

508
2



始



36.11.28



關口鯉吉著

科學叢書
第二編

太陽

岩波書店刊行

大正
14.12.17
內交



S. P. Langley Det.

典型的木脚黒點
一八七三年十二月二十五日米國アバニー天文臺にてフジノヘー見取

8

自序

日とともに進み月とともに歩むといふ文句が殆ど其儘にあてはめられるやうな自然科学殊に物理学の現勢は我々を驅つて地上に不可能事ならしむることが出来ようとまで妄信せしめずにはおきません。それは「實驗」の基礎の上に立ち「數理」の刃を閃かしてひた押し進む「精密科學」の勝に乗じた叫であります。然しながら我々は「數理」それ自らの存外弱い武器であることと人爲的實驗の及ばぬ範圍のあることを忘るゝことが出来ません。實驗室に於て我々の具に供される壓力は僅々數百氣壓、溫度は恐らく四五千度を限りとしませう。室内では數千噸の質量を取扱つて其作用を試みることは許さるべくもありません。而して僅か數百萬ボルトの電壓、其れが我々の左右し得る極限でありませう。又地上に於て直接我々の經驗し得る「時間」其は恐ろしく短いものであります。之等の限度を超えて極端の状態に齎らされた物體？其は常態を目標とする普通の科學の埒外に置かるべきものであるかも知れませんが事物の窮極にまで探り入らうといふ特別な

科學はやはり此にも目を着けねばなりません、其處に室内實驗行詰りの悲哀が可能であります。

星の世界は我々に一筋の活路を見せてくれます。而して一番手近かな星、それは我太陽なのです。自然の一大實驗場としての太陽、それを紹介することは正確科學の行く道を識らうとするものにとつて無益のことではありますまい。星の科學が「物」の科學の一分科若くは其應用的方面として之に負ふ所の甚大であるとともに物理學をどれほど誘導し今日の深きをなしたかはいふだけ愚かでありませう。舊物理學の根幹であるニュートンの原則が天文觀測で確實にされた古事に遡るまでもありません。新物理學の樞軸であるアインシュタインの相對性原理の實證が如何に太陽の觀測にたよらねばならぬか、新物理學の主な着眼點たる物質の内部組織に關する研究が如何に星や太陽の分光觀測に依つて促進されるか、物質とエネルギーの問題が如何にして太陽の研究から進展しつゝあるか、それを「科學」に目覺めつゝある「陽」の國の讀者に紹介したいといふ希、其れは果して我田に水を引くとのみ謗らるゝ仕方でありませうか。

かやうな希望を以て現著に筆を執つたのは既に五年も前のことでした。がなかなか私どもの企て及ばぬ仕事であるに氣付いて幾度か筆を擱いたのでした。殊に「參考になる本」との先輩知友の註文は少からず私を後込させたのです。通俗味を失はずに「役に立つ本」を書くといふ慾張つた望は遂に虻蜂とらずの謗に終つげたかを氣遣ひます。

筆を起してから五年の間に於ける學界の進歩はめざましいものであります。此間の變遷を十分に追從して「最近の趨勢」に重きを置き度い筆者の希望を幾分なりと實現し江湖の期待に添ふといふことは淺才の能くするところではなく、たゞ出来るだけ其のつもりで努めたことを買つて頂く外ありません。また書中何等獨創のほこるに足るものないのは愧ぢ入る所でありますけれども、一面に於ては各が一瓦一石を積むことに依つて其高きをなすといふ自然科學の本領に鑑みて寧ろ其分に安んずるところがないでもありません。要するに全卷は先人の事績の紹介と其説明に盡きて居ります。

本書に參照した諸家の著述は少くありませんが一々書き上げる繁を御免し下

さい。其主なものは巻末に掲げて置きました。また原論文の入手控へのあるものはなるべく之を引用し、やはり後に其書名、頁数を附記してあります。勿論重要な研究で記し漏らしたのも少くありません。殊に數理的の研究や特殊現象の記述の如きは相當注目に値するものが甚だ澤山にあります。其代表的のものに止めて大部分を割愛せねばならないのを遺憾に思ひます。

本書が太陽其物の物理的觀察を主眼としたため太陽關係の事柄で記述に漏れたものも二三にとゞまりません。例へば日食、月食の理論の如き、又太陽の位置、運動に關する事項の如きは其であります。又地上の現象に對する關係は我々に取つて最も興味深い問題であります。之に立入つて論ずるにはあまりに地球物理學の範圍に深入りせねばならず、また半途にして控へるのは全卷の調子に釣合はぬ憾があるので別著に於て詳述することとしました。

前記のやうに何度か澁つたものを持前のだから、急で近頃になつて一氣に仕上げたものです。から、雜然として統一のないものになつてしまひました。斯様な不束な著書を上梓して下さつた岩波君の御厚意は深く感謝せねばなりません。

また執筆中文獻の引用に關し公の圖書の參照を御許し下さつた海洋氣象臺長岡田博士の御寛容と終始各般の御注意を賜はつた先輩知友の御深切に對して厚く御禮を申上ぐる次第です。終りに插圖の調製に多大の御助力を賜つた一木茂君に負ふ所の少くないことをも附記して謝意を表します。

大正十四年六月

神戸海洋氣象臺官舎にて

關 口 鯉 吉

目次

第一章 歴史的概観……………一—一〇頁

近代的研究の始まり—黒點週期の發見—分光術と太陽研究—太陽熱の起源に關する理論の開展—太陽瓦斯體說—輻射と對流の役目—光球と彩層—紅焰と黒點の關係—コロナの性體—輻射壓—黒點の性體—太陽面の磁場—光學格子及び寫眞乾板の應用—單光寫眞術の偉効—ドツプラー原理の應用と自轉速度—太陽輻射の測定—新物理學の功果

第二章 太陽を構成する物質……………一一—五七頁

一分光術……………一一—一六頁

目次

スペクトルの発見—ソヂウム線の発見—電弧スペクトルの創始—フ
ラウンホーファー開線の発見—キルヒホフと分光術の原則—電子の
振動と輻射壓力密度電場磁場の影響

二 太陽観測装置概要

一六—一九頁

赤道儀—赤道儀式太陽寫真儀—水平式太陽寫真装置—シオロスタツ
ト—塔狀望遠鏡

三 太陽スペクトルの概観

一九—四二頁

可視スペクトルの範圍—ローランドのスペクトル表—フラウンホー
ファー線の波長及び元素—地球大氣の作用—太陽吸収線と空氣線と
の判別—酸素の吸収線—太陽スペクトル線の元素の決定法—ローラ
ンド四面格子—太陽に存在する元素—太陽に於ける元素の檢出—酸
素—水素—バルマー級バツシエン級—リッツ級—ファウラー級—ビ

ツカリング級—ヘリウム—金屬元素と非金屬元素—四圍の條件とス
ペクトル線—化合物—炭素—バンドスペクトルに就て—特殊元素の
スペクトル—コロニウム

〇四

スペクトル線の成因に關する理論から見た

太陽の物質

四二—五七頁

ボーアのスペクトル線成立論—電離原子のスペクトル—電弧スペク
トルと火花スペクトル—サハ氏の電離説—カルシウムのスペクトル
—水素及びヘリウムのスペクトル

第三章 火球太陽

五八—七九頁

五 太陽の形状

五八—七五頁

球形の想定—太陽半径の測定法—視差及び距離—距離測定法概要—

視半徑の測定—測微器—ヘリオメター—視直徑の變化—赤道及び兩極半徑の差—太陽の膨脹收縮—シユミットの說—臨界面—幻視輪廓

六 太陽の質量及び密度……………七六—七九頁

質量測定法—質量—密度—表面重力—内部の状態

第四章 太陽の光熱……………八〇—一八二頁

七 太陽常數の測定……………八〇—一〇二頁

ニュートン時代—ハルシエル及びビエの太陽輻射測定—太陽常數—
グイオの日射計及び太陽常數測定値—オングストレオーム日溫計—
シャイナリの測定—本邦の測定—スミソニアン式日溫計並に其使用
法—アボット式流水日溫計—アボットの測定値—地球大氣の太陽輻
射に對する影響—ブーゲーの法測及び其應用—波長と透過率—エネ

ルギー曲線—太陽常數各年平均値

八 太陽常數の變化……………一〇二—一一二頁

ラングレイの研究—アボットの發見—黒點數との關係—短週期變化
—太陽自轉との關係—オングストレオームの實驗式—其解釋—黒點
と地球上層大氣の關係—長週期變化の檢出し難き所以

九 太陽面の光輝……………一一一—一二〇頁

フーコー、フィゾーの實驗—ラングレイの測定—表面光度の分布—太
陽雰圍氣の影響—短波光と長波との相違—太陽大氣の擴散と選擇吸
收—輻射平衡論から見た光度分布—異常分散說に據る説明—光輝コ
ントラストの變化及び其輻射變化との關係—對流とコントラスト

一〇 恆星として見たる太陽の光輝……………一二一—一二四頁

恆星の光度階級—ツオルナーの太陽光度測定—ビツカリング、ファブ
リー、セラスキ等の測定—寫真に依る測定

一一 太陽の溫度……………一二四—一四九頁

太陽面に於ける輻射の強さ—輻射と溫度との關係—ニュートン及び
デュロングの法則及び之に基ける太陽溫度—ステファン・ボルツマン
法則—黒體放射の溫度—ウィルソンの太陽溫度測定—フェリー及び
ミロシヤンの測定—シャイナーの測定—アボットの測定—エネルギー
—曲線と溫度の關係—ウィーンの法則—ルンマー、プリングスハイム
の實驗—ブランクの法則—ウィーン法則に基く太陽溫度測定—ラン
グレー及びアボットの測定値—ブランクの法則に基く太陽溫度測定
—プラスチックの測定—ウィルシング、シャイナーの測定—有效溫度
と眞溫度—平山博士の研究—サハの電離説の應用—ファウラー、ミル
ンの研究

一二 太陽エネルギーの源泉……………一四九—一八二頁

太陽エネルギーの損失量—表面の冷却率—太陽の冷却との關係—太
陽熱の補給—ニュートンの彗星落下説—マイヤーの流星落下説及び
其難點—ヘルムホルツの收縮説—收縮説の檢證と恆星發展論—收縮
説と地質學上の根據—化學變化に依る熱の發生—原子の崩壊に依る
エネルギーの發散—質量とエネルギーの相互轉換

第五章 太陽面の諸現象 其一……………一八三—二四二頁

一三 太陽面の斑紋……………一八三—一九五頁

黒點の發見—黒點の態様—黒點の層位—白斑及び其層位—黒點の大
さ—粒狀斑—其態様—羊斑—單光寫真術—スペクトル線の反彩現象
—分光太陽寫真儀の構造—緬羊斑

一四 太陽隆角、光冠及び彩層 ……………一九五—二〇一頁

彩層—隆角(紅焰)—隆角の所屬—隆角と彩層の平時觀測—コロナの古記録—コロナの外觀

一五 太陽面現象生滅の過程 ……………二〇一—二〇六頁

黒點の發生と消滅—黒點生涯の概括—黒點の壽命—黒點の復活—白斑粒狀斑及びコロナの生涯—隆角の生滅—單光寫眞の斑紋

一六 太陽面諸象の盛衰期 ……………二〇六—二二二頁

黒點數増減に關するシュワツペの研究—黒點循環期—週期の伸縮—黒點相對數—黒點面積—白斑の増減—隆角の頻度—黒點數曲線の解析—ウォルフ、シユスタ、平山、木村諸氏の研究—三三年週期の意義

一七 太陽面諸象の分布及び配列 ……………二二二—二四二頁

黒點配列の五型式—雙子黒點—環狀及び楕内狀配列—單光寫眞斑紋の配列及び集團—隆角と緬羊斑並に開織との關係—太陽黒點の出現域—白斑の出現域—隆角の出現隆—黒點最頻帶の移動—隆角最盛帶の移動—コロナ流線の分布及び太陽活動期との關係—コロナと隆角の關係—コロナと黒點、白斑との關係—南北兩半球の差—東西の不對稱

第六章 太陽面の諸現象 其二……………二四三—三八〇頁

一八 太陽諸現象の動的觀察 ……………二四三—二六二頁

黒點の不規則運動—黒點及び白斑各部の發散的運動—黒點の渦動性に關する直視觀察—單光寫眞畫に於ける渦動形象—隆角の運動—ド

ツブラー原理に依る運動の測定—隆角スペクトル線の曲歪—隆角の渦状運動—黒點渦動速度の分光器測定—エバーシエツドの研究—セント・ジョンの向心速度垂直分布測定—スペクトル線の強さと層位の關係—垂直分速度の研究—渦動の根元—渦の旋廻方向

一九 太陽の自轉及び其の大氣の一般大循環……………二六二—三〇五頁

黒點の運動と自轉—ガリレイ時代の測定—黒點の東西運動と太陽赤道との關係—太陽黒點の觀測法—自轉週期の測定値—自轉角速度の赤道加速度—赤道加速度の實驗式に關する諸説—自轉と黒點の壽命—白斑の觀測から求めた自轉速度—カルシウム斑の自轉速度—分光器的自轉測定—層位に依る自轉の不等—自轉速度の南北不對稱—自轉速度の變化—南北流の檢出

二〇 太陽面諸形象の光と熱……………三〇六—三五四頁

黒點の黒さ—黒點輻射の性質—黒點の「黒さ」の原因—歴史的管見—黒點のスペクトル線から見た溫度—實驗と觀測—カルシウム羊斑及び白斑の光源—彩層のスペクトル—閃光スペクトル—彩層瓦斯の厚みの測定—線の強さに關する特點—火花線と彩層線の關係—吸收線及び閃光線の強さと層高—太陽大氣中に於ける元素の配列—常時の觀測に依る彩層線の波長測定—異常分散説に依る彩層及び黒點スペクトルの解釋—コロナの光度及び其分布—コロナの色—コロナの偏光—コロナの自發光—螢光作用—コロナのスペクトル—コロニウム—太陽活動とコロナのスペクトル—太陽細塵と太陽折力—太陽細塵の噴出説—太陽細塵の流星説—コロナ粒子の相互衝突—輻射壓と宇宙開展論—黃道光とコロナ—コロナ輝線の成因

二一 太陽スペクトル線の偏移及び態様と

太陽大氣の物理的状態……………三五四—三八〇頁

壓力のスペクトル線に對する影響—太陽縁邊スペクトル線の偏移—
 ハームの研究—アグムスの研究—エバーシエツド及びロイツの研究
 —上層瓦スの沈降—密度効果—ポール効果^{エフエクト}—最近の太陽氣壓測定法
 —理論上から見た太陽の氣壓—相對原則に據るスペクトル線の偏移

第七章 太陽面に於ける電磁現象 : 三八一—三九八頁

二二 黒點に於ける磁力 : 三八一—三九三頁

帶電粒子の運動と磁場の生成—ゼーマン効果—ゼーマン効果に依る
 黒點磁場と層位の關係—旋向と所屬半球の關係—黒點數循環期に伴
 ふ磁極性の轉換—渦動粒子の荷電

二三 太陽全體の磁性 : 三九三—三九八頁

大なる同轉體の磁性—太陽全體の磁性の測定—磁極と自轉極との距

り—磁場の強さと層高の關係

第八章 數理的考察 : 三九九—四七一頁

二四 基本方程式 : 四〇〇—四〇四頁

オイラーの運動方程式及び其變形—ポテンシアル函數—平衡状態を
 表はす式—平衡の種類—對流平衡と輻射平衡

二五 エムデンの瓦斯球論 : 四〇四—四二四頁

ポリトロープ平衡—方程式の變形—解の特質—不可縮流體の場合—
 $n=1$ の場合—級數展開的解法—斷熱平衡—均溫平衡—輻射平衡— $n=1$
 $\frac{4}{3}$ の場合熱の補給の問題—溫度、密度、壓力の分布

二六 輻射平衡論 : 四二四—四三八頁

基礎概念—靜水力學的方程式—エネルギー出入の方程式—ポリトロ
プ平衡との關係— γ の場合—温度、密度、壓力の分布—表面の流出
エネルギー

二七 新輻射平衡論……………四三八—四五六頁

エドントンの理論—輻射壓の影響—基本方程式—エネルギーの出入
—吸收率一定の假定—輻射量と内在質量の關係—エネルギー補給の
問題—輻射壓と全壓との關係—温度と壓力、密度との關係—方程式の
解—質量と輻射壓の關係—密度大なる星體の解—ミルンの理論—表
面光輝の分布—太陽大氣の氣温遞減率—電離論から見た氣温遞減率
—自轉の影響—温度の南北傾度

二八 太陽瓦斯の東西分運動に關する
數理的研究……………四五七—四七一頁

自轉の問題—ウィルシングの理論—内部摩擦の影響—自轉不均等の
維持—ハルツァーの理論—ウィルチンスキーの理論—自轉と太陽の
形—赤道加速度の成因—チャンパーリン、ミールトンの微惑星說—二
太陽間の相互作用

第九章 太陽の性體……………四七二—五一三頁

二九 太陽の實體に關する學說の開展……………四七二—四七三頁

三〇 太陽の性體に關する近代學說……………四七三—四七九頁

ツオルナーの學說—液體、固體核の存否—高温高压の下に於ける物質
の性狀—臨界温度—連続スペクトルの成因

三一 黒點及び關係諸象の性體……………四七九—四九九頁

キルヒホフの學說——ツオルナーの黒點論——セツキの説——ファイエの
 黒點渦卷論——シユミット及びジュリウスの異常屈折説——エムデンの
 黒點論——オツボルツァーの黒點論——エクホルム、ゼルマイヤーの惑星
 影響説——流星群と太陽活動循環期——ハーム等の脈動論

三二 太陽の生立と行末……………四九九—五一三頁

天體の開展——星雲説——カントの説——ハーシエルの説——ラブラースの
 説——星雲説の缺陷及び其更正——チャンバリーリン、ムールトンの微惑星
 説——ポアンカレ、ダーウイン、ジーンズの回轉體の形狀に關する研究
 ——ラツセルの星辰開展論——エヂントンの星體構造論——收縮過程——太
 陽の末路

插圖目錄

一、寫眞版

口	繪	典型的太陽黒點(ラングレー)	
第一	版	米國ヤークス天文臺口径四〇吋望遠鏡	一五
第二	版	ウィルソン山天文臺シオロスタット	一七
第三	版	ウィルソン山塔狀望遠鏡	一九
		同上地下室裝置	一九
第四	版	太陽スペクトル	二一
第五	版	太陽兩縁のスペクトル線相對偏移	二三
		フラウンホーファーA帯の構造	二三
第六	版	スペクトル測定器	二七
		諸元素のスペクトル	二七

第七版

測微器構造

測微器外觀

太陽のエネルギー曲線及び其のスペクトル概観

恆星スペクトル階級

太陽全面の寫眞

ガリレオ手記の太陽黒點

典型的黒點

太陽黒點擴大圖

太陽黒點群(ウィルソン山)

短時間を隔てて撮りたる太陽面寫眞二つ

普通太陽寫眞

C_αのH₂單光太陽寫眞

單光太陽寫眞の一部(H₂)

單光太陽寫眞の一部(H_α)

第七版

測微器構造

測微器外觀

太陽のエネルギー曲線及び其のスペクトル概観

恆星スペクトル階級

太陽全面の寫眞

典型的黒點

太陽黒點擴大圖

太陽黒點群(ウィルソン山)

短時間を隔てて撮りたる太陽面寫眞二つ

普通太陽寫眞

C_αのH₂單光太陽寫眞

單光太陽寫眞の一部(H₂)

單光太陽寫眞の一部(H_α)

第十六版

單光太陽寫眞の一部(Fe及びH_β)

第十七版

單光太陽寫眞の一部(H₁及びH₂)

第十八版

H_β線太陽單光寫眞の一部

第十九版

H_β線太陽單光寫眞

第二十版

噴出狀隆角と浮游狀隆角

第二十一版

隆角を十分間を隔てて寫せる圖

第二十二版

太陽コロナ

第二十三版

黒點の環狀配列

第二十四版

黒點の橢圓形配列

第二十五版

單光太陽寫眞

第二十六版

コロナの分類

第二十七版

太陽黒點の出現緯度

第二十八版

黒點中に吸込まれたる水素羊斑

第二十九版

黒點部のスペクトルの變態(其一)

同	上(其二)	二四九
同	上(其三)	二四九
同	上(其四)	二四九
第二十六版	太陽黒點のスペクトル(模型)	二五五
	太陽黒點のスペクトル(寫眞)	二五五
	太陽自轉に依るスペクトル線偏移	二五五
第二十七版	日食の閃光スペクトル	三二五
第二十八版	サジタリウス星座の星雲	五〇三
第二十九版	雙子座NGC二三九二惑星狀星雲	五〇五
第三十版	土星の環	五〇七
	NGC六八五三ダンベル型星雲	五〇七
	NGC五八六六紡錘狀星雲	五〇七
第三十一版	渦狀星雲(螺旋狀星雲)	五〇九

二、插圖

第二圖	太陽寫眞儀構造	一七
第十一圖	水素スペクトル線の配列(其一)	二八
第十二圖	水素スペクトル線の配列(其二)	三二
第十三圖	太陽視半徑	五九
第十六圖	ヘリオメターの構造	六三
第十七圖	ヘリオメターの原理	六四
第十八圖	太陽地球黒點等大さの比較	六五
第十九圖	シユミットの理論參考圖(其一)	七三
第二十圖	シユミットの理論參考圖(其二)	七四
第二十一圖	グイオの日溫計	八三
第二十二圖	オングストレオーム日溫計	八四
第二十三圖	スミソニアン式日溫計	八六

第二十四圖	日射と太陽の高度の關係	九二
第二十五圖	輻射の強さと通過氣層の厚さ	九三
第二十六圖	ポロメターの原理	九四
第二十七圖	太陽のエネルギー曲線	九六
第二十九圖	波長別太陽輻射と通過氣層の厚さ	九八
第三十圖	太陽常數の變化	一〇三
第三十一圖の一	太陽黑點數と太陽常數の關係	一〇六
第三十一圖の二	太陽常數の變化	一一〇
第三十二圖	太陽面上各種光線の分布	一一六
第三十三圖	輻射エネルギーの曲線	一三三
第三十四圖	黑體輻射と太陽のエネルギー曲線	一三九
第三十六圖	極座標	一六一
第三十七圖	恆星絶對光度とスペクトル階級	一六九
第四十三圖	太陽黑點の投影短縮	一八七

第四十五圖	カルシウムH線の反彩現象	一九〇
第四十六圖	ソヂウムD線の反彩	一九一
第四十七圖	單光寫真原理	一九二
第四十八圖	單光寫真の原理	一九二
第五十四圖	平常の日に於ける隆角觀測法	一九七
第五十五圖	平常の日に於ける隆角觀測法	一九八
第五十八圖	年中黑點皆無日數の變化	二〇七
第五十九圖	黑點數逐年變化曲線	二一〇
第六十圖	隆角の頻度曲線	二一四
第六十四圖	黑點と隆角の分布	二三〇
第六十五圖	噴出狀隆角の分布	二三一
第六十六圖	黑點帶の移動	二三二
第六十七圖	隆角出現帶の移動	二三三
第六十九圖	黑點活動の南北の相違	二三八

第七十六圖 黑點瓦斯的運動に依るスペクトル線の波形……………二五三

第七十九圖 黑點の周圍に於ける瓦スの向心及び發散速度の
垂直分布……………二五七

第八十圖 太陽赤道及び兩極の見掛の状態……………二六三

第八十一圖 太陽東西縁のスペクトル線相對偏移……………二八〇

第八十二圖 自轉による東西縁の地球に對する相對運動……………二八一

第八十三圖 自轉速度の分布……………二八五

第八十四圖 太陽自轉速度の變化……………二九四

第八十五圖 太陽自轉速度の變化……………二九五

第八十七圖 吸收線の強さと層高の關係……………三二八

第八十八圖 太陽大氣中の元素の配列……………三二九

第八十九圖 異常分散の爲に生ずる輝線……………三三一

第九十圖 太陽大氣中を通る光線の徑路……………三五九

第九十一圖 鐵のスペクトル線に對する磁力の影響……………三八三

第九十二圖 太陽面の磁場を示すゼーマン線裂……………三九五

第九十三圖 太陽磁場と層高の關係……………三九七

第九十四圖 a 溫度と中心距離の關係……………四一五

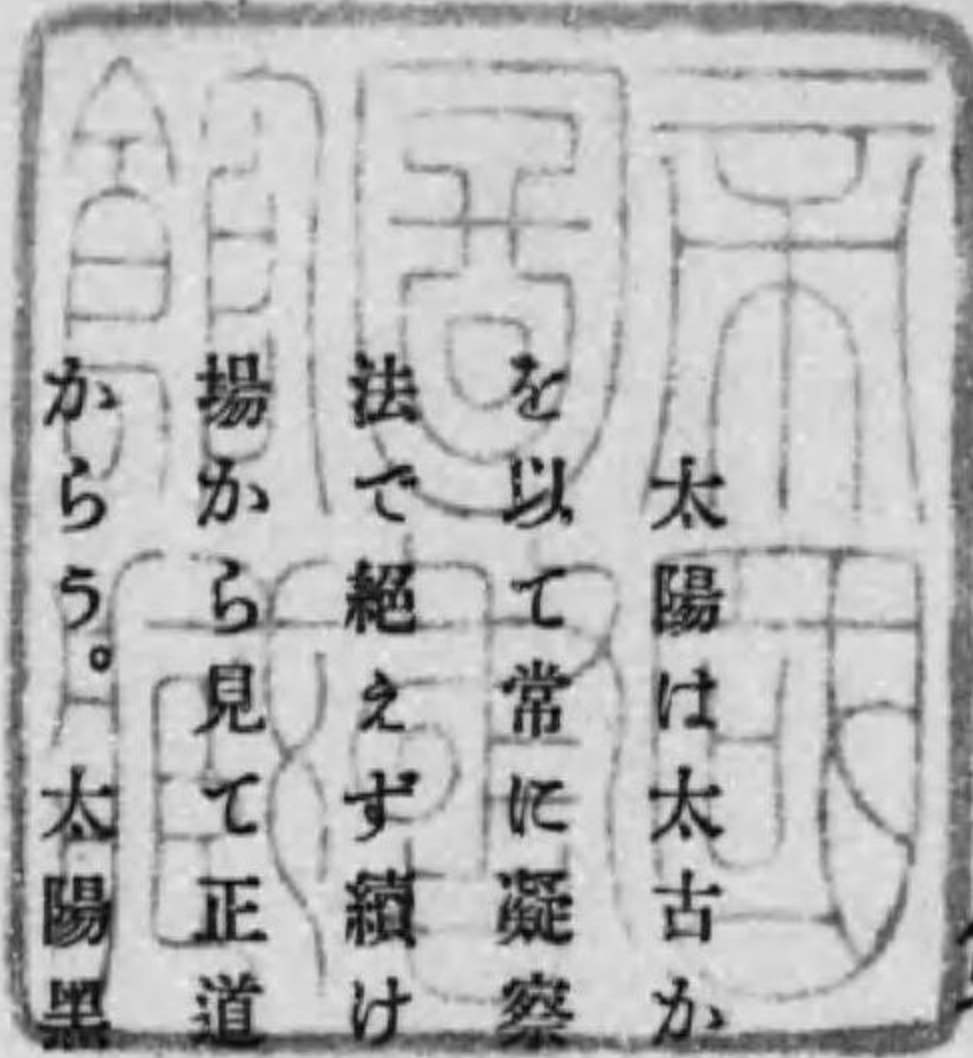
第九十四圖 b 密度と中心距離の關係……………四一六

第九十五圖 異常分散に依る黑點の成立……………四八六

第九十六圖 太陽内部に於ける不連續面……………四八九

太陽

第一章 歴史的概観



太陽は太古から各民族の間に於ける最高の崇敬物象であつて、驚異と好奇の眼を以て常に凝察されて居た關係から、其實體に關して熱心な研究が時代相應な方法で絶えず續けられて居たことは容易に窺はれることであるが、現今の學術的立場から見て正道に歩み出したと考へられるのは漸く十九世期中頃と言つてよからう。太陽黒點の週期的増減に關するシュウアツベ Schwabe の發見及び黒點と併行せる地球磁力の變化を摘出したサバイン Sabine の研究は蓋し其序幕である。次いで西紀一八六〇年キルヒホフ Kirchhoff が太陽スペクトル中の闇線の起源に對して説明を下し、地上に散在する元素が太陽雰圍氣中にも含有さるゝこと

