pp. 167-185. 1980.
- [23] D. Dravins, "Photospheric Spectrum Line Asymmetries and Wavelengths Shifts" *Ann. Astron. Astrophys.* Vol. 20, pp. 61-89, 1982.
- [24] J. Evershed and T. Royds, "Report of the Kodaikanal Observatory", *Kodaikanal Obs. Bull.* Vol. 3, pp. 145-156, 1916.
- [25] J. L. Snider, "New Measurement of the Solar Gravitational Redshift". *Phys. Rev. Lett.* Vol. 28, pp. 853-856, 1972.
- [26] F. Cavallini, G. Ceppatelli and A. Righini, "Asymmetry and shift of Three FeI Photospheric Lines in Solar Active Regions" *Astron. Astrophys.* Vol. 143, pp. 116-121, 1985.
- [27] E. A. Gurtovenko, R. I. Kostic, T. V. Orlova, V. I. Troyan and G. L. Fedorchenko, "Profiles of

- Selected Fraunhofer Lines for Different Center-to-Limb Positions at the Solar Disk". Kiev, Naukova, Dunka, pp. 224, 1975.
- [28] M. G. Adam, P. A. Ibbetson and A. D. Petford, "The Solar Limb Effect: Observation of Line Contours and Line Shifts". *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 177. pp. 687-708, 1976.
- [29] P. N. Brandt and E. H. Schröter, "On the Center-to-limb Variation and Latitude Dependence on the Asymmetry and Wavelength Shift of the Solar Line I5576." *Sol. Phys.* Vol. 79. pp. 3-18. 1982.
- [30] J. M. Beckers and G. D. Nelson, "Some Comments on the Limb Shift of Solar Lines". *Sol. Phys.* Vol. 58. pp. 243-261, 1978.
- [31] M. Kaisig, and C. J. Durrant, "The Asymmetry of Photospheric Absorption Lines". *Astron. Astrophys.* Vol. 116. pp. 332-340, 1982.
- [32] J. W. Brault, "The Gravitational Red Shift in the Solar Spectrum" Ph. D. dissertation, Princeton Univ. Princeton. N. J. p. 87, 1962.
- [33] F. Cavallini, G. Ceppatelli and A. Righini, "Meridional and Equatorial Center-to-limb Variation of the Asymmetry and shifts of Three FeI Solar Photospheric Lines around 6300 Å". *Astron. Astrophys.* Preprint 7, 1985.
- [34] S. L. Keil, "The Structure of Solar Granulation 1: Observation of the Spatial and Temporal Behavior of Vertical Motions". *Astrophys. J.* Vol. 237. pp. 1024-1034, 1980.
- [35] B. J. Labonte and R. Howard, "Solar Rotation Measurements at Mount Wilson: III Meridional Flow and Limbshift" *Sol. Phys.* Vol. 80, pp. 361-372, 1982.
- [36] D. H. Bruning "Empirical Limb Effect Curves for the FeI Lines I5250 and I5576". *Sol. Phys.* Vol. 71. pp. 233-236, 1981.
- [37] I. Appenzeller and E. H. Schröter, "Center-to-limb Variations of the Intensity and the Wavelength of Several Fraunhofer Lines along the Sun's Polar and Equatorial Diameter". *Astrophys. J.* Vol. 147, pp. 1100-1105, 1967.
- [38] T. L. Duvall Jr., "Large Scale Solar Velocity Fields". Ph. D. dissertation, Stanford Univ. Palo Alto CA, 1977
- [39] T. L. Duvall Jr., "Large Scale Solar Velocity Fields". *Sol Phys.* Vol. 63. pp. 3-15, 1979.
- [40] J. W. Kierein and B. M. Sharp, Compton effect Interpretation of Solar Red Shifts", *Sol. Phys.* Vol. 3, pp. 450-453, 1968.
- [41] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, "Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms". Berlin Göttinger, Heidelberg: Springer-Verlag, pp. 369, 1957.
- [42] J. M. Jauch and F. Rohrlich, "The Theory of Photons and Electrons" New York, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, p. 364, 1980.
- [43] C. W. Allen, "Astrophysical Quantities", 3rd Edition, London: Athlone Press, Univ. of London, 1973.
- [44] H. Balthasar, "Asymmetries and Wavelengths of Solar Spectral Lines and the Solar Rotation Determined from Fourier Transform Spectra", *Sol. Phys.* Vol. 93. pp. 219-241, 1984.
- [45] H. M. Crosswhite, "The Iron-Neon Hollow Cathode Spectrum". *J. Res. Nat. Bur. Stand. Sect. A.* Vol. 79. p. 17. 1975.
- [46] E. H. Schröter, "Rotverschiebung und 'Limb-Effekt' im Sonnenspektrum" *Mitt. Astrophys. Obs. Postdam Nr.* Vol. 83. No:4, pp. 69-75, 1959
- [47] T. Roca-Cortes, M. Vásquez, and H. Wöhl, "Space and Time Variations of K1 7699 Solar Line Profile". *Sol. Phys.* Vol. 88, pp. 1-8, 1983.