を指摘するに至つて吾人の太陽に關する智識は一大飛躍を爲したのである。要するに分光術の應用は太陽研究法に一大革命を齎らし、従前行はれた種々の學說を根柢から覆へし了つたのである。

當時理論的方面に於て新研究法の行手を示したものはエネルギー不滅の原則であつた。太陽が熱を放散して次第に冷却する結果收縮する。換言すれば太陽の各部は一步一步其中心に向つて低下する。其結果位置のエネルギーを減じて熱に轉換する。是が西紀一八五三年にヘルムホルツ Helmholtz の唱道した所謂「收縮説」であつて、幾千萬年に亘つて絶大な光と熱を放ち些かも衰勢を示さない太陽エネルギーの源泉が此説に依つて一半の解明を得た次第である。實は斯様な源泉から來るエネルギーは全放散量の一小部分を補給し得るに過ぎぬのであるが、五里霧中に彷徨して居た當時の學界にとつてはヘルムホルツの假設は實に天來の福音であつたのである。

太陽の實體が固體か液體か將又瓦斯體かと言ふことは久しい間の疑問であつた。固體でないことは熱の放射量から算出さるゝ至高の溫度に據つて争はれな

いのみならず、熱を放射する結果外面が次第に冷却する理であるにかゝはらず、溫度低下の兆なく常に變らぬ光を放つて輝いて居るのを見ると、内部からの熱の補給が極めて迅速に行はるゝものとせねばならぬ故、流體であるに相違ない。分子と分子の間を徐行する熱の傳導ではまだ、いゝ。熱灼せる物質其物の突進即ち激烈な對流や輻射に依るエネルギーの傳達が這般の補給に主な役目をなすものとせねばならない。従つて太陽を構成する物質は大體瓦斯狀に在るものと考へてよい。エネルギー不滅の大原則の上に組立てられた熱力學が實驗的方面に於ける分光器と併んで太陽の性體を究むる上に絶大の威力を有する武器であることに異議が無いとしたならば、太陽の體内でエネルギー轉換の任に當る「輻射」と「對流」とは太陽に於ける諸現象の本流であらねばならぬ。就中前者は量子論の上に建て直ほされた新熱力學の途上に歩む理論天文學の新人が争つて着眼する所となつた。獨のシュワルツシルト Schwarzschild、英のエヂントン Eddington は其旗頭と崇むるに躊躇しない。

我等の呼んで日輪となすものの其外輪、而して燦然たる白光に輝く其表面、そこ

には白斑あり、黒點あり、粒狀斑あり、狂瀾の岸に碎くる刹那にも似た黒點生滅の光景、之等千種萬様の姿態を望遠鏡裡に現出して吾人を迷宮に導かずにはおかない其舞臺。其は光球 *photosphere* と呼ばれ、今は昔天文学のルネサンス以前に於て主なる観察対象であつたものである。そこから射出する光を吸収してスペクトル帯に闇線を現はさしむる薄絹の衣、それは分光器の威力に醒めたルネサンスの獲物であつた。當時數百軒と推定された其厚みは恐らく千の一字を冠するやう訂正されねばなるまい。萬丈の紅焰を吐いて奈落の火海を忍ばずする外輪彩層は日食皆既の瞬間に於ける讚嘆の的であつたがヤング *Young*、ジャンセン *Janssen*、ロッキヤー *Lockyer*、ハール *Hale* 等の苦心は遂に之を平時の観測圈内に引入るゝに成功した。彩層が水素、カルシウム等の稀薄な瓦斯の混合物であることは分光學の確認するところであるが、其物理的若くは化學的狀態に至つては未開の領域として吾人の前に残されて居る。紅焰の焰先が時に虚空に漂ひ或は天際に沖する偉觀に至つては實況に接した経験のない著者の語る資格なきことを遺憾とせざるを得なす。

紅焰と黒點の關係、之も疑無いものとして近頃の観測で握り得た一事實である。其はやはり日食なき平日迄も紅焰観測を可能ならしめた分光術の極致に歸せねばならない。紅焰の域外に擴がる乳白の薄光をコロナと呼ぶのは冠の意と聞くが、其性體は現今迄持越された謎語である。分光術の指示する所に據れば、其光は一部は彩層の外圍を包む稀薄な瓦斯の發光とも認められるし、又一部は紅焰の飛沫が冷却したために凝固して出来る微粒子の數限り無く雲集したものが強烈な輻射壓に壓し出されて放射狀に漂ひ流れて居る所に、光球の光を受けて照り輝くものとも見られる。

輻射壓が宇宙成生觀上輕視されぬ役目を有することは今世期の初頭に於てアレンヒウス *Arrhenius* 等の強調して以來次第に重要な地歩を占むるに至り、強烈な輻射の存在する瓦斯狀天體の内外に於ける現象の考察には通常の瓦斯壓力と併んで理論の本筋に取り入れらるべき代物となつた。

コロナより發する起源不明なる異様の光は舊來コロナウムと呼ぶ一種の元素の存在を假定して之を説明して來たものであるが、輻射學の進歩と太陽面の電氣

的狀態の考究に伴つて其は陰極線の一種であらうとの見解が有力となりつゝある。とまれ其性狀の途方も無く稀薄なものだと云ふことは其占取域に於ける太陽重力の凝集作用から考へても又彗星の通過に際し毫も抵抗を及ぼさず且些かも之を遮蔽せぬ過去の事實に見ても否むことが出来ない。

黒點の性體は分光器の活用によつて一步一步開明の域に近づいては居るが未知の領域は限り無く残されて居る。中央の闇黒な本陰影が凹みだか隆起だかさへも未だ最後の斷案を下すまでに至らない。黒點の溫度が一般光球面より低いといふことはラングレイ Langley 等の輻射測定やロツキヤー Lockyer 及びハール Hale 一派の低溫度に特有なスペクトル闇帯の研究に待つて争はれぬ事實と認められるに至つたが、低溫の原因に關しては未だ歸趨を得るに至らない。

黒點の附近及び太陽全般に互る磁場の發見は太陽物理学に於ける一大躍進と考へるに躊躇するものはあるまい。而して此方面に於ける研究の創始者ハール Hale の卓見は萬古に其名を残すに足るであらう。其はやがて黒點に附隨して帶電微粒子の渦動が存在することの證據となり、ひいてはエバーシット Evershed

やセント・ジョン St. John をして黒點や白光斑附近に於ける瓦斯の運動の直接測定に踏みこましむる動機となつただらう。而して今日に於ては、もはや黒點の渦動性を疑ふものは殆どあるまい。然しながら、一步其成因に立入つて考ふるときは依然として闇中摸索である。其週期的増減及びそれに伴ふ黒點帶の移動は黒點の成因に探り入る一筋の小蹊とも見らるゝが、其自身また一つの迷路として發見後數百年の今日に残されて居る。

太陽の分光器的研究の達成は半ばは器械の進歩に頼るものと見られる。ローランド Rowland の凹面光學格子 concave grating が太陽スペクトルの波長の測定を精確ならしむるに如何程の效績があつたか、優良な寫真乾板の應用が分光器的研究に測り知ることの出来ない便宜を齎したことは特に高唱の價值があらう。

一八六八年以來三十年間太陽彩層の研究資料が縁邊のスペクトル撮影に限られて居た間は如何に心細いものであつたらう。それにつけてもハール Hale 及びデランドル Deslandres の創始に成る太陽面の單色撮影法は實に有難いものと言はねばならない。然し吾々はハール及びデランドルに謝する前に先づ強度の分散

能を應用して平時紅焰を撮影し得る原理に氣付いたヤングの卓見を賞さねばなるまい。ヘール等が單色寫眞を創めたのは三十年の昔であるが今日でも未だ其應用は初期にあるものと言つてよい。今日其效績を數へあげるのは尙早の感あるも之に依つて太陽大氣の上層に於ける瓦斯體の運動や輻射のぐあひが展開され、黒點の構造や其の紅焰に對する關係に少からぬ光明を投じたことは特筆せねばならない。

ドップラー Doppler 原理に基いて發光瓦斯の運動をばスペクトル線の變位に依つて測定することが五〇年の昔英國のノルマン・ロックヤー Norman Lockyer に依つて太陽大氣の運動に應用されたのは之亦太陽研究法に一つの新时期を劃したものと云へよう。之に據つて紅焰の變形から推定された絶大な瓦斯の速度に別途の確證を與へることが出來たことは自然の順序とはいへ讚嘆を惜んではならない。從來黒點の運動に據つて一半を知り得た太陽自轉の速度竝に其緯度に伴ふ變化はヤング、フォゲル、ツォルナー等の草分によつて分光器的研究の的となり、茲三十年の間に於ける精測の結果は層位の高低や黒點循環期に伴ふ自轉速度の變

化をさへ檢出するに至つたのである。

簡單なるが如く見えて容易ならぬのは太陽輻射の測定である。プイン Püillet の輻射計が玩具に類すると笑ふ者があるならば爾來二十世期の初に至る迄ずいぶん久しい歲月の間に太陽常數の測定にどれ程精確さを加へたかを考へて見るがよい。ラングレイの苦心、金に飽かしたスミソニアン學會の施設、畢生の仕事として魂を打ちこんだアボット Abbot の根氣を以てしても僅か一バセント内外の精確度を贏ち得たに過ぎないではないか。然しながら多年疑はれた黒點數變化に伴ふ輻射の増減を實際に檢出し得たアボットの功績は太陽物理學の歴史を飾る一頁として決してロッキヤー、ヘール等の偉業に比して見劣りするものではない。是が氣象學者の頭に如何に響いたかは氣象學界近來の趨向を見れば想半ばに過ぐるものがあらう。之によつて變光星の一例を我太陽に見出し得たことは更に大きな意義あるものと言はねばならぬ。斯くして「宇宙」の開展に於ける「統整」觀念はいやが上にも我等の行手を照らさずには置かない。

更に又量子假設に基礎を置く新輻射學の應用に依り太陽大氣の性狀に探り入

る一道の小蹊は茲四五年間に顯著な開拓を経洋々たる前途を示して吾人を誘はずには置かない。其は新らしき物理学と天文学との融合點である、行詰まりかけた天體物理学は之によつて新らしい生命を得ること必定である。

第二章 太陽を構成する物質

一 分光術

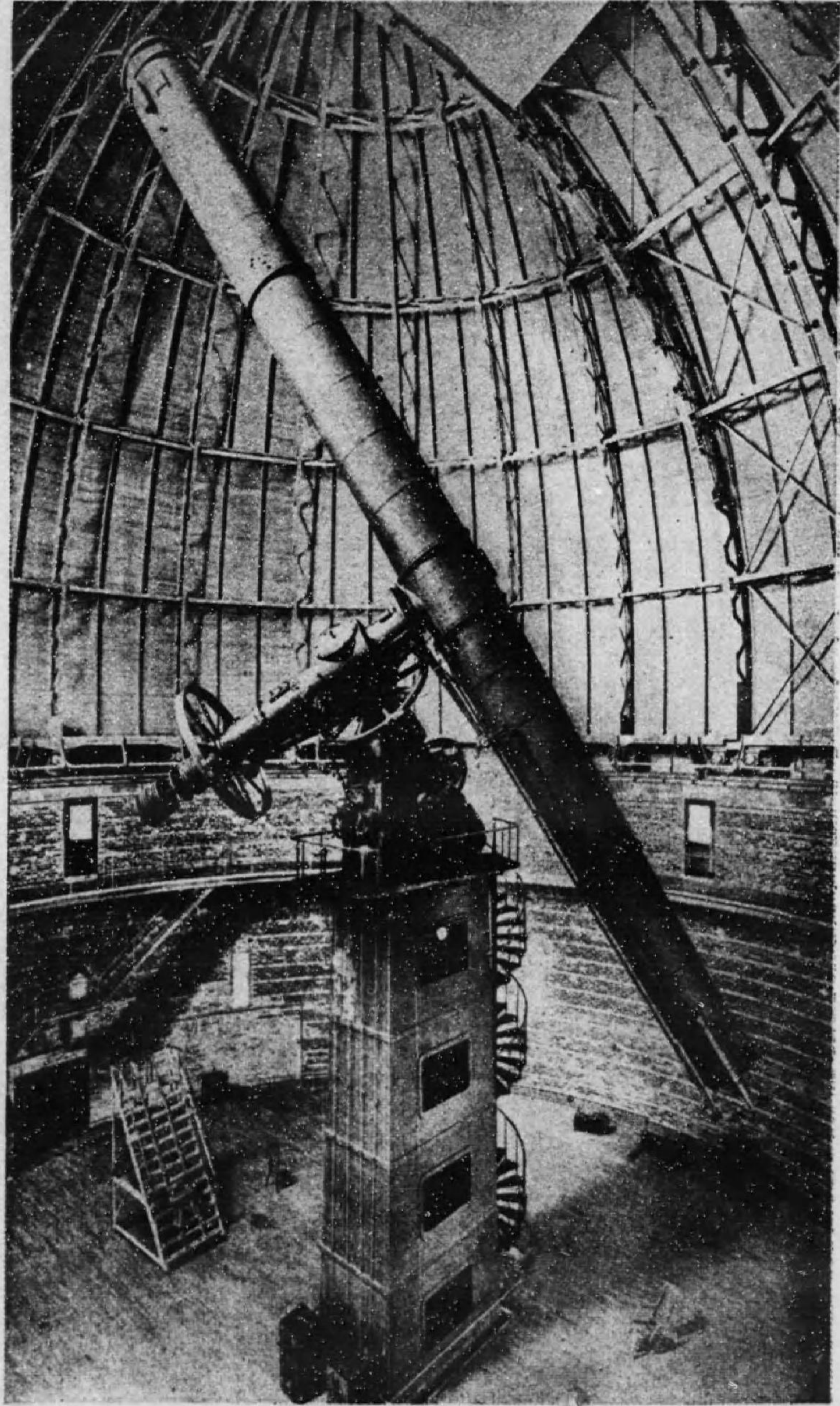
太陽に存在する物質を検出する唯一の方法は太陽光線の分析である。白光を一つのプリズム若くは一連のプリズムを通して観測するとき其が一つの色帯即ちスペクトルに擴がることは三百年の昔に知られた事實だが、⁽¹⁾スペクトルの特性が光源の物質に依關することを初めて見出したのはトーマス・メルヴィル Thomas Melvill と云ふスコットランドの學者である。西紀一七五三年メルヴィルが種々のソヂウム鹽類を混じた酒精の焰をばプリズムで検査中スペクトルの中にいつも一定の色位を有する黄線の現はれ居ることを認めたのは蓋し今日太陽物理学に威力を振ふ分光術の草分であらう。次いでモーガン Morgan、ウォラストン Wollaston の研究を經、ミュンヘンに於けるフラウンホーファー Fraunhofer の精測によつ

て愈、其色位が確定され、爾來ソヂウム線として知らるゝに至つたものであるが、ソヂウム焰獨特の現象であることを断定したのは遙か後代の西紀一八二二年(ウィリアム・スワン William Swan)のことである。一八三五年ホイートストン Wheatstone が電弧光のスペクトルに現はるゝ彩線が電極の種類で種々に異なることを発見したのも分光學の歴史上忘れられぬ事柄であるが、當時は單に興味ある一つの事實として注目されたに止まり、後年キルヒホフ Kirchhoff やブンゼン Bunsen がスペクトルの理論を確立するに至つて漸く其光彩を放つに至つたものである。

キルヒホフの築いた殿堂の扉をたゞく前に先づフラウンホーファーの置列べた踏石に歩を運ぶのが順序だらう。時は確か一八〇二年と思ふ、筒先に細隙を附した望遠鏡で太陽のスペクトルを検査中五彩の色帯の端から端に列ぶ無數の闇線を発見した彼の驚異はどんなであつたらう。フラウンホーファーは之等闇線中三二四本の位置を測定し、就中顯著なものにアルファベットの符號を附けた。次いで同様な現象を天狼星其他二三の恆星にまで認め得た驚くべき成功は彼の實驗的才能の卓抜に歸さねばならない。實に此の発見は現代新天文學の第一歩

であつて、天體の性状を探究する上に之を活用し得るやうな形に統整し若くは實地に應用した功は後人の手に歸したのであるが、最切に種子を蒔いたフラウンホーファーの偉績は天體物理學に志す者の決して忘れることの出来ぬものである。フラウンホーファー闇線の意義を闡明し天文學上に應用の基礎を築いたのはハイデルベルクのキルヒホフ Kirchhoff である。目光をばソヂウム焰を通して見たときにD闇線の黒味が著しく濃くなる事實に據つて、フラウンホーファーのD線は太陽中にソヂウムあることを示すものだとして断ぜざるを得なかつたのである。同様にして他の諸種の金屬スペクトル中に現はるゝ輝線もフラウンホーファー線と符合することの確證が握られた。此時既に鐵、マンガン Mangan、カルシウム Calcium、クロミウム Chromium、銅、亜鉛、バリウム Barium、ニッケル Nickel 等の太陽に存在することが知られたのであつて、之等の結果を綜合して一八五九年十二月十五日キルヒホフがベルリン學士院に提出した論文こそ太陽物理學の歴史上不朽の大文字であつた。曰く

「凡そ物質は其が現温度で放射する光線と同種の光線に對しては不透明である。



第一圖 米國ヤークス天文臺 口径四〇吋望遠鏡

第二章 太陽を構成する物質

換言すれば物質が其現狀に於て放射し得るやうな光線又は熱線に會すれば是を遮止してしまふ

水素は通常の温度では全く透明だが之を電気で高熱するとき其れに固有な輝線スペクトルを現出すると同時に其線に相當する光線を遮止するやうになるのは其好例である。キルヒホフの法則を一層嚴正に云ひ表はすと

「凡そ輻射の現象に於て放射能と吸収能との比は同一の温度に於ては一定である」

となる、或は是を

「物質は其温度に固有な放射能の何分かに相當する定まつた吸収能を有する」とも、若くは

「放射能が増せば同時に吸収能も増す」とも言換へて差支ない。

今日の學說では輻射は原子の骨組として正電氣心核の周圍に配列されて居る負荷電微粒子「エレクトロン」の振動に伴ふ電磁波が空間を傳はつて進行するもの

であつて、固體液體若くは高壓の下に於ける瓦斯體から出る輻射に在つてはエレクトロンの運動が自由でないため、雑多な振動が混合して起り、従つて輻射はあらゆる波長の重複せるものとなり、連続スペクトルを出すのであるが、低壓の瓦斯體に於ては熱とか電気作用とかで電子の振動が起ると、其原子に固有な電子の數と配列とに應じて、或るきまつた週期の振動が起つて、それがスペクトルの上に一定波長の輝線として現はれるのである。而して此週期を基とする誘導週期からは更に一連の隨伴輝線をも生ずるのである。此原理に基いてスペクトルの觀察から發光體の態様や其含有する物質の種類性状を察知することが出来る。

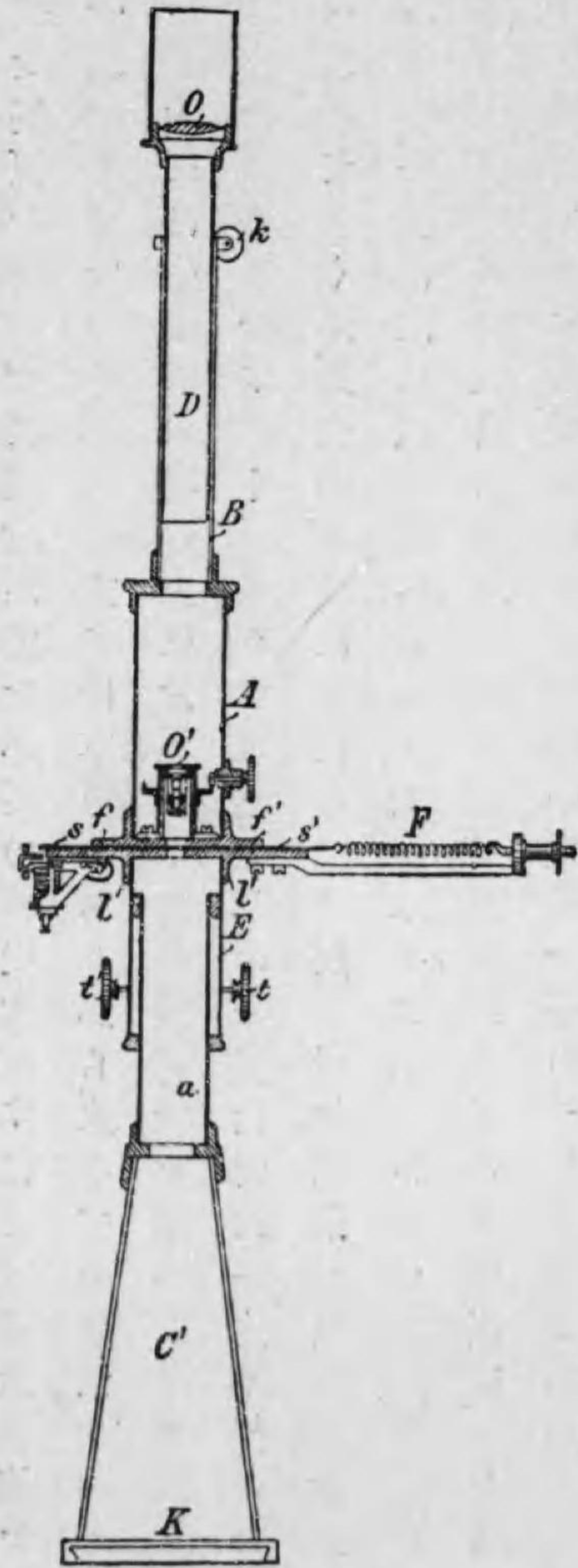
あらゆる週期の振動の合成であるところの白光が瓦斯元素に會すると、其れに固有な週期の電子振動が誘發される。是は一種の共鳴であつて傳播し來つたエネルギーを吸収する結果、連続スペクトルの上に於て此週期に相當する波長の所だけ光輝が薄くなり、闇線が出来る。之が即ち吸收の原理の通俗解説であつて、之に據つて連続スペクトルに現はれる闇線の位置即ち波長を測れば、白光體を包む雰囲気の含有する元素が分る道理である。若し其瓦斯體に多少の壓力がかけら

れて居れば的確に這の固有振動に當つて居る輻射ばかりでなく、其前後の分にも幾分の共鳴を起して是を吸収する。従つて壓力に應じて線がぼやけて太くなる。此現象は壓力の推定に助けとなる。瓦斯體の密度も之に似た影響を示し、又電力や磁力も電子の振動に影響するからスペクトル線に異状を起す。

二 太陽觀測裝置概要

天體の觀測は大別して位置の測定と天體其物の態様の觀測とに分けられる。後者には主に赤道儀式と云うて望遠鏡の筒をば地球の自轉軸と平行な回轉軸に取りつけ、同時に之に直角な他の一つの回轉軸を備へた裝置を用ゐる。此式に於ては時計仕掛で地球自轉と同じ速さ(二十四時間に三百六十度)で反對の向きに回轉させておけば地球自轉が無いと同様一定の天體をして長い間望遠鏡の視線を外れぬやうにすることが出来るので觀測に至便である。太陽の觀測には星の觀測の如く偉大な筒先玉を用ゐて獲光力を大きくする必要はないが、焦點距離の非常に大きいレンズを用ゐるか擴大率の大きな接眼部を用ゐて成るべき大きな像

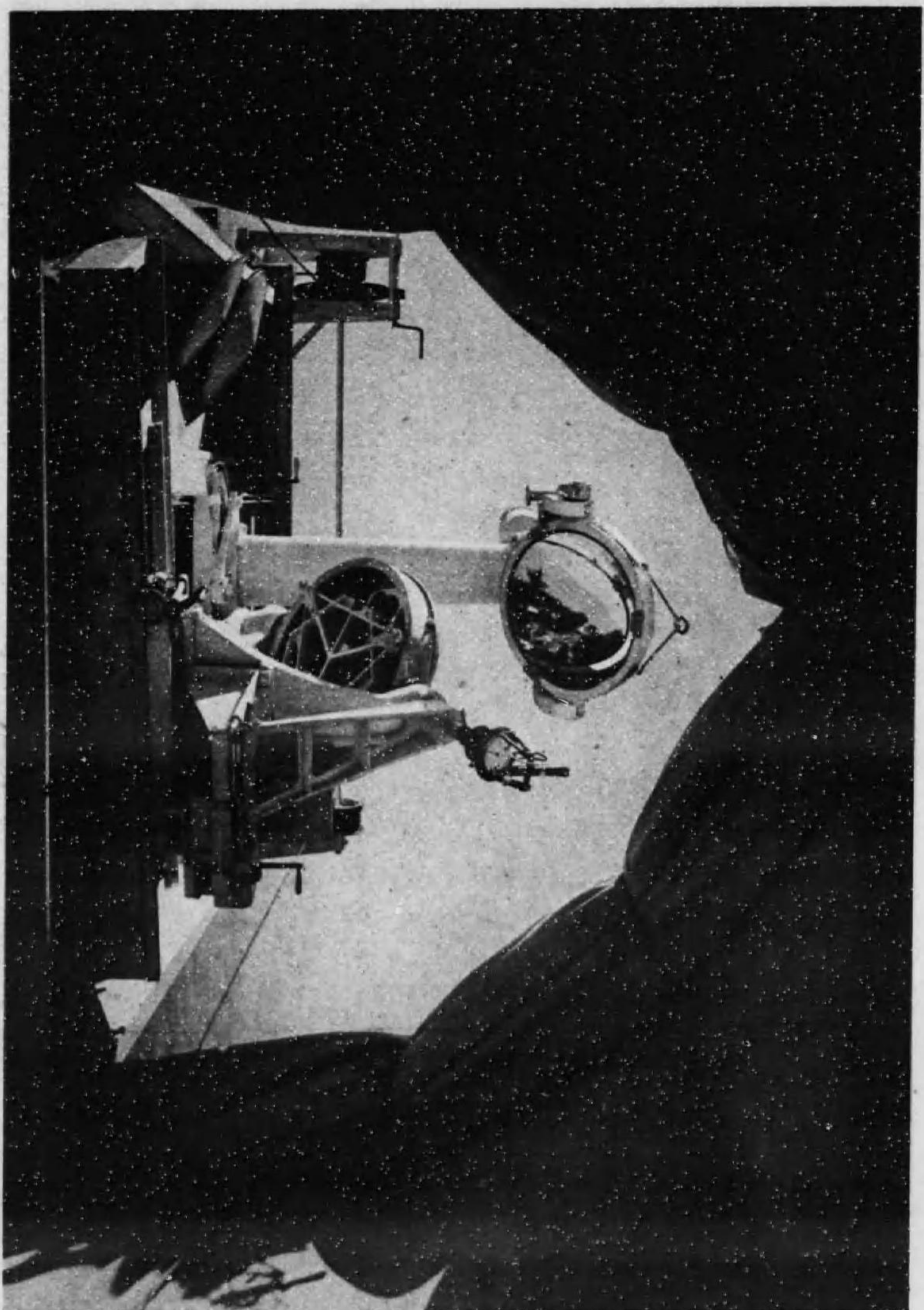
を作らぬと太陽面各部の微細な現象を觀察するに不便である。近代の精密な觀測は大抵寫眞に撮つて後から觀察若くは測定するのだが、それには少くも四寸か五寸の直徑に寫さねばならぬ。従つて焦點距離を四五十尺にするか若くは普通の望遠鏡にこれ位の有效焦點距離を與へる様な擴大裝置を挿入する。第二圖はSteinheil 式太陽寫眞儀でOに斯様な擴大裝置を挿入し擴大せる太陽像をKの乾板に撮影するのである、ffはシャッターである。



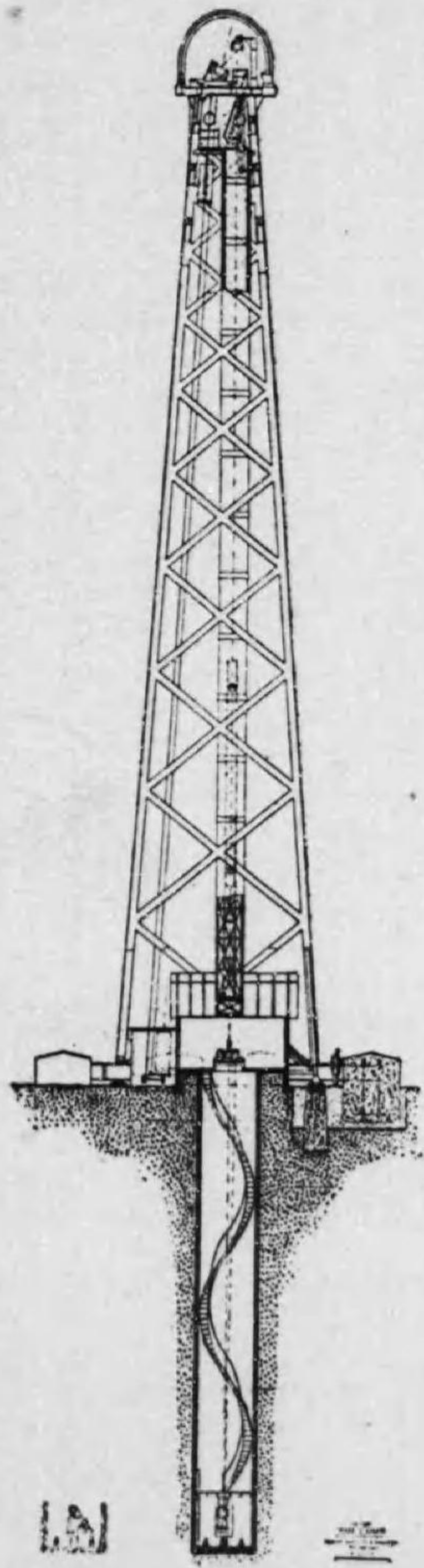
第二圖 太陽寫眞儀構造

擴大装置を用ゐずに焦點距離を必要の程度迄増すには望遠鏡の筒を非常に長くせねばならぬので、赤道儀式では不便であるから、水平式架設法を採用する所が多い。其には先づ石の臺の上に地軸と平行な回轉軸を備へた反射鏡を据ゑて時計仕掛で回轉させて置く。さうすると太陽の光線は常に一定不變の方向に照り返へされて行くが、此光の通路に更に第二の反射鏡を据ゑて其表面を適當に向けおけば、今度は之に照り返へされた光が水平に或るきまつた方向を向いて行く、其道筋にレンズを垂直に挿入し置けば、其焦點に太陽の像が出来、若し時計仕掛が完全に働かさへすれば像は一定不變の位置を保つて居るのであるから、之を寫真に撮るなり又は其像の上の任意の部分分光器の取光細隙の所に持つて行くやうに第二の鏡の向きを調整することが出来る。斯様な雙鏡装置をシオロスタット *ceolostat* と稱へる。

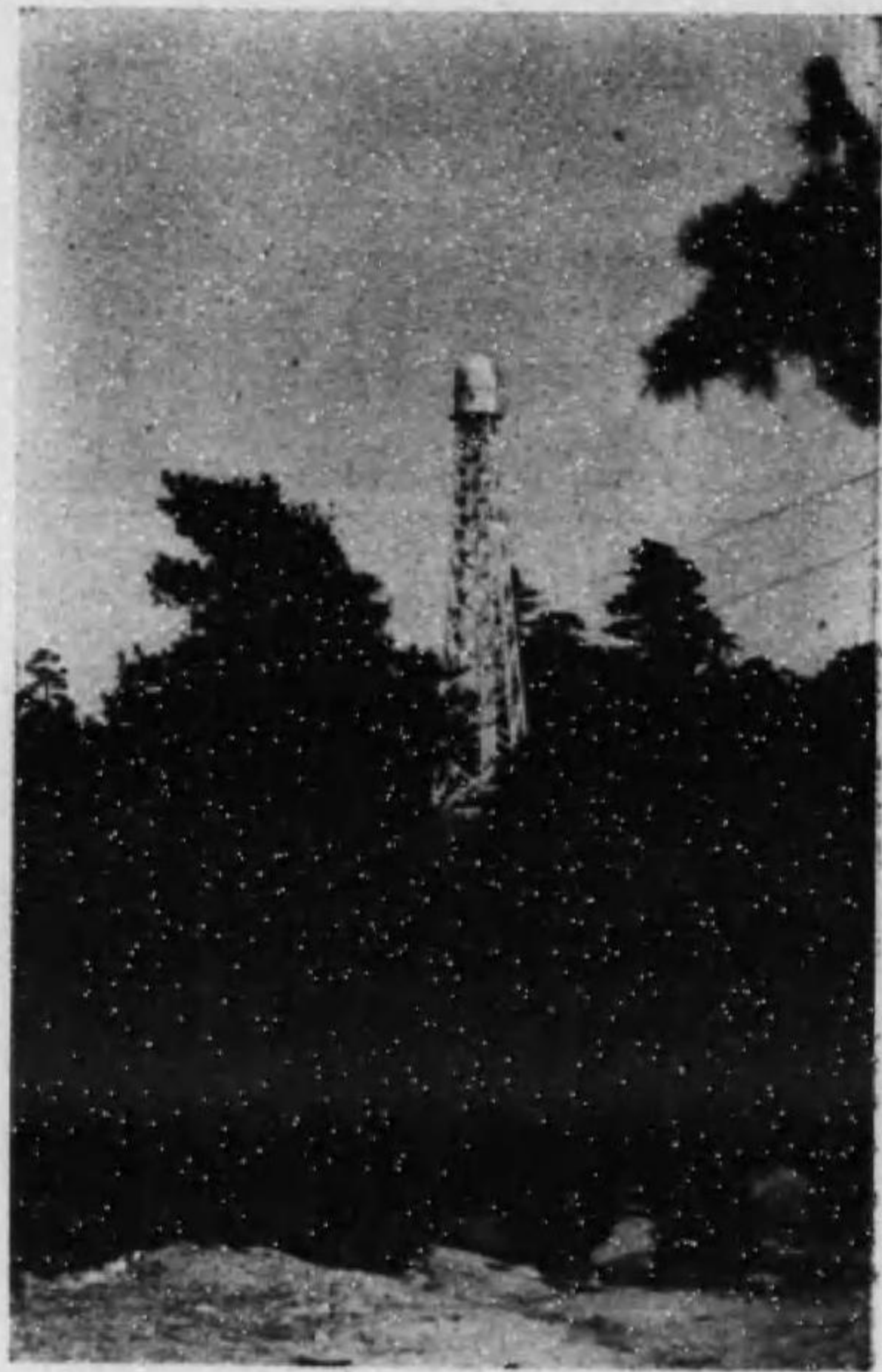
處が太陽觀測で一番厄介な障礙は日光で熱せられた空氣の地面から立ち上つて來るために起る所謂陽炎の現象で、其爲に像がぼやけたり振動したりして寫真に撮つても微細な點が明瞭に現はれない。之を避けるために米國ウィルソン山



第三圖 ウィルソン山天文臺 シオロスタット (雙鏡回轉儀)



第五圖 塔狀望遠鏡地下装置



第四圖 ウィルソン山塔狀望遠鏡

Mt. Wilson 天文臺では塔状望遠鏡と稱して、數十尺の高さに組立てた鐵製の櫓の上に反射鏡を据ゑ副鏡の向きを適當に加減して光線を垂直下方に照り返へさせ、下から之に分光器を差向けて觀測する方式を採つて居る。尙分光器其他の測器は觀測中極少しばかりの温度の變化があつても狂ひが出て精密測定の障礙となるから、主な天文臺では總て之等を地下室に仕組んであつて、唯天井だけに小孔を明けて置き、之を通して反射鏡より來る光線を取り入れ觀測するやうになつて居る。

三 太陽スペクトルの概観

太陽スペクトルの肉眼に見える部分は、董色から赤色迄即ち波長でオングストレーム單位(0.000001 μ = 10^{-7} cm)の4000から8000迄であるが、此前後に互つてずつと長い波長も又遙かに短いものも含んで居ることは汎色乾板に撮つたスペクトル寫眞や輻射計(ボロメター)で檢出される。短波の方は空中のオゾン、酸素等に吸收若くは擴散されるため、觀測される範圍は二九五〇邊に限られて居るが、長波の方はラングレーの輻射計觀測に據ると六〇〇〇〇近くにも及んで居る。ローラ

ンドは凹面格子で得た太陽スペクトルを寫真に撮つたら其全長十三米に及び關線の數二萬本に達して居る。ローランドは其大部分の波長を極めて精密に測定し、且之を各元素の輝線に配して目錄を作つた。之は有名なローランドの太陽スペクトル表で今日でも尙スペクトル

第一表

符號	波長	元素
A	5794.059	酸素 (地層大氣)
B	6867.461	同
C	6563.054	水素
D ₂	5896.156	ソナウム
D ₁	5890.182	同
E ₁	5270.495	鐵
b ₁	5153.792	マグネシウム
F	4861.496	水素
G	4308.034	鐵
H	3968.620	カルシウム
K	3933.509	同

測定の基準として重用されて居る。フラウンホーファーの時代には勿論寫真やポロメターは用ゐられて居なかつたから、其太陽スペクトル圖は肉眼で見得る範圍に限られたが所載の關線は尙一種の目標として重きをなし、今日でもフラウンホーファーの符號を其儘に普く用ゐられて居る。今其主なるものを波長(ローランドの測定に據る)及び起源元素と共に掲げると第一表の通りである。

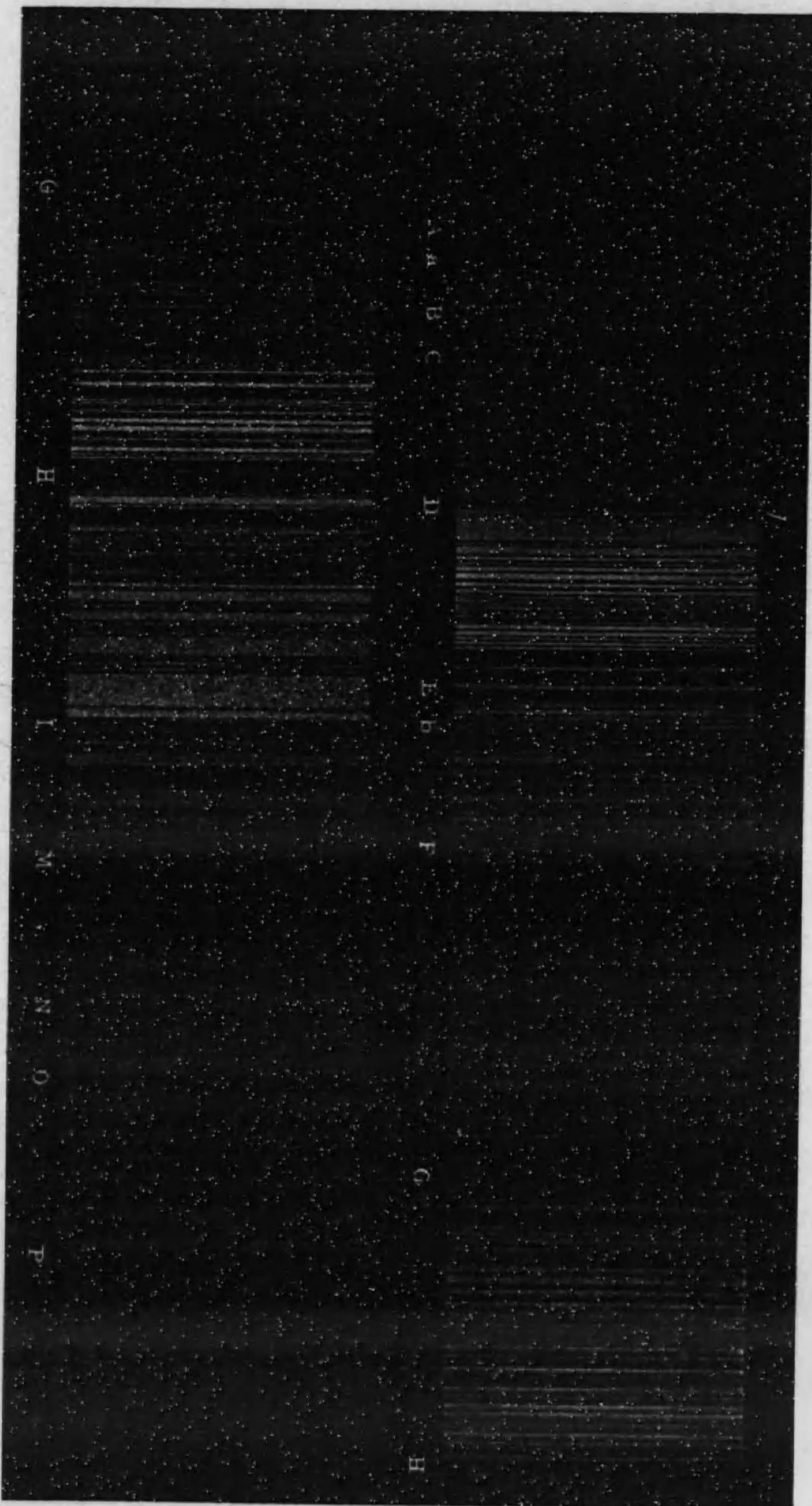
空氣中の酸素やオゾンの短波光線を吸収する作用は甚だ顯著なもので紫外部

に密集する關線や間帯は主として之に因るものと考へられて居る。夕陽の赤味を帯びて見えるのは日が低くなつて大氣中を通る徑路が長くなるため這般の吸収が著しくなつて紫色線の大いに弱まるのと、空中塵埃や空氣の分子の回折作用に因る紫色線の散亂が手傳つて起る現象だとされて居る。又窒素や水蒸氣は紫色線の吸収にはあまり關係しないものとされて居る。

太陽スペクトルの間線中地球大氣の吸収に因るものと、起源が太陽其自身に在るものとを辨別するには、昔は太陽が地平に近づくに従ひ線の黒味が増すと否とを標準にしたものだが、近來觀測器械の精緻になつた結果として、太陽の自轉に伴つて其の西縁が地球に遠ざかり東縁が地球に近寄るために起る兩縁スペクトル線の相對偏移を容易に觀測し得るやうになつたので、斯様な偏移の有無を見て吸収線の起源が太陽に在るや否やを決する方が一層確實である。でコーチー(Cortie)の研究に據ると空氣線は少くも八六本以上に及び、其他どちらともつかぬものが二五〇程ある。實際赤乃至黄の間に在る線で太陽の高度や氣象状態によつて著しく様子の變るものが少くない。是は主に光線の水蒸氣に依る吸収に基くもの

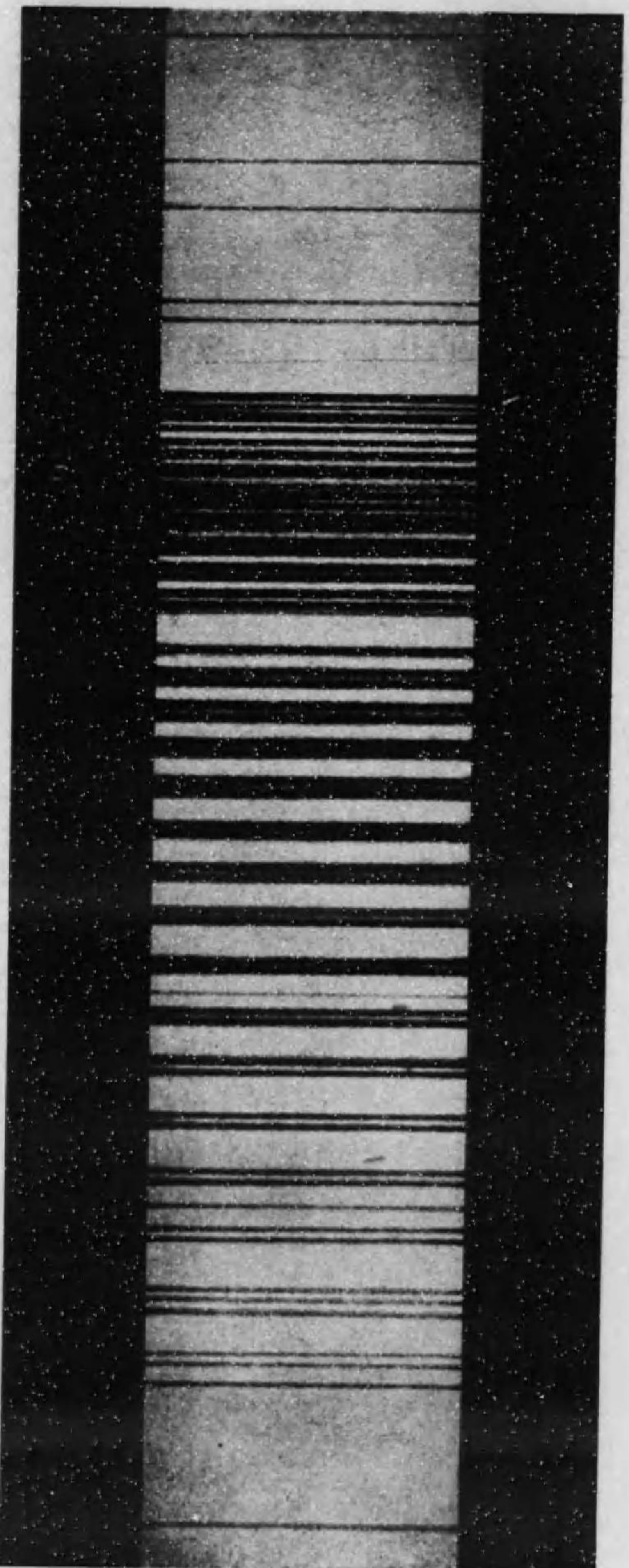
で、一時は此關係を利用して天氣の變化を豫察した時代もあるといふことである。乾いた空氣に依る吸収は過半酸素のために起るもので、赤色端に近いフラウンホーファーのA及びB線、オングストレームAngstromのα線何れも細線の密集せる所謂バンドである)等は其主要なるものである。今A線を分散能の強い分光器で検すると第八圖の如き構造を示して居る、之等の線は低温度の酸素に特有な線で恐らく大氣のずつと上層に於ける吸収に因るものだらうと考へられて居る。其他地球大氣の成分で長波部に顯著なる吸収バンドを現出せしむるものの中に炭酸瓦斯を數へねばならない。窒素やアルゴンが太陽輻射の吸収に與らないのは此等元素の電子が地球大氣の常態に於ては我々の研究範圍に於けるスペクトル域に現はるゝやうな線に相當する振動をなし得ぬがためである。

太陽スペクトルに現はるゝ或る間線の起源が如何なる元素にあるかをきめるのは容易な業でない。其方法は、要するに其波長を精測して實驗室で或る元素のスペクトルに現はれた輝線の波長と比較し、其の相互に符合するや否やを検べるのだが、其れには種々の困難が伴ふのである。第一比較に供する元素の純なるも

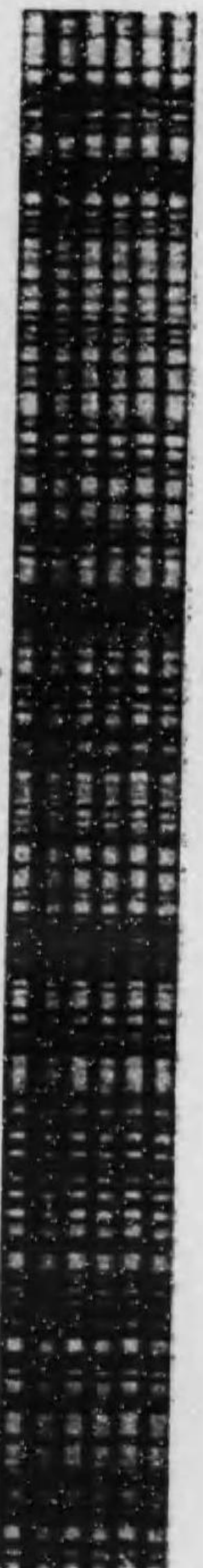


第六圖 太陽スペクトル

第八圖 フラウエンホーファーA線の構造



第七圖 太陽雨線スペクトル線の相對偏移



のを得ることがむづかしい。又微細な黒線が密集して居るために容易に分離し難いことも往々ある。實驗室に於ける發光様式と其際の四圍の條件によつて現はれた線の態様若くは波長がいろいろに變るといふことは一層厄介な事柄である。其上波長を精密に測るといふことが容易なことでない。現今用ゐられて居る太陽分光儀中可なり有力なものでもオングストローム單位に相當する波長間隔は漸く一耗か二耗に擴げて撮影し得るに過ぎないのに、元素の決定には波長を千分の一單位迄精確に測らねばならぬのだから、少くも一耗の千分の一迄正確に長さを測ることが出来なくては元素の何たるかがきまらないのである。スペクトル線の波長測定は西紀一八八二年ローランド Rowland の四面格子(コンケイブ・グレイチング)が出来て非常な進境を示した。此装置を以てするときにはスペクトルの分散が廣くなり、密集した關線群をよく分離し得るのみならず、プリズムを用ゐた場合の如く波長と線位との關係が複雑でなく、又其關係が種々の面倒な條件の支配を受けることのないのが特長で、其結果波長測定の結果が格別に精密になつたのである。

元 素	原子量
アンチモン Sb	120.2
砒 素 As	74.96
硼 素 B	10.9
セシウム Cs	132.81
黄 金 Au	197.2
クリプトン Kr	82.92
燐 P	31.04
ルビウム Rb	85.45
セレンウム Se	79.2
硫 黄 S	32.06
チュリウム Tm	168.5
ラザウム Ra	226.0
クセノン Xe	130.2

最後に太陽スペクトルに未だ検出されぬ元素を挙げると

元 素	原子量
イリヂウム Ir	193.1
オスmium Os	190.9
白金 Pt	195.2
ルテニウム Ru	101.7
タンタリウム Ta	181.5
トリウム Th	232.15
ウォルフラム W	184.0
ウラニウム U	238.2
リシウム Li	6.94
ブローム Br	79.92
塩 素 Cl	35.46
ヨ ー ド I	126.92
弗 素 F	19.0
ビスマス Bi	208.0
テルリウム Te	127.5
インヂウム In	114.8
タリウム Tl	204.0
水 銀 Hg	200.6
ホルミウム Ho	163.5
テルビウム Tb	159.2
イツテルビウム Yb	173.5
アルゴン A	39.9
ネ オ ン Ne	20.2
ダスプロシウム Dy	162.5
ユーロビウム Eu	152.0
プラセオヂウム Pr	140.9
窒 素 N	140.08

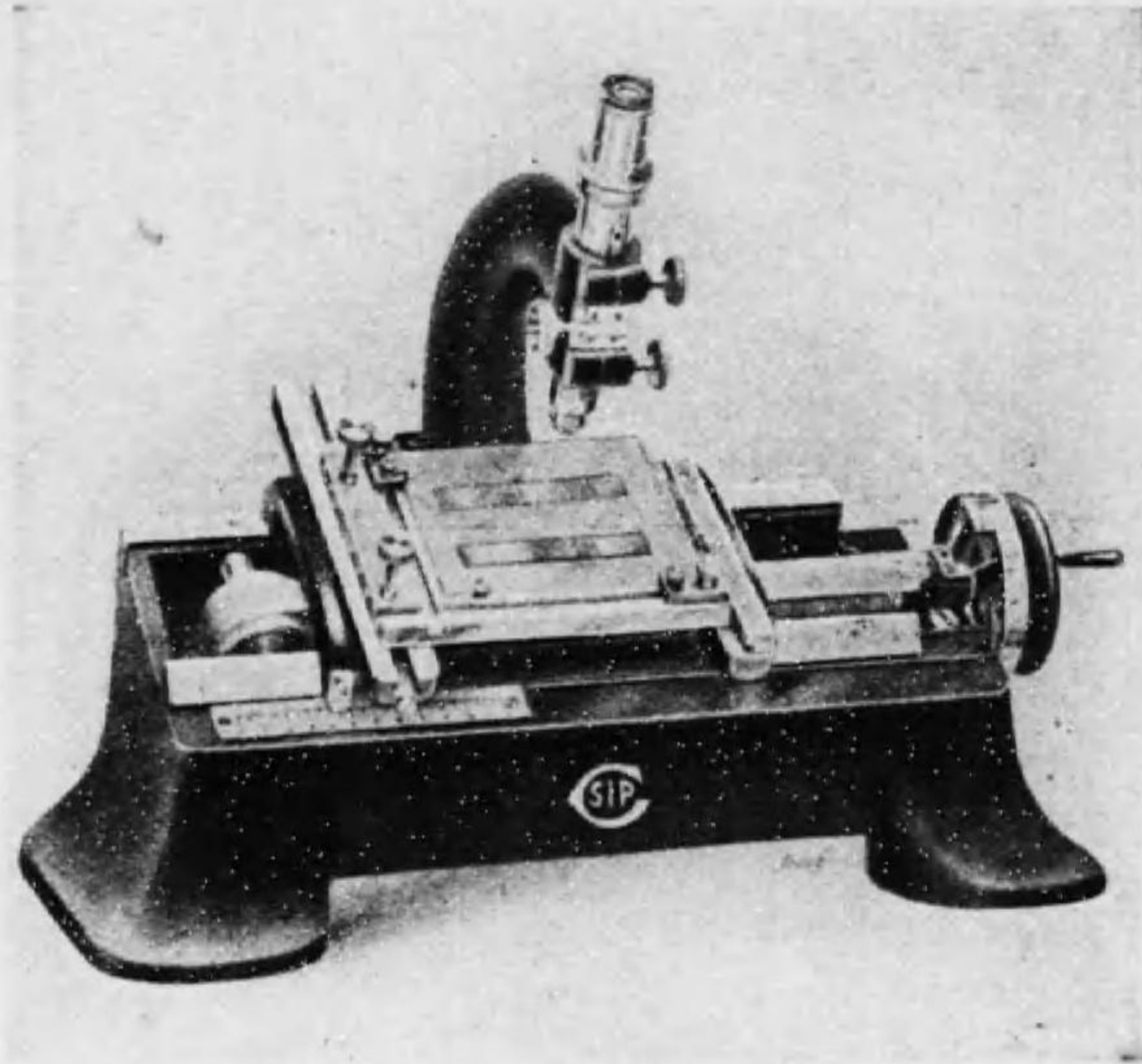
第三表

又太陽に存在する形跡あるも其證據の未だ確實でないものは次の如くである。

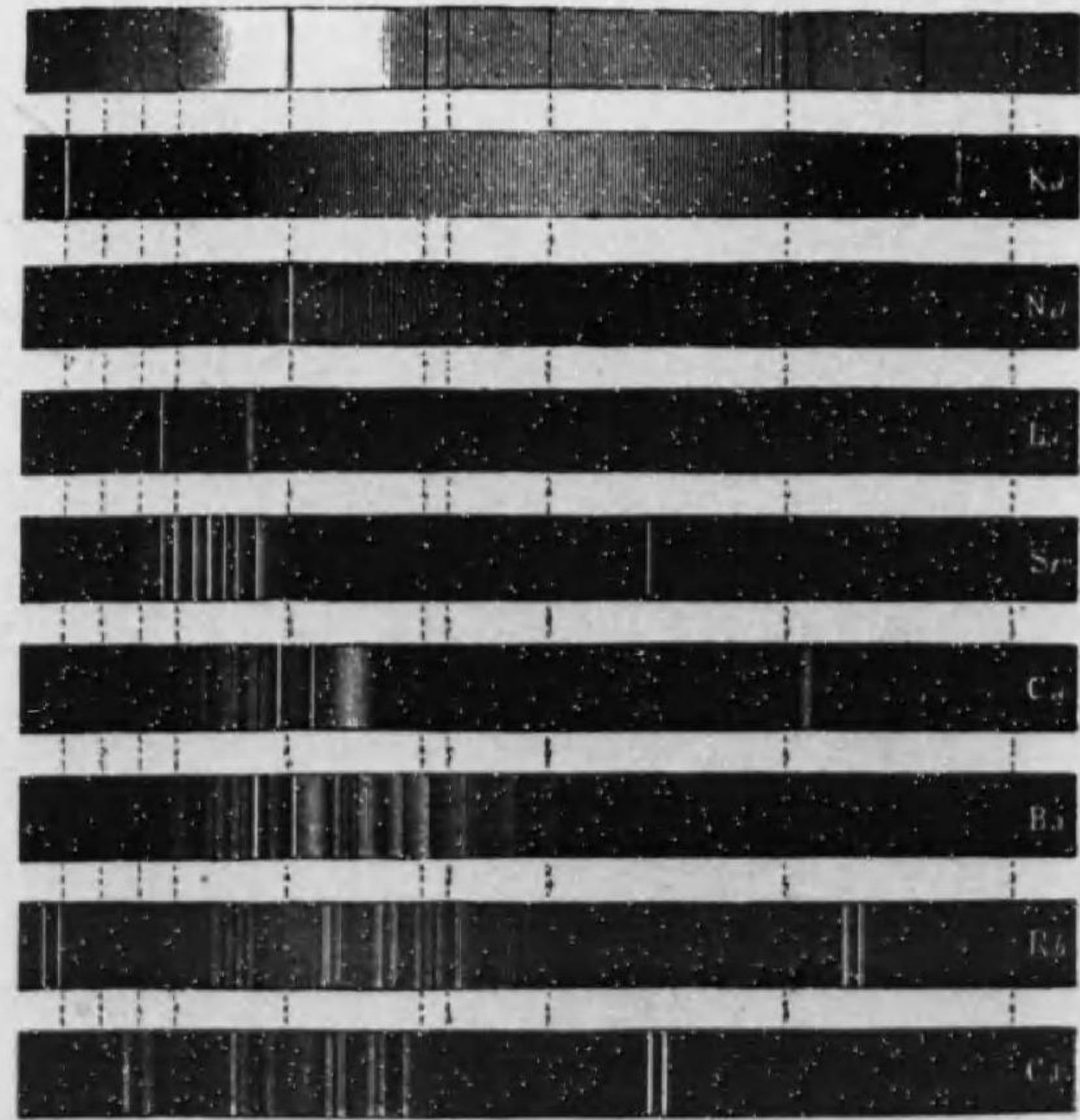
元 素	線ノ數	原子量
鐵 Fe	2000以上	55.84
ニッケル Ni	58.68
タイタニウム Ti	48.1
マンガン Mn	54.93
クローム Cr	52.0
コバルト Co	58.97
炭 素 C	200以上	12.005
ヴァナヂウム V	51.0
ジルコニウム Zr	90.6
セリウム Ce	140.25
カルシウム Ca	40.07
ネオヂウム Nd	75以上	144.3
スカンジウム Sc	45.1
ランサニウム La	139.0
イットリウム Y	89.33
ニオブium Nb	93.1
モリブデン M	96.0
パラヂウム Pd	106.7
マグネシウム Mg	20以上	24.32
ナトリウム Na	11	23.00
シリコン Si	28.3
水 素 H	1.008
ストロンチウム Sr	87.63
バリウム Ba	137.37
アルミニウム Al	4	27.1
カドミウム Cd	112.40
ロヂウム Rh	102.9
エルビウム Er	167.7
亜 鉛 Zn	65.37
銅 Cu	2	63.57
銀 Ag	2	107.88
ベリリウム Be	2	9.1
ジヤーマニウム Ge	72.5
錫 Sn	118.7
鉛 Pb	1	207.20
カリウム K	1	39.10
ヘリウム He	4.00
ガリウム Ga	70.1
酸 素 O	16.00

第二表

今迄に太陽に存在することが略確かに分つて居る元素は三十九種で闇線の數の多いものから順を追つて列記すると第二表の通りである。



第九圖 スペクトル線測定器



第十圖 諸元素のスペクトル

第二章 太陽を構成する物質

*尤もルビナウムは最近太陽黒點の中に発見されたといふことである。

次に太陽に於ける諸元素の検出に關して特別な事柄を少しく述べる。

(イ) 酸素 酸素が太陽に存在するか否かは長い間の疑問であつたのである。一八七七年ヘンリー・ドレイパー Henry Draper が太陽スペクトル中に酸素の輝線を発見したと稱して一時學界を騒がしたが間もなく誤認と知れた。之に次いで一八八九年アイシツヒ Huggins が實驗室に於て八一本の酸素線の波長を測定し、太陽スペクトルには之と波長の等しい線が一つもないと云ふことを確め、またジャンセン Janssen のモンブラン峯頂に於ける觀測やデュネーのドップラー原理に據る檢證に依つて太陽スペクトル中低温酸素の吸収線として知らるゝ線群もやはり地球大氣の所産であることが明かになつたので、一時此問題は全く解決されたかの觀を呈したのであつた。然しながら酸素は複雑な構造を有する物質で六つも異つたスペクトルを現はすものであるから此問題は輕々に片づけるわけには行かぬ。殊に四種の輝線スペクトル中の一つは六組の調和振動より成る至極複雑な段階スペクトルであることに注意を要する。ルンゲとパツシエン Runge u. Paschen は

之に着目して遂に赤色部に於ける三連闇線が酸素の吸収線であることを明確に認定し、其後セント・ジョン St. John は此線が太陽自轉の影響で移動することを発見したので、今では太陽に酸素の存在することは争はれぬ事實として承認された形である。

(ロ) 水素 オンゲストレオーム Angstrom が初めてフラウンホーファーの C F 及び H G 線が今日 H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} として知らるゝ水素の線に相當することを発見したのは一八六二年のことであるが、次位の H に相當する線はカルシウムの H 線にあまり接近して居るので、一八七九年フォーゲル H. W. Vogel が之を発見する迄は研究家の注意をひくに至らなかつたのである。一體、水素の放射線が今日知らるゝ様な一種特別な配列に在ることが分つたのは、ハツギンス Sir William Huggins が天狼星 Sirius のスペクトル中に是を発見して以來のことである。紫外部にある九本の線が前記の四本に次いで段階的に列んで居て、其間隔が短波長の方(董色端)の方に至る程次第に縮小して行くのが注目をひく。此配列は所謂バルマー Balmer の法則に従つて居るものである。バルマーは一八八五年の論文で上記九本の水素線の波

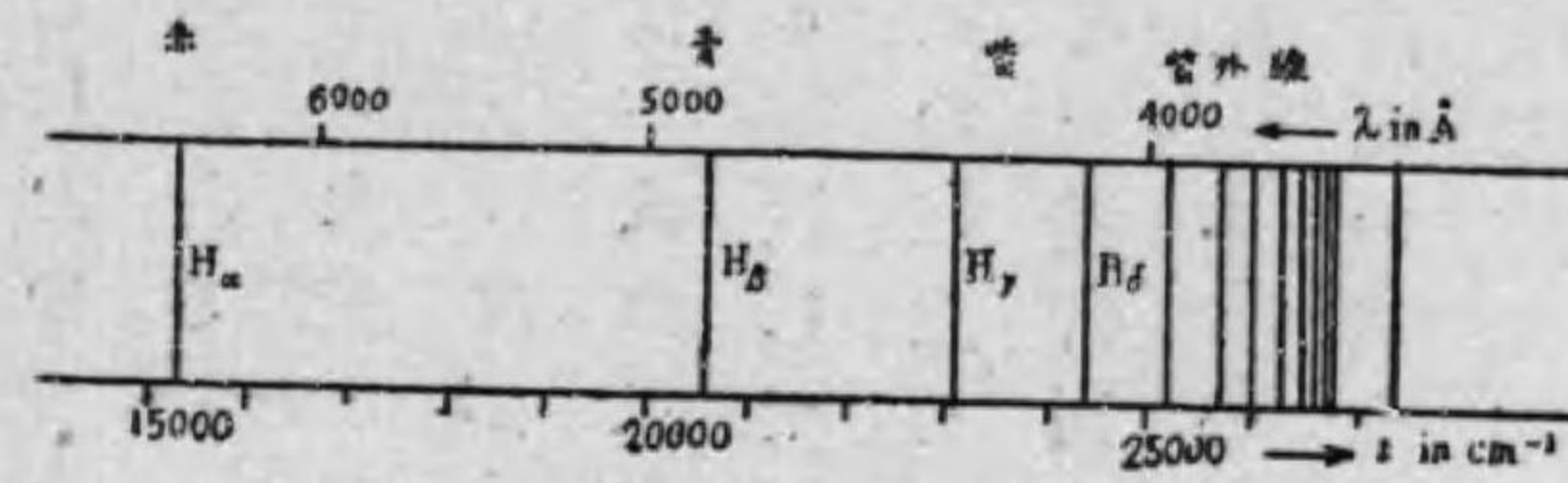
長が

$$\lambda = n \frac{m^2}{m^2 - 4} \times 10^{-8} \text{ cm}$$

なる式で表はされることを發表した。此式中 n は恆數で 3645.13 なる値を有し、又 m は整數であつて其値を 3, 4, 5, 6, ... と順次 II 迄變へて λ を計算すると各線の波長が出て來るのである。此式に據つて計算した波長は第四表の如くであつて實によく觀測値と一致して居る。

右の式で m が大きくなると λ は小さくなり $m \rightarrow \infty$ で遂に $\lambda = 3645.13$ となる。従つて紫外部に至るに従つて線の間隔は次第にせまくなり、終には全く着き合つてしまふ。バルマーの式は更に之より一般的なライドベルク Rydberg 式の特殊の場合とも見られる。ライドベルクは波長の代りに振動數 n を用ゐてシリーズの法則

$$n = n_0 - \frac{N_0}{(m + \mu)^2}$$



第十一圖 水素スペクトル線の配列 其一

第四表

記號	m	觀測値	計算値	差
α	3	6563.07	6563.03	+0.04
β	4	4861.57	4861.52	+0.05
γ	5	4340.53	4340.63	-0.10
δ	6	4102.00	4101.90	+0.10
ε	7	3970.33	3970.23	+0.11
ζ	8	3889.15	3889.20	-0.05
η	9	3835.51	3835.53	+0.02
θ	10	3798.00	3798.04	-0.04
ι	11	3770.73	3770.77	-0.04
κ	12	3750.27	3750.30	-0.03
λ	13	3734.53	3734.51	+0.02
μ	14	3721.98	3722.08	-0.10
ν	15	3712.13	3712.11	+0.02
ξ	16	3704.01	3704.00	+0.01
ο	17	3697.28	3697.29	-0.01
π	18	3691.70	3691.70	±0.00
ρ	19	3686.96	3686.97	-0.01
σ	20	3682.94	3682.95	-0.01
τ	21	3679.52	3679.49	+0.03
υ	22	3676.51	3676.50	+0.01
φ	23	3673.87	3673.90	-0.03
χ	24	3671.53	3671.48	+0.05
ψ	25	3669.55	3669.60	-0.05
ω	26	3667.83	3667.82	+0.01
No.27	27	3666.25	3666.24	+0.01
28	28	3664.74	3664.82	-0.08
29	29	3663.55	3663.54	+0.01
30	30	3662.36	3662.40	-0.04
31	31	3661.31	3661.35	-0.04
∴	∴			
∴	∴		3646.13	

備考——一九〇五年の日食の際ミツチェルは彩層のスペクトル中に H_{ϵ} 迄の水素線を發見して居る。

なる形の式で表はして居る。 N_0 は如何なる物質にも又どの種の段階線群 series にも共通な恆數、 n_0 は m が無限大になつたときの n の値即ちシリーズの端に相當す

る振動数、而して μ は物質と其シリウスに固有な常數である。で今

$$N_0 = 4n_0, \quad \mu = 0$$

とし且

$$n_0 = \frac{10^8}{h}$$

とすれば

$$n = n_0 = \frac{4n_0}{m^2}$$

従つて前のバルマーの式

$$\lambda = \frac{1}{n} = h \frac{m^2}{m^2 - 4}$$

が得られる。 N_0 は今日では 109679.2 なる値が用ゐられて居る。

前記ライドベルクの式に於て

$$\frac{n_0}{N_0} = \frac{1}{\mu^2}, \quad m + \mu = k$$

と置いて

$$n = N_0 \left(\frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

なる形になほせばバルマー式はライドベルク式で $\mu=0$ の場合に相當する。

水素のスペクトルにはバルマー線群以外にもシリウスがあるので右式中

$$\nu = 3$$

とし k を 4, 5, 6, ... とすれば所謂パッシェン Paschen シリウスなる一群が出来、又

$$\nu = 1$$

とし k を 2, 3, 4, ... とすればリッツ Ritz のシリウスが出て来る。此外にまだ

$\nu = 1, 5$ とし $k = 2, 3, 4, \dots$ として得らるゝものがある。是はファウラー A. Fowler

が水素とヘリウムの混合物のスペクトル中に発見した線である。尚 $\nu = 2, k = \frac{1}{2}$,

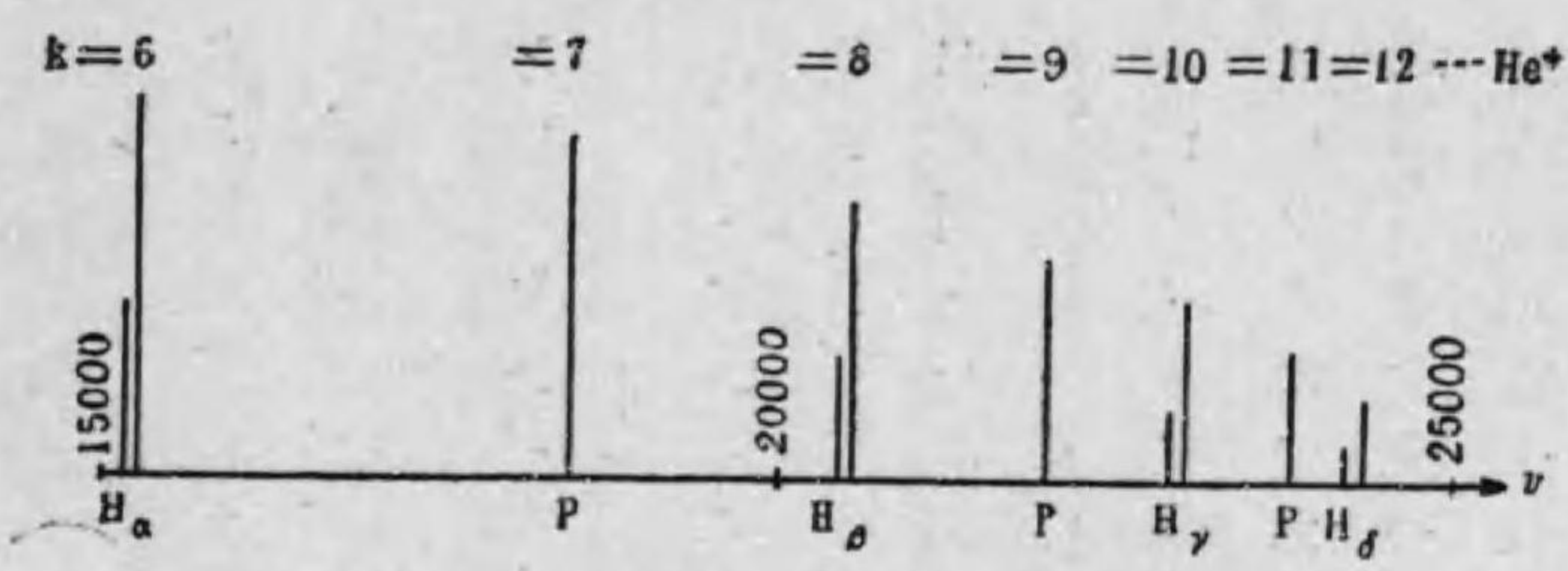
$\nu = 2, 3, \dots$ として出て来るものがある。是はピッカリング Pickering シリウスとか

ジータ・パッピス級 γ -Pappia (星名) series とか謂ひ、同氏が此恆星のスペクトル中に發

見したものである。然しボーア Bohr の學說では此等兩級とも電離したヘリウム

(電子一個を失つたもの) から出る線で眞の水素線ではないと云ふことである。此

場合振動電子は水素と同じだから振動週期はバルマー級に近似のものが出る。



第十二圖 水素スペクトル線の配列 其二

が中心核の荷電が倍になつて居るため全然同じにはならな
い。尚ビツカリング級は一面から考へると

$$n = 4N_0 \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

の中で k が 5 から始まる奇数の場合と見てもよい。而して
此式で k が偶数の場合はバルマー級に近似のものとなる(第
十二圖)。同様にファウラー級も

$$n = 4N_0 \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

の中で k が 4 以上の偶数の場合と見てもよい。マイケルソ
ン Michelson、ファブリー Fabry 等の研究に據るとバルマー級の
線は極僅かの波長差を有する二重線だと云ふことである。

水素は右様の段階スペクトル線の外一種のバンド・スペク
トルをも有つて居るがバンドの特性として有すべき前に掲
げたやうな配列は示して居ないで、唯細線の密集によつて成

る太い線と云ふに止まるやうである。是はゲールケ Gehrke の研究に據ると水素
の分子 H_2 から出るものらしい。

却説、バルマー級でフラウンホーファー線として太陽スペクトルに現はれるも
のは最初の四本だけで、他は彩層(上層大気)のスペクトル中に輝線として観測さる
るのみである。ミツチェル Michel は一九〇五年の日食で三五本のバルマー線を
測定し得た。何故に斯くの如く太陽雰囲気比較的の下層に於ける水素原子の振
動が比較的長波のものばかりに限られて居るかと云ふことは壓力や温度の關係
で此種の振動が起りにくいのもあらうし、或は又種々の物質の混在して居るた
めに極速い振動が衰滅し易いと云ふやうな關係もあらう。

(ハ)ヘリウム Helium の検出 太陽の雰囲気中には吸収線としては認められない
が、特別の観測装置を用いた場合に放射線 || 輝線 || としてスペクトルに現はれて
來るところの元素がある。ヘリウムは其一例である。是はソヂウムの黄色 D 線
(11重)の傍(15876)に現はれ、一八六九年、ロッキヤーが観測して以來暫らくの間其起源
の不明であつたため斯様に呼稱されたものである。然し場合によつては吸収線

として明るい地の上に黒く現はれることもある。現にヤング Young は一八七〇年九月二十二日太陽黒點の附近で闇線として此線を目撃し、他にも同様な例が二三ある。此線に相當する元素をクレバート Cleve と云ふ物質からラムゼー Ramsay が発見したのは一八九五年であつて、地上の元素を先づ天界に発見したといふ最初の例として學界の逸事とされて居る。尙ヘリウムのスペクトル線は這の線の外二十七本以上も太陽紅焰や彩層のスペクトル中に目撃されることはクルークス Crookes 其他の研究によつて明かにされて居る。

ヘリウムの線はルンゲ Runge やパツシェン Paschen の研究に據ると、其中に二つの主シリーズと之に隨伴する各一對づゝの副シリーズがあつて、都合六つのシリーズに分けることが出来る。前に記したファウラーやピッカリングのシリーズも之に含まれて居る。一方の三つは Ortho-Helium と名付け、D₃線のやうに皆二重線になつて居るが、他の三つは線が全く一重で Parhelium と稱され、ヘリウムとは異つた或る元素に屬するものと考へられて居たが、今日では誤つた考だと分つた。

(二) 其他の元素 太陽スペクトル中のフラウンホーファー線の數は元素によつ

て著しい差異がある。概して非金屬元素は金屬元素に比し線の數が劣つて居り又太陽スペクトルに現はれぬ元素は非金屬の方が數が多く、金屬原子の混在するために非金屬原子の振動が衰滅せしめられる傾があるらしい。

茲に注意すべきは、或る元素がフラウンホーファー線として検出されぬと云ふことは必ずしも其が太陽に存在せぬことを意味するものでない。其には種々の事情を考に入れねばならない。通常の方法で發光させた場合鐵の如く非常に澤山の顯著なスペクトル線が出で、其大多數がフラウンホーファー線として太陽光線に現はれるものもあり、又一方に於てはセリウムの如く波長四〇〇〇及び四六〇〇の狭い範圍内に四〇〇以上の線がありながら線の微細であるため太陽闇線中には僅か其一部しか見出されぬものもある。又ビスマスの如く線が複雑な組織を有するため太陽スペクトル中の線との符合を認めにくいものや、リシウムの如く線の大部分が紫外部にあるため地球大氣に遮斷されて觀測し得ぬものもある。又物質によつては吸収線として姿を現はすに難易あることも參酌せねばならぬ。例へば比較的軽いものが太陽の外部に浮び出で、重いものが内部に沈下し

て居るやうなことがあるとしたら、重い元素は概して検出し難い道理であつて、此點は前表の原子量を見れば點頭かれる所であらう。一時は太陽の中では元素が大體原子量の順に層を成して配列されて居るだらうとの説も有力であつたが、近頃の研究に據ると一概に重さにのみ歸し兼ねる節が多い。

元素によつてはスペクトル線を現出するに難易の區別あることも周知の事柄である。或物は通常の方法で容易にスペクトル線が出るのに、一方では特殊な方法を用ゐる特殊な状態に置いて発光させねば線の出ぬ物がある。此事柄は太陽に於ける如く種々の物質が混合して居る場合には特に重視せねばならない。數種の瓦斯の混合物を発光させるとき、或種の瓦斯は其含有率が一定の限度に達せねば其の固有スペクトル線を出さぬと云ふことはコリー Collier、ラムゼー Ramsey、ウィーデマン Wiedemann 等の研究で知られた事柄で、且リリエンフェルト Lilienfeld の研究に據ると此臨界點は発光の方法に依り非常に異なるものである。例へば窒素と水素とを水銀瓦斯と一所にガイスラー管に入れて発光させると、其含有率が 50% になつて始めて其固有スペクトル線が出るのに、他の管を用ゐる非常に速い電

氣振動を與へて發光させると僅か 0.7% の含有量で立派に線が出て来る。尙又元素のスペクトルは壓力、密度、溫度等の如き外界の状態の相違によつても、又電氣爐中で熱するか、電弧に依るか、若くは火花に依るかと云ふやうな電子の振動を起させる方法の如何によつても著しく異つた状態を呈するものである。例へばエドラー Edler、ヴァレンタ Valenta は既に一八九四年ナトリウムとカリウムを非常に速い振動の火花で發光させた結果シリウス・スペクトルの外全く異つた澤山の線をも有するスペクトルを得、又ゴールドシュタイン Goldstein は一九〇七年の實驗に於て非常に稀薄な瓦斯に極度の電流密度で火花をとばせた結果全然シリウス・スペクトルを現はさしめぬやうにしたり、普通の電弧線が少しも含まれぬやうにすることも出来たと云ふことである。是は要するに、電氣的作用により電子の配列や其受ける力を或る特殊な状態に置いた結果として其振動の様式が全く變つたものと解せられる。同様に水素や酸素でも或る特別の状態で發光させると全く異つたスペクトルが出る。斯様な次第で我々が實驗室内で得た元素のスペクトルは當時の條件に固有なものであつて決して一般的のものではないのだから、太陽

スペクトル中に或る元素の實驗室で得たスペクトル線が出ないといふことから直ちに其元素の存否を断定することは出来ないのである。又フラウンホーファ¹線中にはたとへ既知の元素に屬して居ても、今迄試みられたやうな發光法では出て來ないものが多數あるであらう。

尙注意すべきは顯著な負元素の大多數即ちハロゲン屬で四つ、酸素屬で三つ、窒素屬で五つの元素が太陽スペクトル中に線を現はさぬことである。

(ホ)化合物 太陽の中に炭素が在るか否かと云ふことも可なり長い間の疑問であつたが一八七八年ロッキヤー^{N. Lockyer}は紫外部 28885 から始まる炭素の吸收バンドを太陽スペクトルの中に發見し、次いで一八八七年トローブリッジ^{Thowbridge}及びハッチンス^{Hutchins}が其檢出に成功し、更に十年の後ローランド^{Rowland}の研究に據つていよいよ其存在が確實になつたのである。然しカイザー^{Kaysor}等の研究に據ると、是は元素の炭素ではなくて窒素との化合物シアン(CN)であるとのことである。遊離炭素から出る火花スペクトル線は太陽スペクトルには見當らない。ロッキヤーの發見に次いで續々太陽スペクトル中に化合物の存在を唱

へるものが出た。一九一〇年にニュトウォル^{H. F. Newall}等の研究で、所謂G群として知らるゝ闇線中に 24314 に始まるCoバンドの一部があることが確められ、尙太陽スペクトルには炭水化物の闇線やアンモニアク^{Ammoniak}や水蒸氣の放射線バンド迄もあるとされて居る。又酸化タイタニウム^{TiO₂}、カルシウム並にマグネシウムのハイドライドのバンドが太陽黒點のスペクトルに發見されたことも特筆せねばならぬ。

終にスペクトルバンドに就いて一言しておき度い。是は澤山の線が密集して一本の太い線の如く見えるもので、分散力の強い器械で檢べると、其線が一本一本に分離して現はれる。通常一物質のバンド・スペクトルに於ては斯様なバンドが規則正しい間隔を置いて列んで居る上、各バンド内の線の配列も一方に向つて次第に間隔が狭まつて行き、其線の数がバンドの間隔の狭まるに伴つて一つづつ減じて行くのが普通である。處が、斯くの如く線と見えるのはやはりバンドであつて、澤山の細線の束である。其分界が一方は切り取つたやうにはつきりして居るが、他側は薄墨で段々にぼかしたやうに見えるのはつまり細線の配列が一方に次

第に疎になつて行くからである。一つのバンド中で各細線は一定の規則に従つて配列されて居る。即ち振動数が分界の際立つた方の側から等差級數で増して行く、而して各二次バンドの縁の位置の同様な規則に従つて居るし各一次バンドの縁の配列も振動數の差が一定となるやうに出來て居る。

(ハ)特殊元素 ヶアナヂウム Vanadium を太陽スペクトル中に發見したのはやはりロッキヤー N. Lockyer である。此元素のスペクトル線はタイタニウムの線と必ず隨伴して居るもので、これは兩元素の物理的若くは化學的性質の似寄つて居ることから、さもありさうな事であるし、又タイタニウム鹽類である所のルタイル Rutile と云ふ礦物中にヱアナヂウムを含むと云ふことや、タイタニウムは硅素に近似しヱアナヂウムは燐に似て居て共に非金屬元素への轉換點に位して居るとも兩者のスペクトル線の關係と併せ考ふべき興味ある事柄である。

ヂャーマニウムと云ふ新元素がある。此元素の線も太陽スペクトルの中に明かに認められるが、地球上に於ては僅かにアージロダイト Argrodite と云ふ珍らしい礦物中に少量を含有するに過ぎぬ。稀金屬中ではスカンヂウム、イツトリウム、

ランサニウム、セリウム、ネオヂウムの五つはフラウンホーファー線として著しいが、エルビウムは極微か、其他は存否不明である。

(ト)コロニウム Coronium 太陽スペクトルに現はれる線で起源不明のものに關しては學者の間に論議の絶えることがない。就中喧しい問題となつて居るのは皆既日食の際太陽の周圍に現はれるコロナと呼ぶ乳白色の光環のスペクトルに於ける綠色の輝線である。此線は 15303 なる波長を有し一八六九年の日食でヤング Young が初めて發見して以來日食毎に觀測されて居るが未だに其起源が分らない。此線は以前には 153163 なる鐵の線と混同されて居たものだが一八九九年フアウラーの研究で其區別が明瞭にされたのである。ウインロック Winlock は極光の中に出る三つのスペクトル線の一つが此線と一致すると云ふことを發表して居るが、近頃精測の結果は是も誤と分つた。一部の學者間では此線が熱源のものではなく電氣的作用で太陽の周圍に在る稀薄な瓦斯が發光するものではないかとの説もあり、ウード Wood の如きも此輝線は多分低温度の金屬瓦斯に強烈な太陽の光を受けて發した螢光ではないかとの意見を發表して居る。恐らく既知

の物質から出る螢光線で我々の未だ知らぬものがあるのだらう。太陽面から帯電粒子が盛に放出されて居るらしいことから考へると斯くの如き説も一考の値はあるが、今の所では未だ實驗的の證據を握らない一假設であつて、研究の歩を進むる上に指針として役立つに過ぎない。コロナの光に就いては後章更に詳述することとしよう。

四 スペクトル線の成因に關する理論 から見た太陽の物質

輻射及びスペクトル線の成立に關する理論の晩近の進歩は實驗的檢證の緻密と相待つて太陽に於ける物質の檢出上一新时期を劃するに至つた。其經緯を敘述するには先づプランク Planck の量子論 quantum hypothesis に根をすボーア Bohr の理論から出發せねばならない。中性原子の心核が有する荷電は單位荷電 e の整数倍で、其數は元素の週期律に於ける其元素の順位數 N に等しく、又心核を中心として其周圍に振動して居るエレクトロンは各 e だけの負荷電を有し、其數はや

はり N に等しい。例へば水素の原子は一個、ヘリウムの原子は二個、リシウムの原子は三個の振動電子を有し、心核には夫々之と同數 e を單位とすの正荷電がある。而して其結果正負電力の釣合が保たれて周圍の電場が中性になり、正電心核と負電子間の引力でエレクトロンは心核を中心として橢圓軌道を畫いて運行すると恰も惑星の太陽に於ける如くである。尙心核の周圍を自由に振動し得るエレクトロンの外、心核に附屬したエレクトロンがあるので、心核の有する元素順位數だけの正荷電とは這の心核エレクトロンの負荷電と心核の有する正荷電との差を意味するのである。心核と自由電子間の引力は其距離(約 10^{-8} 程度)の自乗に反比例し、核の荷電と e ($=4.774 \times 10^{-10}$ 靜電單位)の積に比例する故に

$$\left(\frac{4.7 \times 10^{-10}}{10^{-8}} \right)^2$$

程度のものである。大見當で 2×10^{-3} ダインである。故に 10^{-3} ダイン程度の力で一つの振動電子を心核から引離して原子を電離 ionize することが出来る。

偕てボーアは電子の運動を太陽系に於ける惑星の其れと同様に考へ、ケプラー

Keplerの法則をあてはめた。今軌道を圓形と見、心核荷電を E (Ne に等し)、一つの電子と心核の距離を r 、電子毎秒の公轉數を ν 、其の速度を v 、電子の質量を m とし、求心力と遠心力とが釣合つて居ると考へると

$$\frac{Ee}{r^2} = m \frac{v^2}{r}$$

なる式が成立つ。是に

$$v = 2\pi r \nu$$

なる關係を入れると

$$\nu^2 r^3 = \frac{Ee}{4\pi^2 m} \dots\dots\dots (1)$$

となる。是は即ち平均角速度の二乗と軌道半径の三乗の積がどの惑星に就いても一定である」と云ふケプラー第三法則に外ならない。

そこで今エレクトロンを全く心核から引離し無限の遠方迄隔離するに要する「仕事」work = ionization work = を考へるに電子が若し静止して居るものなら、此仕事

は其電子が心核引力の下に有するポテンシアルに等しくして

$$\frac{eE}{r}$$

で表はされる。處が一方電子は振動して居るため $\frac{mv^2}{2}$ なる運動エネルギー kinetic energy を有するから其れがアイオネーションの仕事に加勢となる。で結局アイオネーションに要する仕事は

$$A = \frac{Ee}{r} - \frac{mv^2}{2} \dots\dots\dots (2)$$

となる。是に前記のケプラー式を加味すると

$$A = \frac{Ee}{2r} \dots\dots\dots (3)$$

元來エレクトロンが安定な運動を続け得る軌道はきまつて居て、若干の安定軌道の中何れかに沿うて動きたがる傾向がある。何かの原因で安定軌道を外れることがあると、元の軌道若くは他の安定軌道の何れかに落着く。其等の軌道の中

に運動する間は含有エネルギーの量が不変であつて電磁波動を發することが出來ない。各の安定軌道は其軌道に運行する際の運動エネルギーが順次

$$\frac{h\nu}{2}$$

だけの差を有つて居るやうに配列されて居る。茲で h は所謂プランクの量子で

$$h = 6.415 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$$

故に i は $1, 2, 3, \dots$ 等の整数を表はすものとすれば安定軌道は

$$\frac{mv^2}{2} = i \frac{h\nu}{2}$$

なる條件でさまる。前記の式を用ゐて之を變形すると

$$A = i \frac{h\nu}{2} \dots\dots\dots (4)$$

(1)(3)(4)の三式より

$$r = i^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m E e} \dots\dots\dots (5)$$

$$A_1 = \frac{2\pi^2 m E^2 e^2}{2^2 h^3} \dots\dots\dots (6)$$

$$\nu = \frac{4\pi^2 m E^2 e^2}{2^3 h^3} \dots\dots\dots (7)$$

之等の式で各安定軌道の半径、アイオニゼーション・ウァーク及び振動数を算出することが出来る。(5)式中で i を1とすれば最内側の安定軌道の半径が出る。例へば水素なら振動電子一個で E_{11} なる故

$$r = 0.532 \times 10^{-8} \text{ cm}$$

となる。又(6)式に據ると電離に必要な仕事は最も内側の軌道即ち E_{11} の場合が最大である。従つて其が最も安定な軌道で基準的なものと見做してよい。

電子が一つの定まつた安定軌道内に運動して居る間はエネルギー不変で電磁波動を出さないが、他の安定軌道に移る際にエネルギーを放射又は吸収する。例へば i_2 番目から i_1 番目の軌道に移るときには兩軌道のエネルギーの差

$$A_{i_1} - A_{i_2} = \frac{2\pi^2 m E^2 e^2}{h^3} \left(\frac{1}{i_1^2} - \frac{1}{i_2^2} \right)$$

だけのエネルギーを放射する。而して是はプランクのエネルギー量子 $h\nu$ に等しい。

$$\nu = \frac{2\pi^2 m E^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

なる式から出る E を Ne で置き換へ

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}$$

と置けば

$$\nu = N^2 R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \dots \dots \dots (8)$$

となる。此式中 N は元素の順位数、 R はライドベルク常数 Rydberg constant と稱され、 n_1, n_2 に任意の整数値を入れると元素の或るスペクトル線の振動数が出るのである。 n_1 を變へ n_2 を順次變へて行くと、一つのシリーズが出来る。之が所謂シリーズ・スペクトルである。 n_1 はシリーズの番號を示し、 n_2 は線の番號を表はす。例へば水素なら N を 1 と置き

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

となり n_1 を 1 とすれば基準シリーズ即ちリッツのシリーズとなり、 n_2 を 2 とすれば前記の第二副シリーズ即ちバルマー・シリーズとなり、又 n_1 を 3 とすれば第二副シリーズ即ちパッシェン・シリーズとなる。常数 R は e, m, h から計算すると

$$R = 1.15 \times 10^5 c$$

で、前記の實驗的にきめた値と近いものになる。

同様にして N を 2 とすればヘリウム、3 とすればリシウムの線が出る理であるが、 N が大きくなると以上の式はあてはまらない。是は電子の軌道が幾つも重り合つて互に攪亂するからであらう。要するに「 n 」のスペクトル線はエレクトロンが第二番目の安定軌道から心核に最近の軌道に躍び移る際に生じ、又バルマー・シリーズの線はエレクトロンが第二番目の軌道に其外側の軌道から躍び移る際に出来るのである。

原子が煽昂されざる通常の状態にある間は振動電子は其最低位の安定軌道を

占め、それが次位の軌道に轉移する際に輻射の吸収が起るのだから、 ν_{II} に相當する基準シリウスの線が闇線として現はれて来る。高位の副シリウスの線を吸収する爲には原子に或種の煽昂を與へて振動電子を高位の安定軌道に押し上げ、其所を出発點として更に高位の軌道に移る準備をせしめねばならぬのであるが、斯様な煽昂を受けた原子の数が或るバセンタージに達しなければ高位のシリウスは出て來ない。煽昂の機巧としては主シリウスの吸収に伴つて高位の軌道に轉ずることも其一法であるし、又振動電子が仲間同士若くは他の自由電子と衝突することとも其因となり得る。何れにしても煽昂の度合は温度、壓力、密度、其他の物理的狀態若くは感受する種々の放射線の強さでさまる。で若し煽昂の度が十分強ければ電子の一つが全く心核引力の束縛を離れて飛び去つて了ひ、其結果原子は正電氣イオンとなり、中性原子とは全然異つたスペクトルを發する。實驗室に於ては中性原子のスペクトルは概して電弧スペクトルから起り、電離した原子のスペクトルは電氣火花で強度の煽昂を與へる場合に起る所の所謂火花スペクトルである。斯様な次第だから或るスペクトル吸収線を生ずべき元素が太陽に事實

存在しても居ても註文通りの状態に置かれなければ其線が現出しないのである。實驗室で種々の煽昂に基くスペクトルを十分研究し、且太陽(又は恆星)に於ける元素の状態を適當に考慮した上でなければ元素の檢出は完全に出来るものでない。

一九一九年エツガート J. Eggert は電離が平衡に達したものと考へ、分子の解離 dissociation に關するネルンスト W. Nernst の式

$$\log \frac{x^2}{1-x^2} P = -\frac{U}{4.571T} + 2.5 \log T + C$$

を應用して、電離の程度即ち或る元素に就いて電離した原子の全原子に對する割合が温度や壓力に應じて如何に變るかと云ふことを研究した。上の式での「電離度」P は其物質が太陽又は星の雰囲気内で受ける全壓力 U は電離に要する「仕事」をカロリーで表はしたもので、T は絶対温度である。又 C はエレクトロンの化學的常數と稱するもので、M を電子の分子量 $\left(\frac{1}{1840}\right)$ とすれば

$$C = -1.6 + \frac{3}{2} M$$

で表はされ、其値は1.65となる。Uは前記のAをジュール常數 Joule constant で除し 1 mol. の瓦斯中の分子の數 n を乗じたものであつて、若しAの代りに電離ポテンシアル Ionization potential V、即ち電子が無限の距離迄遠ざかる間に經過するポテンシアルの降下といふものを用ゐると

$$U = \frac{evn}{300J} \text{ cal}$$

となる。Vは實測の結果を用ゐ、實測なきものは前節の(6)式に據つて計算すればよい。即ち此式から

$$A_1 = eV = \frac{hRN^2}{e^2}$$

を得、従つて

$$V = \frac{hRN^2}{e^2}$$

之をヴォルトに直すには300を乗ずればよい。

若干實測の結果を挙げると左の如くである。

第五表

元 素	電離ポテンシアル
H	14.4
He	24.47
Li	5.37
O	2.43
N	17.75
O	13.56
Na	5.12
Mg	7.61
Al	5.96
Si	10.6
Ca	6.09
Sc
Ti	5.61
Cr	6.7
Mn	7.41
Fe	5.9
Co	6-9
Ba	5.19

此處で云ふ電離ポテンシアルは最低の量子軌道に於ける電子を隔離する場合に就いていふもので、實際に於ては既に第二第三の高位軌道に在るエレクトロンも幾らか含まれて居るのであるから、平均のVは之より小さい。従つて上の式から出る α の値は小さ過ぎるが大體の程度は之で示さるゝものと考へてよい。

カルカタ大學のサハ *Saha* は一九一九年から一九二一年に互り上記の理を應用して太陽や恆星の大氣中に在る物質に就いて重要な研究をした。先づカルシウムのスペクトルに就いて考ふるにUは $1.40 \times 10^5 \text{ cal}$ となり、之を用ゐて其の電離度 α を計算すると次表の如くなる。

第六表 電離度 x (%)

温度	10	1	10 ⁻¹ (一気圧ヲ單位トス)	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵
2030°	—	—	—	—	5 × 10 ⁻⁴	1.4 × 10 ⁻³	
3000	—	—	—	—	3 × 10 ⁻¹	1	9
4000	—	—	—	3	9	26	93
5000	—	2	6	20	55	90	
6000	2	8	26	64	93	99	
7000	7	23	68	91	99		
8000	16	46	84	99			
9000	29	70	95				完全
10000	46	85	99				電離
12000	76	97					
14000	90	99					

太陽大氣中に於てフラウンホーファー吸収線をおこす部分の平均層では温度が六〇〇〇乃至七〇〇〇度であつて、壓力は種々の理由から10⁻¹乃至10⁻⁴程度と考へられる(後章参照)から、上表に據りカルシウムは過半電離して居る筈であるが、中性の原子をも幾らか含んで居なければならぬ。其結果中性原子の發するg線を含むシリーズとともに電離したカルシウムに屬するH及びK線が現はれる。5000基米以上の高さになるとg線が出ないのは、壓力が急減して其割合に温度の方は低くならない結果電離が殆ど完全に行はれて居るためであらう。

次に水素は前記の如き程度の壓力や温度では殆ど電離せぬ故中性原子のスペクトルが出る。H_α、H_β等のバルマー級は其一つで、其他にライマン級も出る筈だが紫外部に在るため見えない。バルマー級は八〇〇〇基米迄見えるが、其以上になると壓力が甚だ少くなる結果電離が著しくなつてバルマー級は消失するのだと考へる説もある。即ち水素原子が其有する唯一つの振動電子を失ひ光學的に全然無能になる結果何等の水素線も現はれないのだと云ふのである。然しながら水素原子は非常に安定で、非常な高温でなければ電離しないから斯くの如き説

明は容易に首肯することが出来ない。

ヘリウム線中第一安定軌道に属するシリウスは紫外部に在つて観測されないし、高位のシリウスは太陽大気の下層では圧力が高いため電子が高位の軌道に上げられ難いので、フラウンホーファー線として現はれない。斯様な次第で中性ヘリウムの吸収線は太陽スペクトルに現はれないのだと云ふのがサハ氏の見解である。又ヘリウムの電離ポテンシアルが非常に高いため、太陽大気の中層以下の圧力では殆ど電離が無い理だから電離したヘリウムの線も現はれないのは當然である。斯様な道理で日食の際最上層の彩層の光に輝線として電離ヘリウムの線を認むるの外、普通の場合太陽スペクトルにはヘリウムの線が全く現はれない。其他バリウム、ストロンチウム、マグネシウム等の線に於ても理論と實際とは可なり程度の符合して居る。

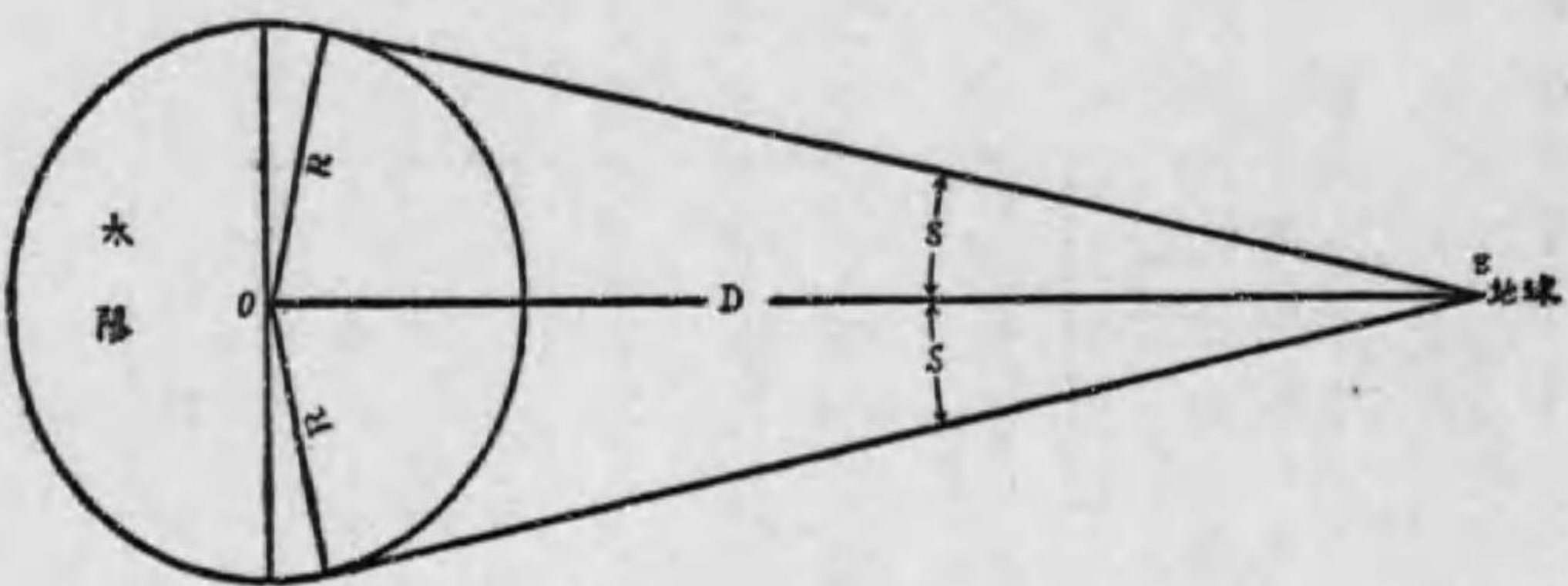
百種にも垂とする元素の中で其半数以上が太陽中に検出されないといふ理由は我々の實驗室に於て観測し得るスペクトル線が太陽に於ける如き状態の下では出て来ないためであらう。又太陽に存在して居ながら検出されぬ元素がある

としたら、其は此元素の太陽に於ける如き状態の下で出す放射線若くは吸収線が現今の方法では観測し得ないやうな波長を有するのか、或は其れが電離原子から出る線であつて、火花スペクトルの實驗が未だ十分進んで居らぬ現今の状態では其元素の何物であるかを知る由がないのであらう。

第三章 火球 太陽

五 太陽の形状

ぎらぎらとした白光を放つて天空を馳る小さな圓盤としか見えぬ太陽、厚みを測るまでもなく之を紙片の如き薄つべらな物として受取る程單純な頭の持主は恐らく今の世に存在しないであらう。少くも無限のエネルギーの發源地とし、一大家族の統率者に應はしい質量の持主とし、又數知れぬ謎語の秘藏せらるゝ迷宮として、吾々は之に十分の深みを要求しなければならぬ。其周圍を運行する地球より見て常に同一の圓形を呈するの事實は太陽の球形を證するに十分でないとするも、高熱に依つて流動的狀態にあると想像さるゝ一大塊が虚空に安定に懸吊されつゝ見掛の形が圓形を呈すとしたら其實形を球状と見做すに躊躇する者はあるまい。



第十三圖 太陽視半徑

視角僅か三十二分に過ぎぬ火球であるが、十五億萬基米の遠距離に在ることを思へば、其絶大な直径を有することが推量られよう。實際太陽の半徑を知るための原理は視半徑角度と距離を測るに在る、餘は簡単な三角術の問題で、上圖に就いて云へば

$$R = D \sin \alpha$$

なる式で計算することが出来ることは殆ど説明の必要もあるまい。

距離の測定に就いては敢て深入せず、單に最も權威ある測定の結果を列擧するにとどめよう。左表中視差とは太陽から見た地球(日出没時に於ける)の赤道半徑の視角を意味し、天文學者間に於て距離を表はす目安として用ゐられて居る數量である。是から距離を出すには、其正弦で地球の半徑 6377.5 km を除せばよす。

第七表 太陽視差

六〇

測定又ハ計算者	方	法	數 値
1. ギル D. Gill	火星ノ衝ノ観測		8,780
2. ギル, エルキン等 (Gill, Elkin)	小惑星ワイクトリア, イリス, サツフナ		8,807
3. ヒンクス等 Hinks (1903-1)	小惑星エロスノ衝		8,807
4. ニューコム等 Newcomb (1874-1882)	金星太陽面經過ノ観測		8,794
5. ニューコム Newcomb	月ノ運動ニ對スル太陽引力ノ影響ニヨリ		8,794
6. ブラウン Brown	同 上		8,778
7. ニューコム, Newcomb	惑星ノ運動ニ對スル地球引力ノ影響		8,768
8. ヴイツト Witt	同 上		8,794
9. パリ會議 Paris Conference サムソン Sampson	光行差ノ観測ニヨリ 木星ノ衝星ノ食		8,803 8,799

右の表で(1)から(4)迄は地球の公轉週期 T_e 及び惑星の公轉週期 T_p 兩者の太陽からの平均距離 a_e, a_p の間に存する關係

$$\frac{T_p^2}{T_e^2} = \frac{a_p^3}{a_e^3}$$

に據り T_e, T_p を測つて a_p を求め $a_p - a_e$ を觀測して

$$a_e = (a_p - a_e) / \left\{ \frac{a_p}{a_e} - 1 \right\}$$

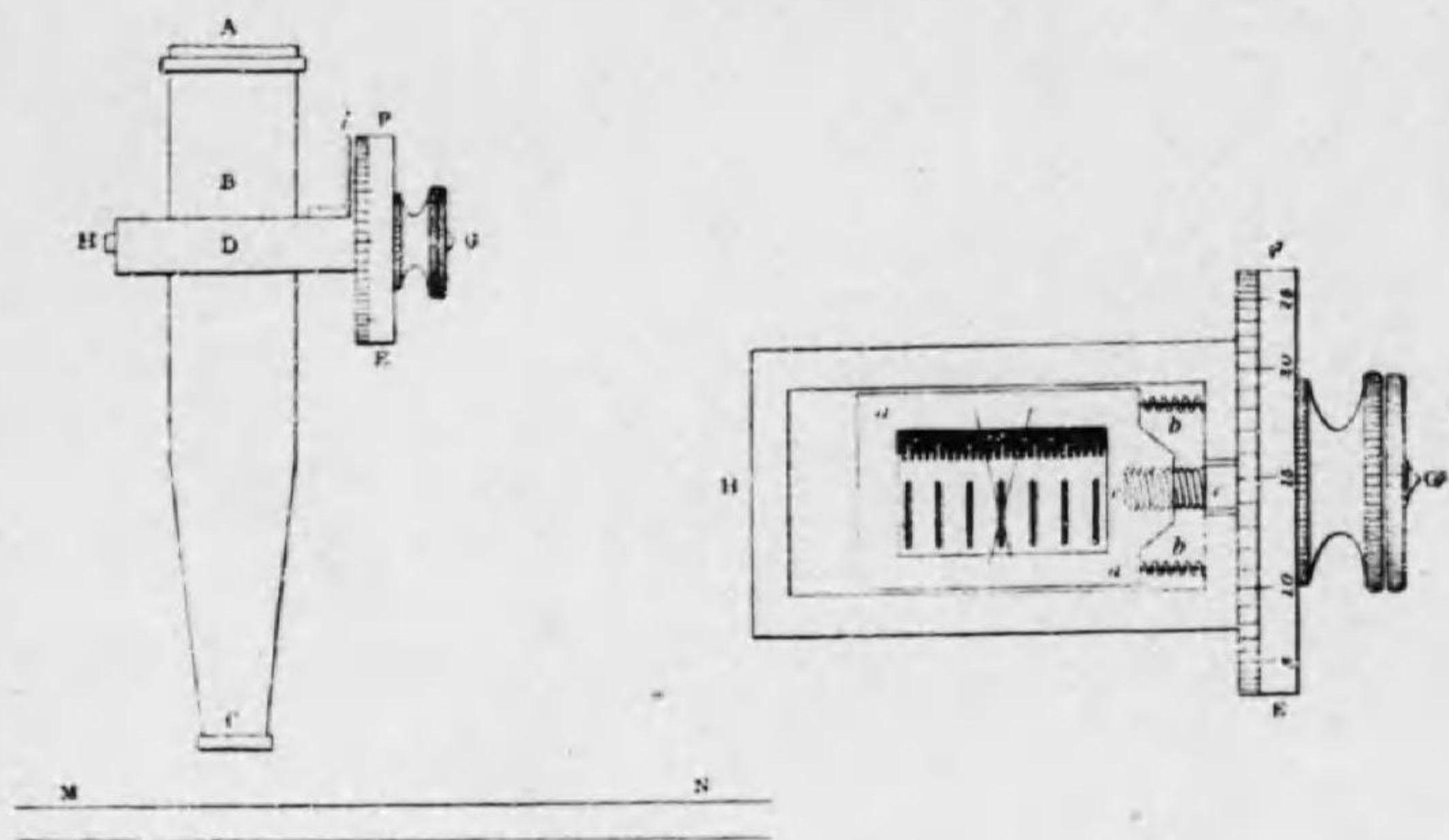
に據り a_e を求めることが出来るので、 $a_p - a_e$ を得るには、地球の軌道に一番接近した軌道を有する惑星を選び、一番地球に近寄つて來た時に、成可く遠く離れた二地點から之を觀測し、視掛上の位置の相違から $a_p - a_e$ を計算して出すのである。又右表の(5)及び(6)は月の運動が太陽の引力でどれ程狂ひを起すかと云ふことを觀測して太陽の距離を出したもの、(7)及び(8)は主として太陽の引力で運行して居る惑星の運動が長い間には地球の引力の影響を受けて次第に狂つて來る其の狂差を觀測して逆に主力たる太陽の距離を計算するもの、(9)は地球の公轉運動の速度と光線の速度との割合から生ずる恆星位置のずれを觀測し、是から逆に公轉速度を求め、次いで其半徑即ち太陽距離を出すもの、(10)は地球が木星と太陽との中間に來たときと其正反對の側に來たとき、即ち木星迄の距離が丁度太陽の距離の倍だけ異ふ二つの時期を選んで、衝星の食を觀測し、其生起時刻が計算の結果に比し幾何遅れるかを見るのである。此「遅れ」は兩時期の間に幾分の差違がある。是はつ

まり光線(每秒二九一八六〇基米を走る)が其れだけの距離を通つて来る時間であるから、此時間から距離の差即ち地球軌道の直径を出すことが出来るのである。之等の値は夫々精密さが異なるものであるが、其れを十分研究した上で、適當に重價 weight を附して平均を取ると

$$r = 811,796$$

となり、之を距離になほすと、前記の如き値が得られる。

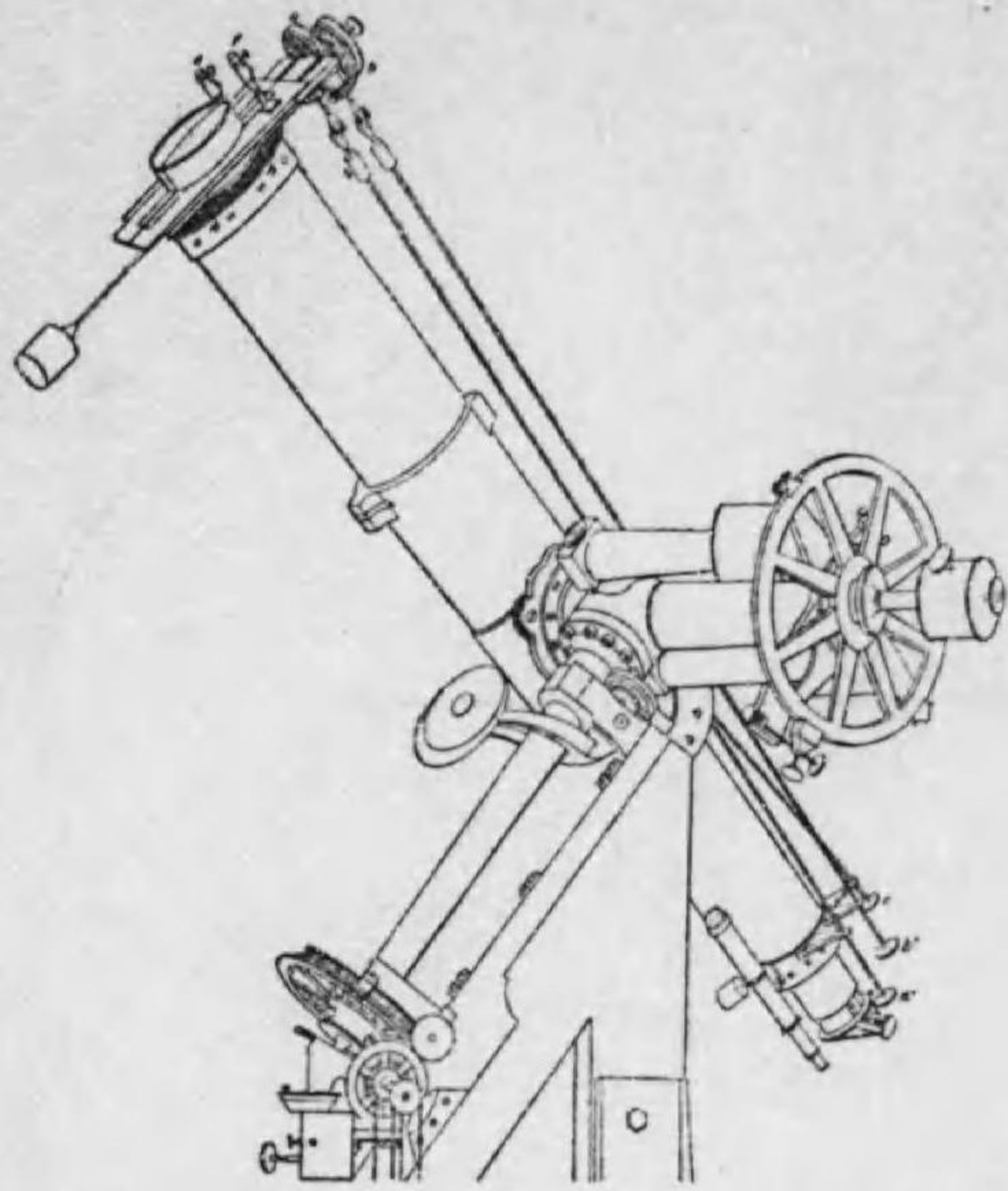
太陽の視半徑を測るには、どつとした値は通常の測量用經緯儀を用ゐて左右兩縁の方位角を測り、其差を採るか、六分儀で同様の方法を行つてもよいが、精密に測るには測微器 micrometer を用ゐる。測微器は顯微鏡の接眼端の横から細かく刻んだ捻子を挿しこんであつて、之を徐々に捻ぢ込んで出したりすると、視界に張つてある蜘蛛絲が極少しづゝ動く仕掛になつて居るもので、其動いた距離が捻子の頭に刻んである目盛で微細なところまで分るから、是を用ゐて視界に映ずる物象の長さや幅を極精密に測ることが出来るのである。天體の觀測上實際に之を用ゐるには望遠鏡の接眼端に差しこむか、若くは先づ對象物を寫真に撮つて之を顯



第十四圖 測微器構造



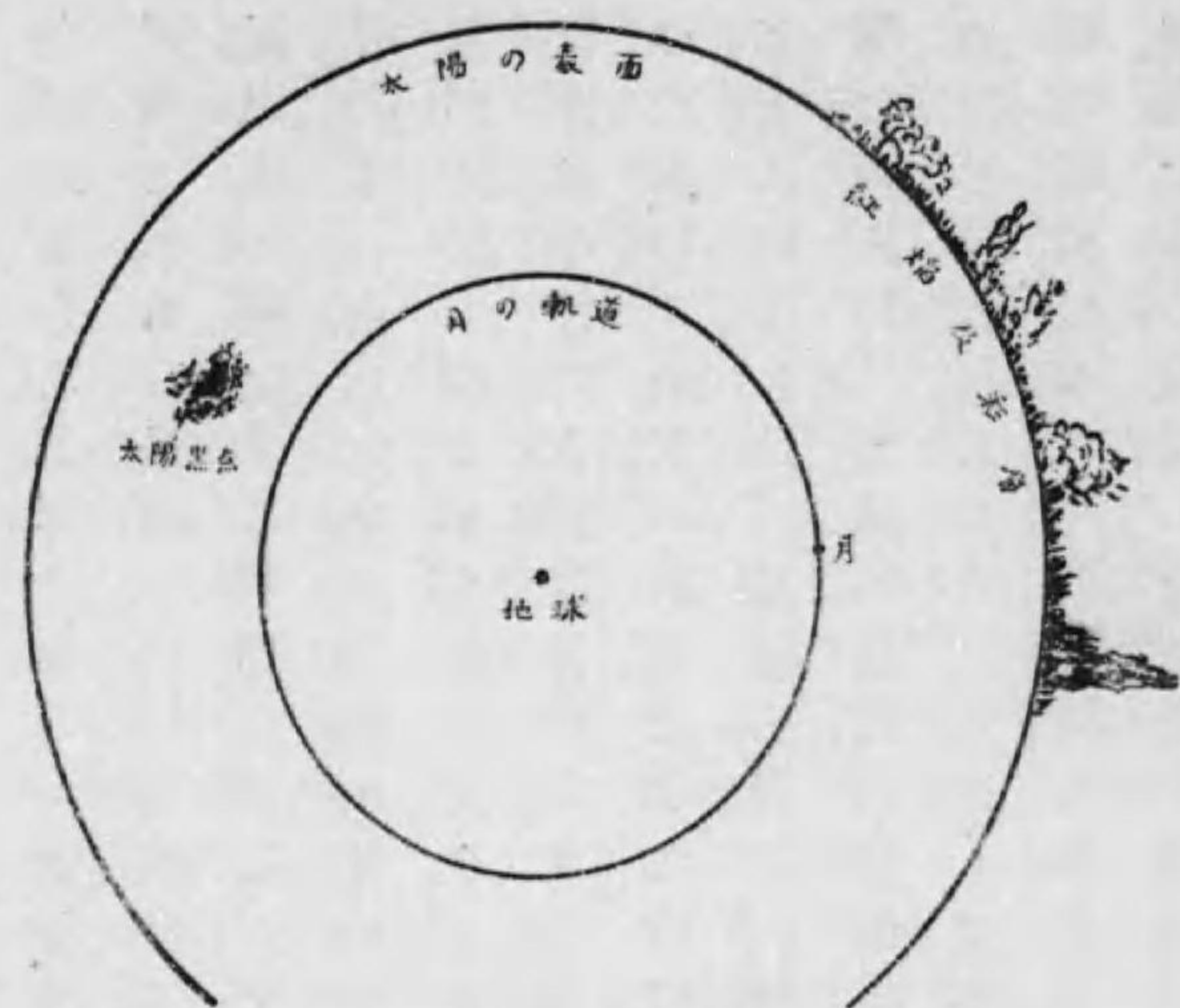
第十五圖 測微器外觀



第十六圖 ヘリオメターの構造

微鏡下に置いて測るのであるが、大きなスケールに撮つたものだと全部が視界に入りきらぬから、蜘蛛絲は固定しておき乾板を載せた臺が可なりの範圍まで捻子で動くやうになつて居る器械を用ゐる方がよい。

又太陽の如き僅小な視角を測るにはヘリオメター Heliometer を用ゐて便利な場合が多い。此器械は筒先レンズを中央から二つの半圓部に切り、兩部が切目に沿うて相互に滑り動くやうにしてあるものである。最初兩部の滑動面の中心が一致して居て完全な圓形を成して居るときは全體が一個のレンズとして働き、焦點に太陽の像が唯一つ出来るが、相互に滑らせると兩部は別



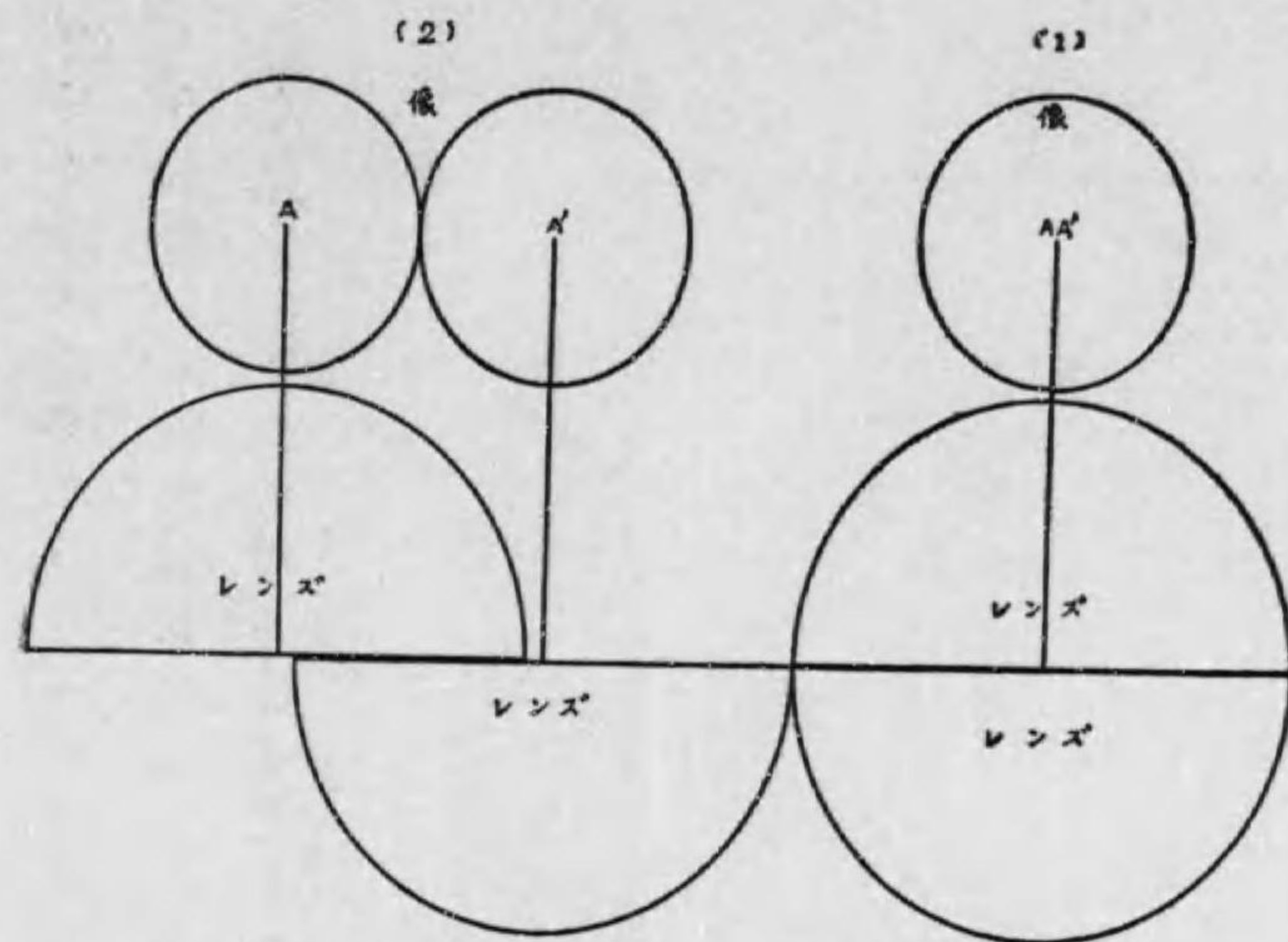
第十八圖 太陽、地球、黒點等大きさの比較

化する故視直徑も一定して居ない。一月初地球と太陽の最も近くなる時(近地点)は視直徑が右記の値より約三〇秒大きく、又七月初最も遠くなる時(遠地点)はやはり三〇秒程小さくなる。右記視直徑及び視差の値を用ゐ前記の式に入れて太陽直徑を計算すると

$$R = 1392000 \text{ km}$$

となる。

上圖は太陽の大きさを地球の大きさや月の軌道と比較したもので、地球が其衛星月を率ゐて太陽の中心に移つたとすれば、月は優に現在の軌道を以て太陽の外にはみ出さずに運行することが出来る。又太陽を徑二尺の球で表はすと地



第十七圖 ヘリオメターの原理

別のレンズとして異つた像が出来る(第十七圖(2)のA及びA')。而して兩像中心間の距離は滑動した距離に比例する故、若し兩像の周縁が丁度相接する迄(2)の位置動かし、動いた距離が測微捻子の頭の示度で分るやうに造つて置けば、此距離が即ち太陽の直徑を示すことになり、豫め焦點に於ける物像の實長と角距離との關係を測定して置けば、太陽の視角は直ぐ分るのである。此方法でアンブロン Ambron 及びシュール Schuur の測定した結果は $32' 0'' 0$ と出て居る。勿論地球は太陽の中心を焦點とする橢圓軌道に沿うて運行し、地球太陽間の距離が變

球は二分位の直徑即ちふんど、豆位のものとなる。

太陽が完全な球形であるか否か、又其直徑が變化するか否かと云ふことは重大な問題である。最初一八〇九年ゴータ *Gotha* のリンデノー *Lindenan* が太陽直徑の週期的に變化する形跡あることを見出し、尙グリニッチ天文臺に於ける一七五〇年乃至一七八六年の觀測に基いて太陽は完全球形でなくして極に於ける半徑の方が赤道半徑よりも數秒大きいと云ふことを主張し、ビアンキ *Bianchi* は之と反對に赤道半徑の方が四秒程大きいと云ふ結果を發表したので一時議論の焦點となつたが、種々研究の結果是等は皆觀測器械の狂ひから起きた誤差であらうと云ふことに結着した。其後一八七一年セツキ *Secchi* はローマやバライモに於ける觀測を利用して太陽の直徑は黒點數最も最大期に短く、黒點數最少期に最長だと結論して居るし、又ヒルファイカー *Hilfiker* はノイシャテル *Neuchatel* に於ける二十二年間の觀測でセツキの觀測に裏書して居るけれども、オーウァーリス *Auwers* が各地の觀測を廣く精査した結果に據ると視直徑に〇・二秒以上の變化を認めることが出來ないといふことであつた。而して前人の得た變化の形跡は主として光線が

地球大氣を通過する際の屈折作用に因る觀測誤差であつて、實在的のものではないとされ、又赤道部と極部の差に就いても半秒を出ないやうな微量のものを當時の比較的粗雜な觀測方法、何れも東西兩緯の子午線經過時刻の差から直徑を求め、から得た結果に就いて論ずるのは無理であると云ふ理由で、むしろ兩半徑間の差は認められぬと云ふのを至當とした。尙之より遙か精密なヘリオメーター觀測に於ては、オーウァーリスの研究に據ると平均に於て極半徑の方が赤道半徑より〇・〇三八秒だけ大きく出で、又一八九〇年乃至一九〇三年にアンブロンがゲツチンゲンで行つた觀測から出した結果も之に近いが、二人共其實在性を否定して居る。コランピア大學のプーア *Pooh* は一八六〇乃至一八七四年にラザーファード *Rutherford* の撮つた太陽寫眞の測定に基いて調べた結果、赤道半徑は極半徑に比し概して稍大きい、其割合は黒點數の増減に伴つて増減すると云ふ事を發見し、尙オーウァーリスの用ゐた材料からも同様な結果に到着した。此變化は非常に僅小なもので、〇・一秒を出ないものであるが、果して眞に黒點數の増減に伴うて太陽の膨脹收縮する事實が僅かでもあるとすれば、其れは黒點成生の理論上重大な意義

を有するものである。其れに關連して、尙ハームHalmの研究に一言せねばならぬ。太陽の赤道部に於て其東西兩端から來る光を強力な分光器を通して並べて見ると、自轉の結果ドップラー原理でスペクトル線が相互にずれて見える。即ち西端のスペクトル線は波長が中心に比して稍大きく、東端のは同程度だけ短く出る。而して兩方の波長を平均すれば自轉の影響が除かれ、中央部の波長と等しくなるべきである。ハームは一九〇〇年から一九〇六年に互り鐵の吸收閾線 $\lambda 6301.8$ 及び $\lambda 6302.8$ の波長をば之と波長の近い地球大氣の酸素の吸收線 $\lambda 6302.2$, $\lambda 6303.0$ を基準として測定し、右記の方法で中央部と縁線とを比較したところが、縁部の波長がいつも中央部より大きく出て來る事を發見し、其原因を該吸收線の起る氣層に於ける壓力に歸した。元來スペクトル線は發生(又は吸收)瓦斯の受ける壓力が大きくなる程赤色端の方にずれるもので、太陽の吸收線も其例に漏れぬ理だが、其影響は縁と中央部では同一でない。或る吸收線が一定の氣層に起由するものと考へると、太陽像の縁に近い所のスペクトルでは其層の深部即ち壓力の高い所が餘計に其吸收線の成生に參與する。従つて其線の最強部は太陽中央部のスペクトル

に比すると幾分赤色端の方にずれる道理で、其程度は該層が深くして光球面に近い程著しくなるべきである。ハームは縁邊スペクトル線の偏移が黒點數の増減に伴つて變化する形跡を見出し、其原因を考究して太陽内部の溫度の週期的昇降に因り光球面が膨れたり縮んだりする結果、雰圍氣の全體の深さや這の吸收層と光球面との距離が變化するのではあるまいかと云ふ説を發表して居る。此觀測の精確度に關しては大分異論もあるが、一時議論の的となつた問題であるのと近頃喧しい相對原理に基づくスペクトル線の偏移の觀測に導く一つの階程をなした點で特筆の價値を失はない。此問題は更に後章に詳述する筈であるが、太陽直徑の問題に關連して茲に引用した次第である。

此問題は理論的方面から其可能性を吟味して見なければならぬ。ムールトン Moulton は均質の物體にしても密度が内部に向つて漸増するものにしても兩極に長い橢圓體は平衡状態にあり得ないとし、均質の場合には、自轉角速 ω 、密度 ρ 、半長徑 a 、半短徑 b の間に存する關係式

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \sigma} = \frac{1}{\lambda^2} \left\{ (3 + \lambda^2) \frac{\tan^{-1} \lambda}{\lambda} - 3 \right\}$$

に基づいて、密度を 1.4 として、橢率 ϵ を計算し

$$\epsilon = \frac{a-b}{a} = 37 \times 10^{-6}$$

と出して居る。但し λ は

$$\lambda^2 = \frac{a^2 - b^2}{b^2}$$

で與へらるゝものである。上の式から兩徑の差を出すと 0.07 となり、均質でない場合には更に之よりも少くなるべきである。又ウィルチンスキが流體力學的に計算した結果も甚だ小さい値を與へて居る。

安定平衡にある不可縮流體として自轉の影響を不問にするならば、些少の變形に依り重力の作用だけで振動的變形が起るものとする、 n 次の調和振動の週期 T_n は表面重力 g と半徑 a でさまじ、ロイド・ケルビン Lord Kelvin の研究によると、それは

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{2n+1}{2n(n-1)}} \sqrt{\frac{a}{g}}$$

で表はされる。 n を 2 とすると

$$T_2 = 3^{\frac{1}{2}} \frac{a}{g^{\frac{1}{2}}}$$

之が最大の週期であるが實際には中心附近の密度が大きいかと可縮流體であることのためにもつと短週期のものとなる筈で、前記諸家の見出したやうな長週期の變化は起りさうもない。たゞ黒點の増減に伴つて太陽大氣の組成や密度の分布に變化を來し、屈折現象として光學的に形狀の變化を示すといふことは無いともいへない。

太陽光球が膨脹收縮すると云ふ事は黒點數曲線と類似した型の光度變化を示すケファイド型變光星の變光原因をば熱力學的立論で星體が膨脹收縮するものとして説明したエヂントン Eddington の理論や、近頃干涉計で實際に星の直徑を測定した結果 α オリオン星の直徑が變光に伴つて變化する事實を發見したりしたことから考へて當然ありさうな事柄であるが、前記の如く週期の長さといふ點で

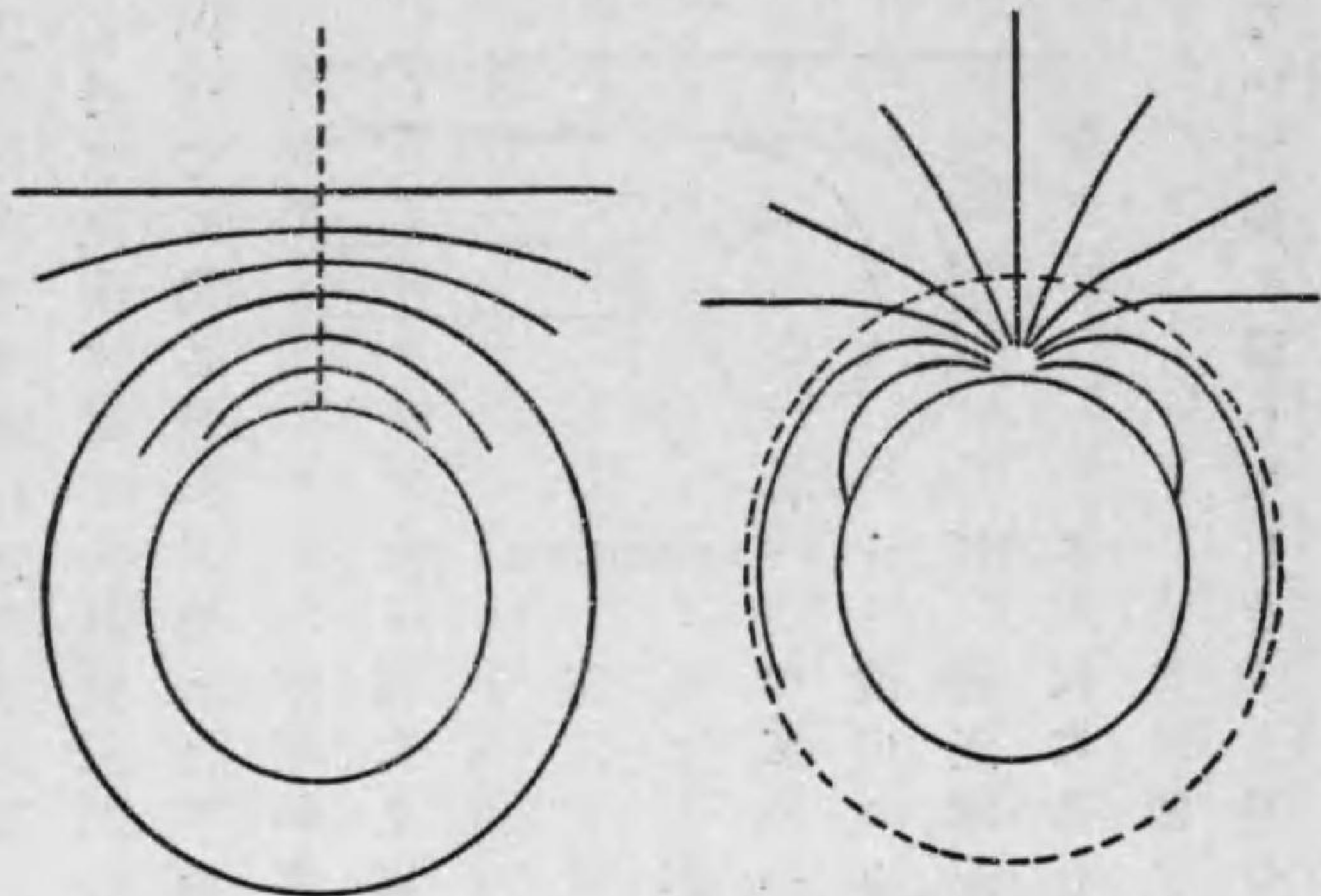
困難がある。

太陽の縁を象つて居る圓形が實際に白光面其物を表はして居るか否かに就いて、シュミット Schmidt は一つの理論を提唱して居る。光球から四方に出る光線は太陽の大氣を通る際屈折作用を受けて其徑路が屈折率の大きい方の側に曲る。其曲率半径は屈折係數と進路に直角な方向に於ける屈折係數の傾度 gradient の比に等しい。即ち

$$r = \frac{n}{\frac{dn}{dr}}$$

となると云ふことは簡単な數理で證明が出来る。

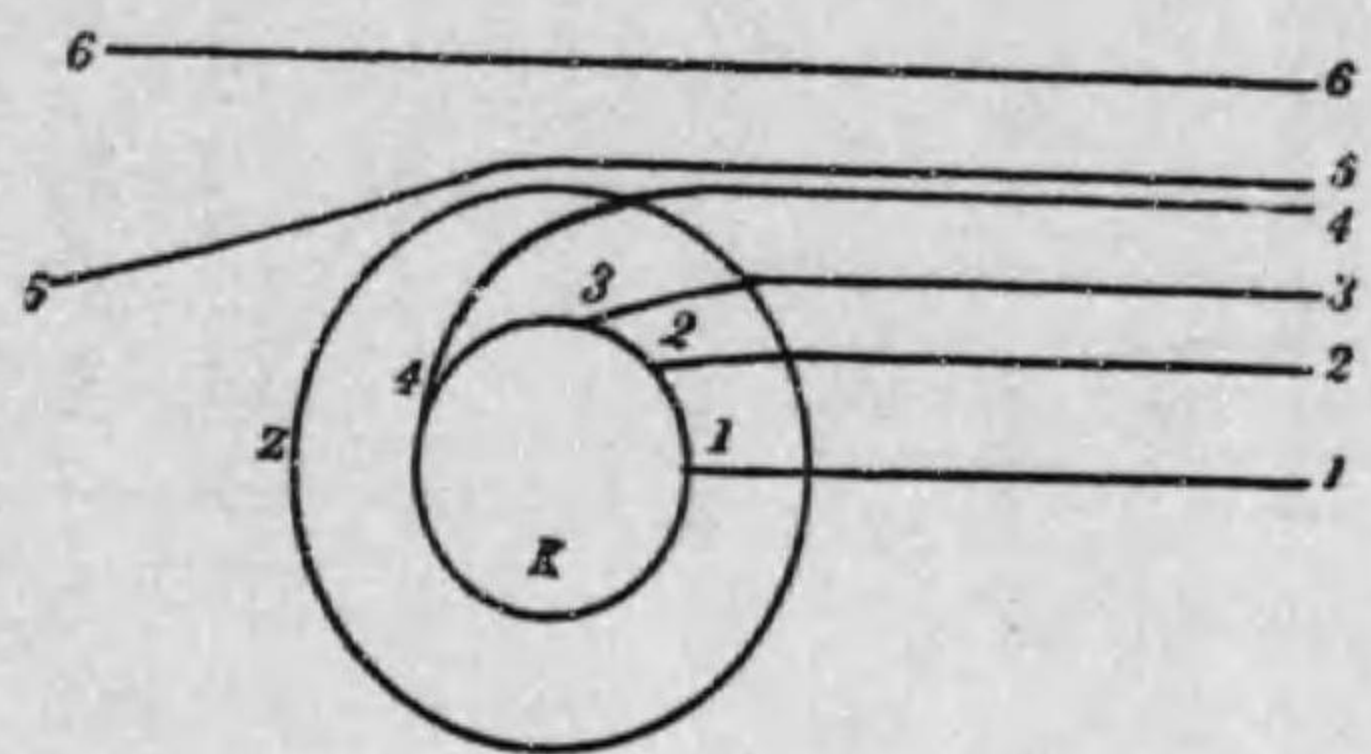
今大氣の屈折率が太陽中心と同心の球面に沿うては不變で、之に直角に外方に向つて遞減するものと考へる。而して表面から水平に出て行く光線の曲率半径は表面自身の半径より小さく、即ち表面では $\frac{n}{\frac{dn}{dr}}$ が光球の半径より小さいとすると、 n も $\frac{dn}{dr}$ の高さと共に次第に減じては行くが、後者の方が速く減ずるから $\frac{n}{\frac{dn}{dr}}$ は次第に大きくなる。此値が中心距離に等しくなる高さ迄は大氣中



第十九圖 シュミットの理論參考圖 其一

の一點から水平に出發する光線の曲率半径は中心距離より小さい。従つて何れも下方に曲つて漸次光球面に接近する。而して其結果大氣の外に出ることができないことになる。處が上記の高さに於て出發するものは水平に出る光線が常に球面に沿うて進行し無限に廻廻することになる。此球面をシュミットは臨界球面と稱して居る。此面の外側になると、水平に出た光線は次第に表面を遠ざかり、 n が 1 に近づき $\frac{dn}{dr}$ が限り無く減ずる結果として曲率が限り無く減じ、遂には真直に大氣の外に進んで行く。更に大氣中の一點から四方に出て行く光線の徑路を考へると、射出角(垂直線に對する)が一定限度

以内に在る光線は何れも表面から距るに従つて次第に曲率を減じ、遂に真直に大氣外に逸出するが、此限度以上の射出角で出發する光線は皆一度は表面から遠ざかつても或る點から先きは下向きに變り早晩表面に歸來せねばならぬ。丁度此



第二十圖 シュミットの理論參考圖 其二

兩域の限界に當る射出角で出る光は大氣外にも出でず表面にも歸らず、太陽の周圍を何遍も限り無く廻つて居る(第十九圖)。斯様な理を頭に置いて太陽の方から地球の方に進んで來る光線の徑路を考へると大體第二十圖の様になることが分る。圖中Kは光球面Zは前記の臨界面面であつてZへの切線よりずつと内側の(1) : : (3)等の光線は勿論のこと、尙是より極少し内側の所(4)までは出發點が皆太陽光球面に歸納さるゝけれども(5)の如く之より少し外側になると出發點が光球に歸着しない。(6)の如く更に遙かに外側になると光線の出發點が全く直線的に太陽に關係ない空間に歸してしまふ。従つて(5)より外の光線は太陽周圍氣から放射する光

のみを含み(4)以内の光線は光球から出る白光であつて(4)と(5)の間の臨界面面に當る所にくつきりと光度段階が出来る。是が我々の目に映ずる太陽の輪廓である。斯う考へると、太陽は必ずしも外面にくつきりとした界の存する球とするの要なく、密度や温度が外方に次第に遞減して行く瓦斯球と考へても不都合はないのである。

シュミットは地球の半徑を一八〇倍に増し、其大氣を温度一萬度の水素で置換へたとし、且重力が二七倍になる結果密度の勾配も同じ割合に増加するものと考へ、Zが密度に比例すると云ふ假定で臨界面の密度を計算した處、地面の空氣の九分の一と出た。又或種の假定の下に臨界面の半徑を算出して發光球面の二・三倍と云ふ値を得て居るが、斯くの如き計算は太陽内部に於ける密度や温度の分布が不明なので之を適當に假定した上で行ふものだから、其假定次第で如何様にも異つた結果に到達し得るものであつて、上記の値は單に一つの試みとして興味をひくだけで、學說の根據としては左程重きを置くことが出来ない。

六 太陽の質量及び密度

太陽の質量を定めるには地球質量が分つて居るものとして之に比較するのである。即ち地上の物體に對する地球の引力と太陽が地球に及ぼす引力とを比較すればよい。今 f を地球の軌道上一點に於ける太陽引力の加速度、 g を地表に於ける地球重力の加速度、 Δ を太陽の距離、 r を地球の半径、 E 及び S を地球と太陽の質量とすれば、重力の法則に據り

$$\frac{f}{g} = \frac{\Delta^2}{r^2} \frac{S}{E}$$

なる式が出来、又此式から

$$S = E \frac{f}{g} \left(\frac{\Delta}{r} \right)^2$$

となる。茲に Δ 、 r 、 g は直接測定さるべきもので其平均値は

$$\Delta = 149560000 \text{ km (平均距離)}$$

$$r = 6378192 \text{ m (Hermert 測定、地球赤道半径)}$$

$$g = 9.80035 \text{ m/sec/sec (Hermert、赤道 = 於ケル値)}$$

である。

f を知るには地球の公轉速度 v との關係を用ひ、其概算値は軌道を圓形と見

$$f = \frac{v^2}{\Delta}$$

で計算される。然るに v は地球の公轉週期 T を用ひれば

$$v = \frac{2\pi\Delta}{T}$$

で表はされるから、其結果 f は

$$f = \frac{4\pi^2 \Delta}{T^2}$$

となる。で

$$T = 365.2564 = 365.2564 \times 24 \times 60 \times 60 \text{ 秒}$$

だから

$$f = 0.0059150 \text{ m/sec/sec}$$

故に

$$\frac{f}{g} = 0.0006036$$

前記の Δ 及 r を用ひ

$$\frac{\Delta}{r} = 23450$$

従つて前記の公式から

$$S = 381900 E$$

即ち太陽の質量は凡そ地球の三三二〇〇〇倍である。之をキログラムで表はさうと思へば、地球の質量

$$E = 5.984 \times 10^{24} \text{ キログラム}$$

を乗じ

$$S = 1.990 \times 10^{30} \text{ キログラム}$$

となる。

之から太陽の平均密度を出すと

$$\frac{S}{\frac{4}{3}\pi R^3} = 1.40$$

地球の密度は平均 5.55 だから太陽の平均密度は地球の約四分の一に當つて居る。前章に見た如く種々の重い金属元素を多量に含んで居るのに斯様に密度の小さいと云ふことは太陽が主として瓦斯體であると云ふ假設に有利な事實である。尤も太陽の大きさと質量から其表面に於ける重力を計算して見ると、地面に於ける値の約二七・六倍に達するのである故に内部は非常の壓力を受けて壓縮されて居るので、瓦斯體ではあるが液體に似た状態を呈して居るものと考へられて居る。

第四章 太陽の光熱

七 太陽常數の測定

太陽の溫度と云ふことは太陽物理學上の根本問題で、是が或る程度迄明かにならなければ太陽の内外に生滅する諸現象の性體を究めることは出來ない。而して溫度の問題は結局放射エネルギー(光熱等の)の強さ及び其性質で解決される。で太陽面の單位面積から毎秒若くは毎分幾何のエネルギーが、外方に放出されるかを測定することが必要となつて來る。

物理的方面に於ける殆ど總ての問題の解明に先驅者であつたニュートンは太陽熱の問題に於てもやはり其例に漏れなかつた。ニュートンは一六八〇年彗星が近日點を通過したときに、之に對する太陽熱の影響を考へるのが目的で日射力を赤熱した鐵塊と比較し、距離の差をも考へに入れた上で凡そ二千倍と考定したも

のである。之に次いでブーゲー Bouguer (一七二五年)やウォラストン Wollaston (二七九九年)は、太陽の光力を標準燭に比較し、天頂から照らすときは一米の距離に置いた燭の六萬倍の照力あることを確めた。先づ之等が物理的方法を太陽研究に應用し出した最初のものであらうが、其方法の幼稚粗雑なる到底近代的太陽研究の資料とするに足らない。

近代科學の目から見て太陽熱の測定が稍正確に近づいたのはハーシエル Herschel が一八三七年南亞喜望峯で日溫計を使用して太陽の輻射エネルギーを測定した以來のことである。之に次いでフランスではピエ Peltier が同様の觀測を行ひハーシエルのと大差無い結果を得た。ハーシエルの方法は、適當に絶縁した熱に就いて錫鉢に水を容れ、之に太陽の光を當てて水溫の上昇を觀測し、其結果を基にして、周圍の状態や大氣の光熱吸収作用を考へ入れた上、太陽が天頂から二時間十三分地表を直射すれば一時の厚さの氷(零度)を解かすことが出來ると云ふ結論を得たのである。つまり太陽が地球の距離に於て全部一時の氷層で覆はれたとすると、これだけの時間で全部が解けてしまふと云ふ意味で、又これだけの氷

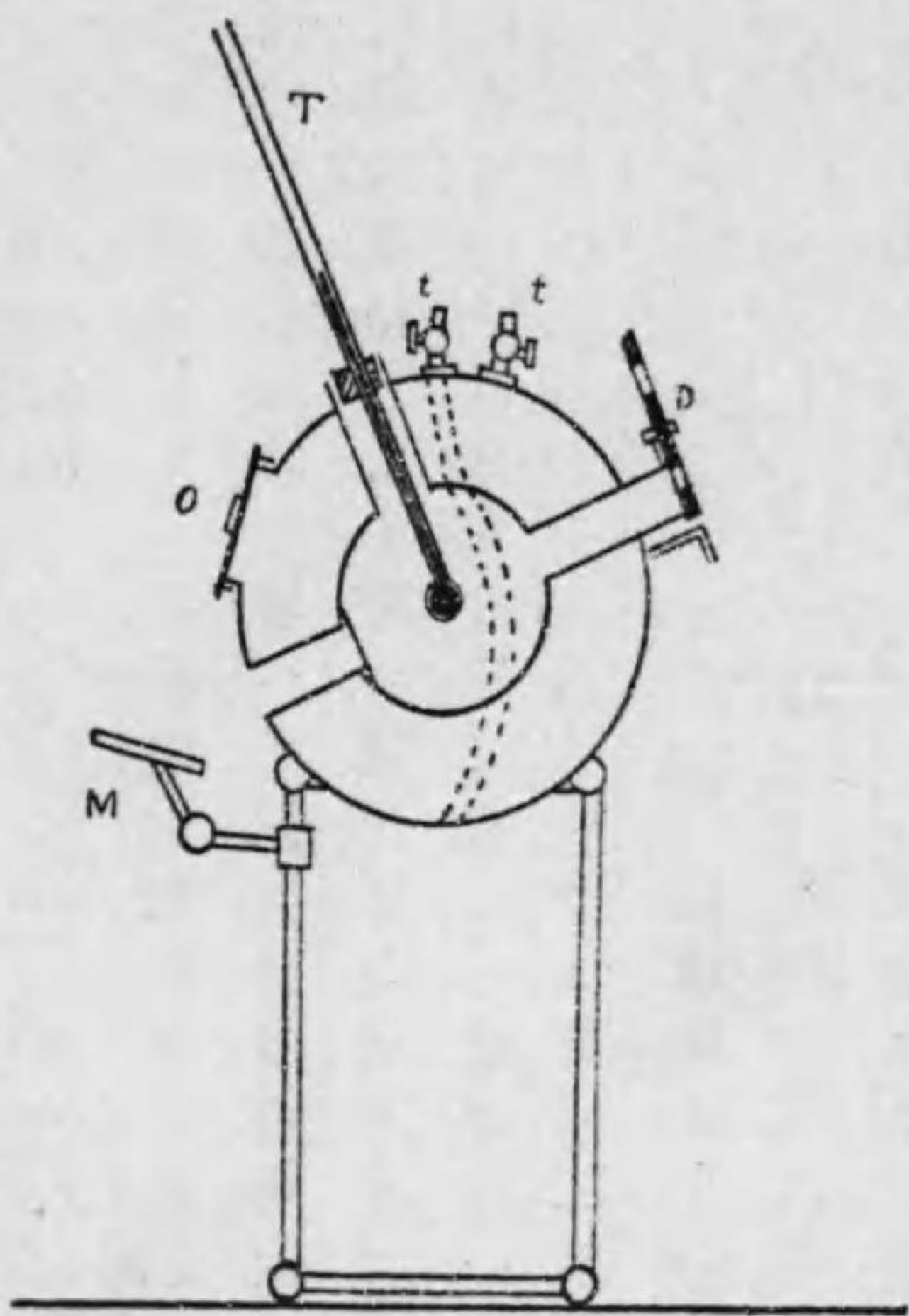
が太陽の表面の所に在るとすれば一哩餘の厚さになり、其が同時に解けることになる。此の熱量は一平方米毎に毎分約百萬キログラム・カロリーのエネルギーを出す勘定である。

ピエやクロヅア Crova の方法も是と同様の原理に據つたもので、唯仕掛が幾分巧妙に且精密になつて居るだけの相違である。

太陽輻射の強さは通常一分間に太陽光線に垂直に向けた平面の一平方糎に受けるエネルギーで表はし、之を太陽常數と稱して居る。勿論此場合大氣の吸収作用を取除いてしまはねばならない。又地球太陽間の距離の變るに伴つて輻射に強弱があるから平均距離に引直したものを用ゐねばならぬ。ピエは大氣の影響を計算に入れ且距離の補正をした上で太陽常數を 1.79 グラム・カロリーと出した。

ウォーターストン Watersstone、エリクソン Eriasson、セッキ Secchi、ヴィオ Violle 等は是と全く異つた方法を探つた。ヴィオの日温計は其代表的のものであつて、内外二重の球壁に包まれた寒暖計球部を煤煙でいぶし、細孔から之に日光をあて、其

温度を觀測するので、外壁は鍍銀して外部の輻射熱を防ぎ、又内面は煤煙で黒くして輻射エネルギーを殆ど完全に吸収若くは放射するやうにし、全部の温度を均等にするため兩壁の間隙に氷水を流して置く。寒暖計球部の温度が次第に上昇し

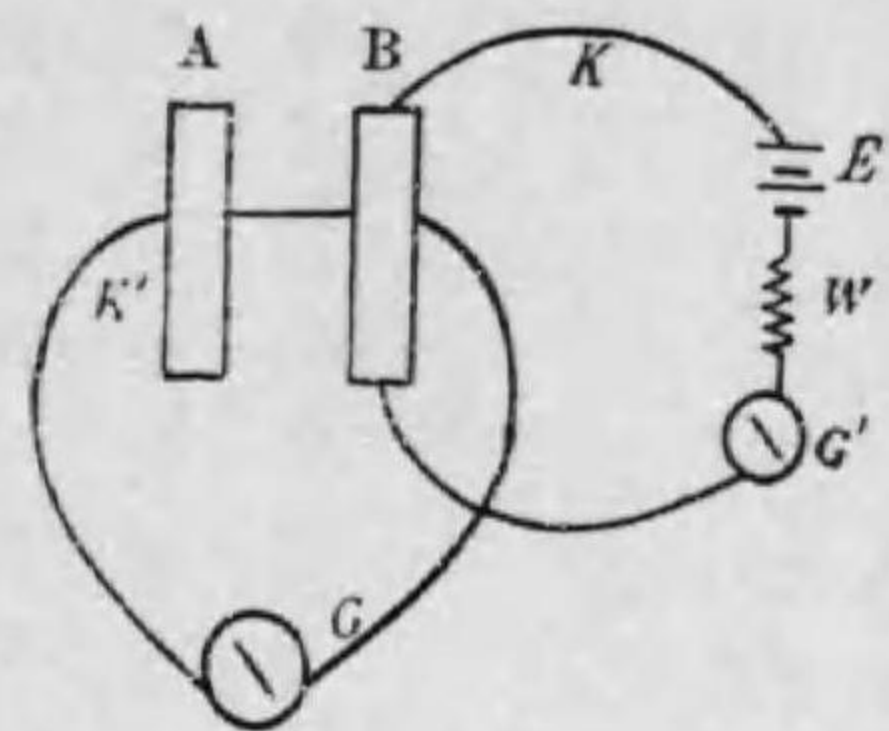


第二十一圖 ヴィオの日温計

て或る點に達すると、太陽と内壁とから受ける輻射が内壁及び空間に（細孔から）放射する輻射に等しくなり、所謂輻射平衡が成立つて温度の上昇が止むので、此時の内壁の温度と寒暖計の温度との差に據つて太陽から來る輻射を計算することが出来るのである。

ピエ等の方法では受光部と周囲の空氣や物體との間に於ける輻射や傳導のために生ずる誤差を補正するに特別の實驗を要するのであつて、此實驗の確度に十分の信が置けぬと云ふ所に大きな

缺陷がある。ヴィオのは此缺點を除いたのが大きな改良であつて、此器械を用ゐるモンブラン其他數ヶ所の高峯で觀測した結果太陽常數の値を 1.92 と出して居る。オングストローム Augustroem は一八九四年之等と全く異つた型の器械で太陽常數を測定した。其構造を説明するに、二つのマンガニンの小薄片A及びBを煤煙でいぶして之を併べて置き、兩者の背面には夫々熱電對の一端を固定し、之を一廻線に連結して中間に電流計かガルヴァノメターを挿入し、兩薄片間の温度の差を検出し得るやうにしてある。薄片の一方Aは日に直射せしめ、他の一方Bは電



第二十二圖
オングストローム日温計

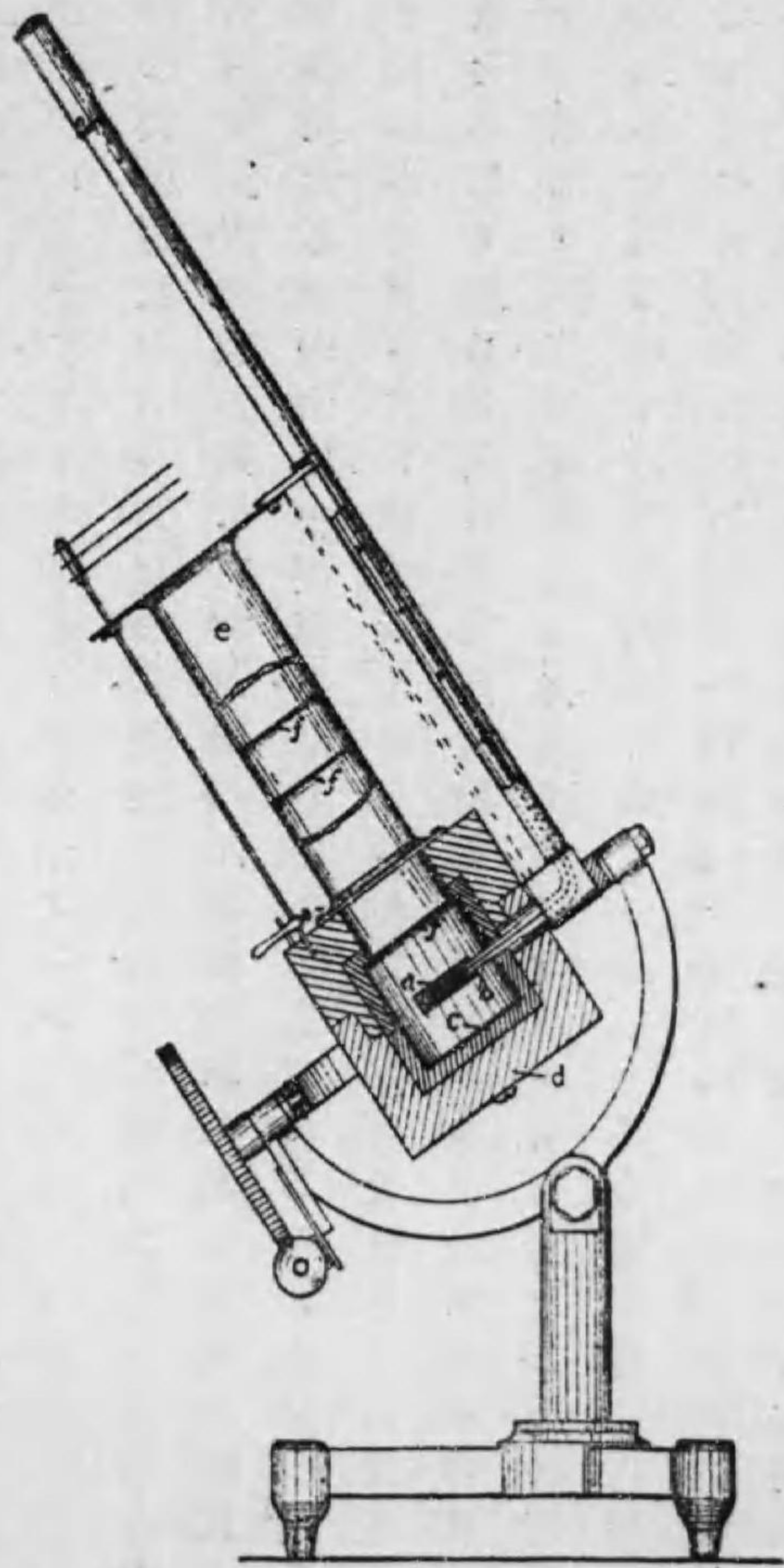
池を挿入した廻線に連結して電流で温め、Aの薄片と同温度となるまで抵抗器で電流の強さを加減する。此時の電流の強さ*i*(アンペア)と抵抗*R*(オーム)とを電流計と抵抗器で測れば、其値からBに於て電流より熱に轉換されたエネルギーが分り、従つてAに受ける太陽の輻射エネルギーが知れるのである。即ち小薄片の面積を A_2 、電氣抵抗を r オームとすれば毎秒一平

方輻に生ずる熱量は

$$Q = \frac{r^2}{A} \text{ ヲツト}$$

で之をカロリーにするには 4.19 で除し、又毎分の量にするには六〇倍すればよい。シャイナー Scheiner は此器械を用ゐてゴルナーグラート山(三一三六米)頂で觀測を行ひ太陽常數を 2.22 乃至 2.23 と出して居る。本邦に於ては曾て中央氣象臺の岡田博士が吉田氏と共に富士山頂で此器械を以て太陽常數を測定され 1.76 なる値を得、又大石理學士は 1.76 、藤原長谷川の諸氏は 1.83 なる結果に達した。

米國のスミノニアン研究所ではビエの日温計に改良を加へたものを用ゐて好成绩を示して居る。其れは太鼓形の銀製容器(a)の中に水銀を容れ、其側面から寒暖計の球部b(圓筒形)を挿込み、其表面は煤煙でいぶし、之を日光に直射せしめて温度の上昇を測るので、太鼓は内面を黒くいぶした眞鍮製圓筒cに封入し、細孔を通して日光を受入する、而して更に其外側を木箱dで包み外界の影響に因る温度の變化を防ぐやうにしてある。尙孔から風の吹き込む虞ある故、其上に圓筒形の長



第二十三圖
スミソニアン式日温計

い覆被を施し、其中に二ヶ所に小孔 f, f' を明けた衝壁を設けてある。器械全部は赤道儀式に臺の上に登載してあるから、日光を長い間連続追跡することが出来る。圖に示したのは一九一〇年の型で近頃更に改良を加へてあるが大同小異である。

今水銀容器の質量を m_1 、其比熱を c_1 、水銀の質量を m_2 、其比熱を c_2 、寒暖計球部の質量を m_3 、其比熱を c_3 とし、太陽輻射のため ΔT だけ温度の上昇を見たとすれば、之に要した熱量は

$$(m_1 c_1 + m_2 c_2 + m_3 c_3) \Delta T$$

である。右式括弧内の數量は其日温計に固有な定數で、實驗的に定めらるべきものである。之を w で表はし其器械の「水價」と謂はれて居る。故に太鼓の前面の表面積を F 平方糎とし、毎分一平方糎毎に受ける輻射量を Q カロリーとすれば、傳導、輻射、對流等に因る熱の交換なき限りは

$$w \Delta T = Q \dots \dots \dots (1)$$

なる關係が成立ち、之に據つて Q を決定することが出来る。尙太鼓の表面から反射される輻射量は大約 $0.5 \frac{1}{2}$ 程だが、精密を要する場合には實驗的に之を測定して補正を施さなければならぬ。

米國ウィルソン山 Mr. Wilson 天文臺ではアボット Abbot の考案した流水日温計と云ふのを標準器として用ゐて居る。之は長い圓筒の内面を黒くいぶし、其中

に日光を受入して底部に之を直射させて輻射エネルギーを吸収する仕組である。斯くすると反射した輻射は再び周壁にあたつて吸収されるから前記の如き補正の必要が殆どない。吸収した熱は圓筒の周圍に環流させてある水の温まる度合から分るので、其は入る水と出る水の温度を電氣寒暖計で測つて知ることが出来るのである。アボットは之等の器械を用ゐてウォシントン、ウィルソン山及びホイットネー山で観測し次の如き結果を得て居る。

第八表

年	ウイットネー山									
	1902-1907	1905	1906	1908	1909	1910	1910	1910	1910	1910
太陽常数	1.960	1.925	1.921	1.929	1.896	1.911	1.956	1.956	1.956	1.956
観測回数	44	59	62	111	95	200	200	200	200	200

此平均値を採ると $\sigma = 1.93$ カロリー・センチメートル²・分⁻² となる。

太陽常数の値が測定者によつて甚だ區々であると云ふことは器械の不完全なることが大なる原因であると同時に、一面に於て地球大氣の影響が適當に考慮さ

れて居ないと云ふことも亦精確を缺く基でなければならぬ。太陽が天頂に在るときは地面で見た輻射は最も強く、太陽が低くなるにつれて弱くなる。又高山では日光の大氣を通過する厚みが少いから輻射は強く感じ、低地では弱い。其ぐあひは次の表に據つて分明である。

第九表 (1897 ヲノ Kuzo の測定)

場所	モンパントロ Moupantero	トラウコ Trucoo	カウ・アスタ Cava d'Asiti	ロチア・メロン Rochia Melono
海拔(米)	501	1722	2831	3537
氣壓	722	622	514	400
天頂日射	1.61	1.98	2.09	2.13

ピエ以来大抵の観測者は大氣の吸収や擴散に因つて太陽輻射の弱まる割合をブーゲー Bouguer の法則から考定して居つたものである。ブーゲーは輻射 J が均質な物質中を dx だけ通過したときに弱まる割合を J 及び dx に比例すと見て $dJ = -k J dx$

なる關係にあると考へたのである。但し k は其物質に固有な常数である。で此

式を積分すると

$$J = J_0 e^{-kx}$$

となる、若し密度 ρ が一様でなくて x の函数であるとし、遮光率が ρ に比例するものと考へると

$$J = J_0 e^{-k\rho x}$$

此式中で $\int \rho dx$ は光線が通過した道筋に於ける物質の量で、之を m とすれば

$$J = J_0 e^{-km}$$

又地面を平らなものとし、大氣が之に平行な均質薄層の重疊したものだとするれば、太陽の天頂距離が z のとき光線が地面に来る迄に行き當る物質の量は $\sec z$ に比例する故、上の式の代りに

$$J = J_0 e^{-k \sec z} \dots \dots \dots (1)$$

を用ゐてもよい。茲で J_0 は大氣の上界に於ける太陽輻射の強さで、 J は地面に達したときの夫れである。 z が零即ち太陽が天頂から照らすときの J の値を J_1 とすれば

$$\frac{J_1}{J_0} = e^{-k}$$

此式から

$$\log_{nat} J = \log_{nat} J_0 - k \sec z \dots \dots \dots (2)$$

故に天頂距離 z_1 及び z_2 のときに J を観測して J_1 及び J_2 を得たとすれば

$$\log J_1 = \log J_0 - k \sec z_1$$

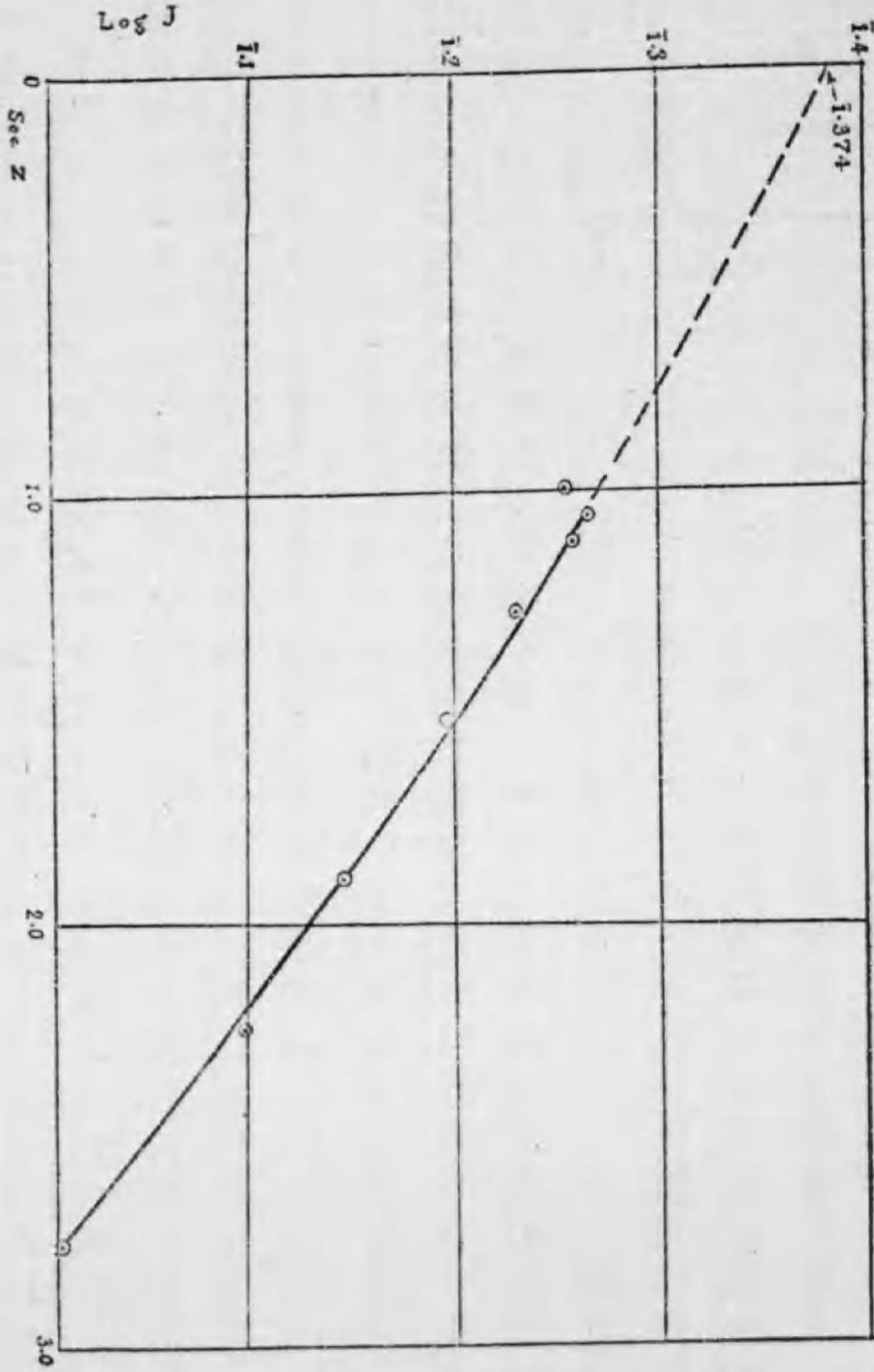
$$\log J_2 = \log J_0 - k \sec z_2$$

従つて

$$k = \frac{\log J_2 - \log J_1}{\sec z_1 - \sec z_2}$$

で k がきまり、之を (2) 式に入れると J_0 がきまる。然し種々の天頂距離で J を何度も観測し、最少自乗法で k を精密にきめるに越したことはない。

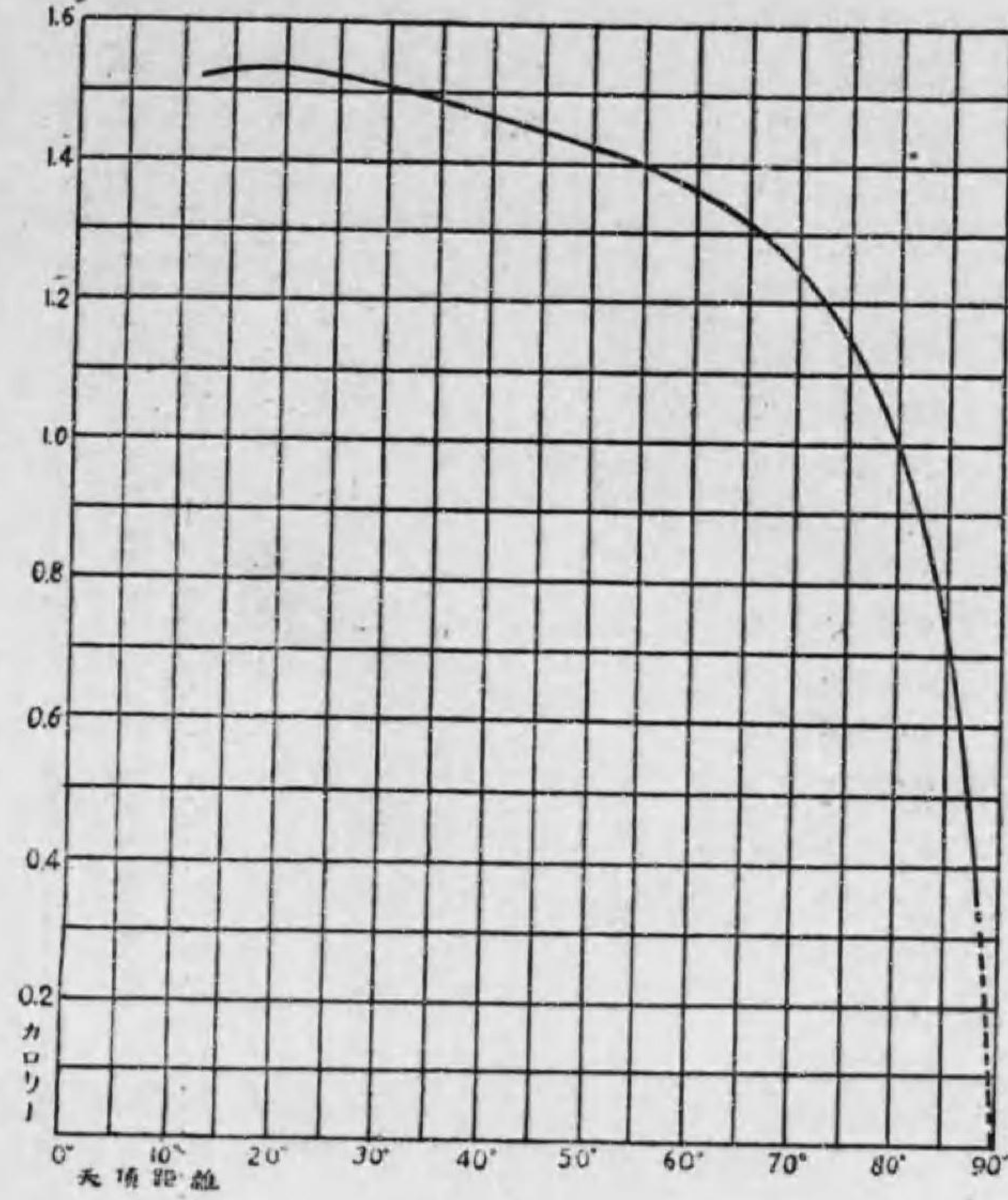
ピエは以上の如き原理で k を定めた結果、太陽が天頂から照らすとき空氣の遮断作用で光線が 50% に弱まると云ふことを見出し、之に基いて太陽常数に補正を



第二十五圖
輻射の強さと通過氣層の厚さ

ら $J = 2.36$ となる。

に於ける輻射の強さである。左圖に於て此點は $\log J = 1.374$ に當つて居る。之か

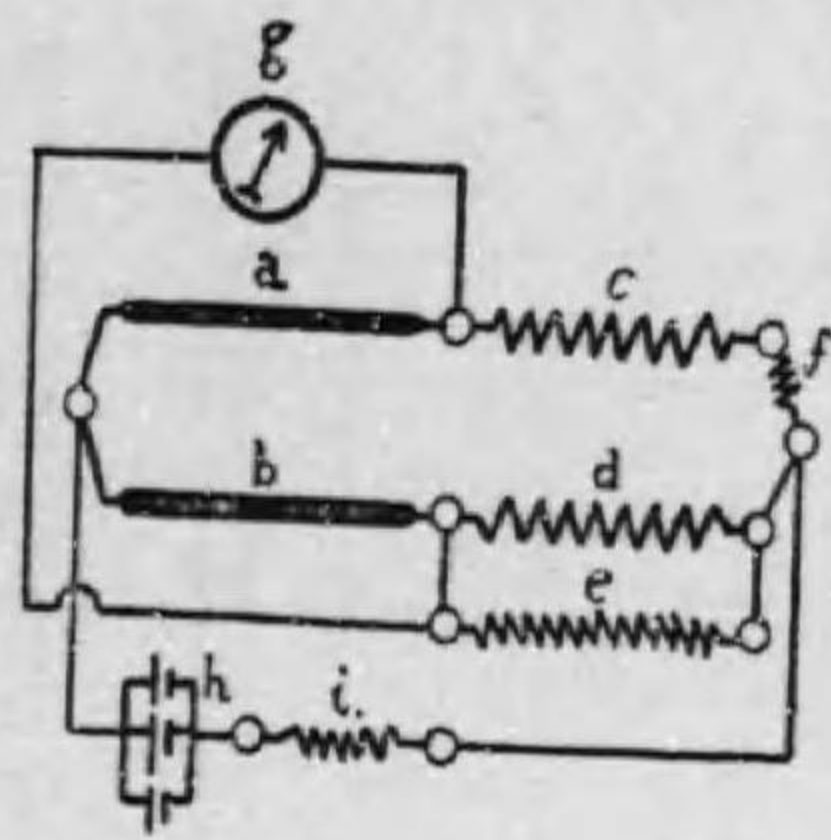


第二十四圖 日射と太陽の高度の關係

施し前記の如き値を得たのである。

ウィルソン山でアボット及びファウル Abbot and Fowlerが観測した J と z の値を圖に示すと第二十四圖の如くで、又 $\log J$ と $\sec z$ の關係は第二十五圖の如く略直線的の關係を保つて居る。此線を延長して $\sec z = 0$ の線(氣層零即ち大氣の上界に相當す)と會する點の J の値が大氣の外

然るに或は或は大氣の透過率 Q 即ち前に J_1/J_0 で表はしたものは時の氣象狀態で著しく變り、又考ふる所の輻射の波長によつても異なるものである。概していふと長波は短波よりもよく透過する。又或る波長の光線は空中の水蒸氣や瓦斯のため著しく選擇吸收を被るから嚴密に考へるとブーゲーの式は單一の波長にしか當てはまらない。前掲の J_{λ} の線が完全な直線になつて居ないのは其爲である。據つてラングレイ Langley は各の波長に就いて別々に透過率を決定する必要を高く唱し、今日では信用ある觀測は皆其流に従つてやつて居るやうな次第である。斯くすると大氣の外に於ける太陽輻射のエネルギー曲線(波長と輻射の強さの關係)

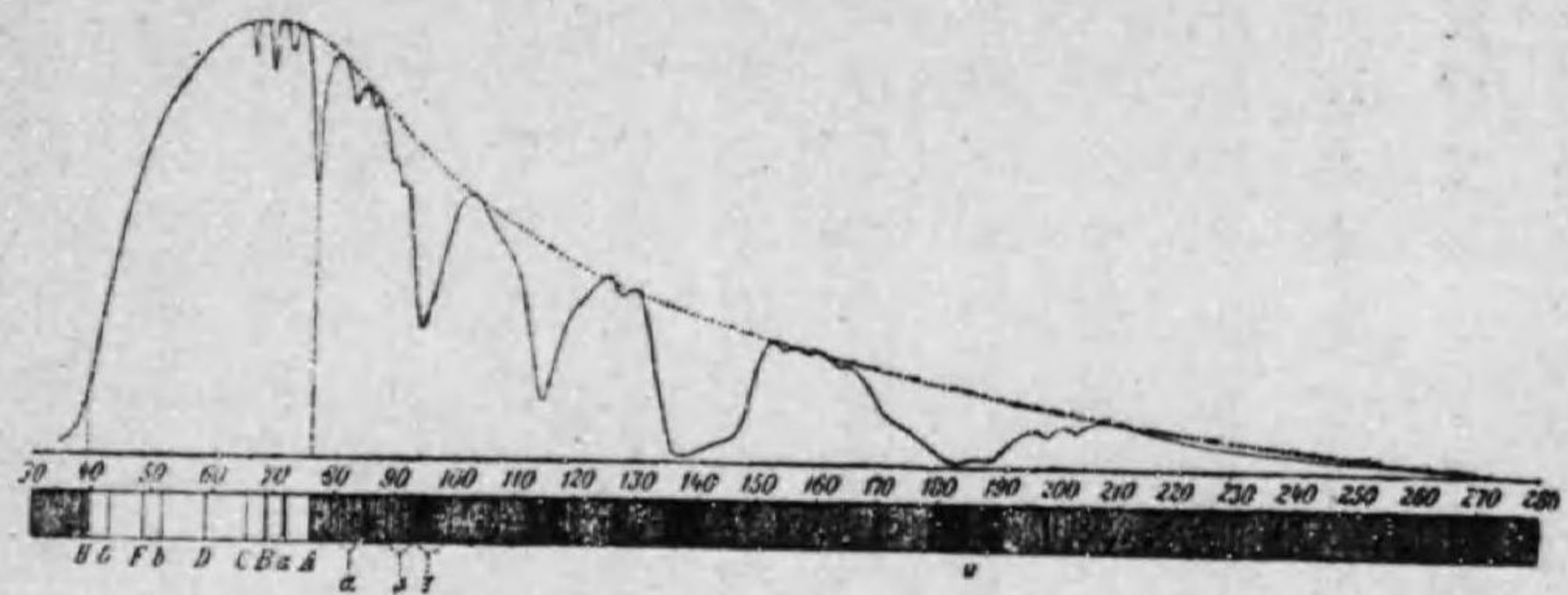


第二十六圖
ボロメターの原理

が出来、之を積分するとエネルギー曲線(波長と輻射の強さの關係)が出來、之を積分するとエネルギー總量が分る。而してエネルギー曲線と日溫計測數との關係は別に實驗的に出すことが出来るから其を利用して日溫計のカロリに引きなほせば太陽常數が得られるのである。シャイナーが前記の測定を行つた際には水蒸氣、炭酸瓦斯、オゾン、酸素等の選擇吸收を實驗的に研究し或種

の假定の下に之を大氣の場合に擴張し、全體で 0.5% の補正を要するものとしたので、従來の方法に一步を進めては居るが、極めて大掴みの見積り方である。之を十分にやるには是非共上記の如きエネルギー曲線に依らなければならぬ。

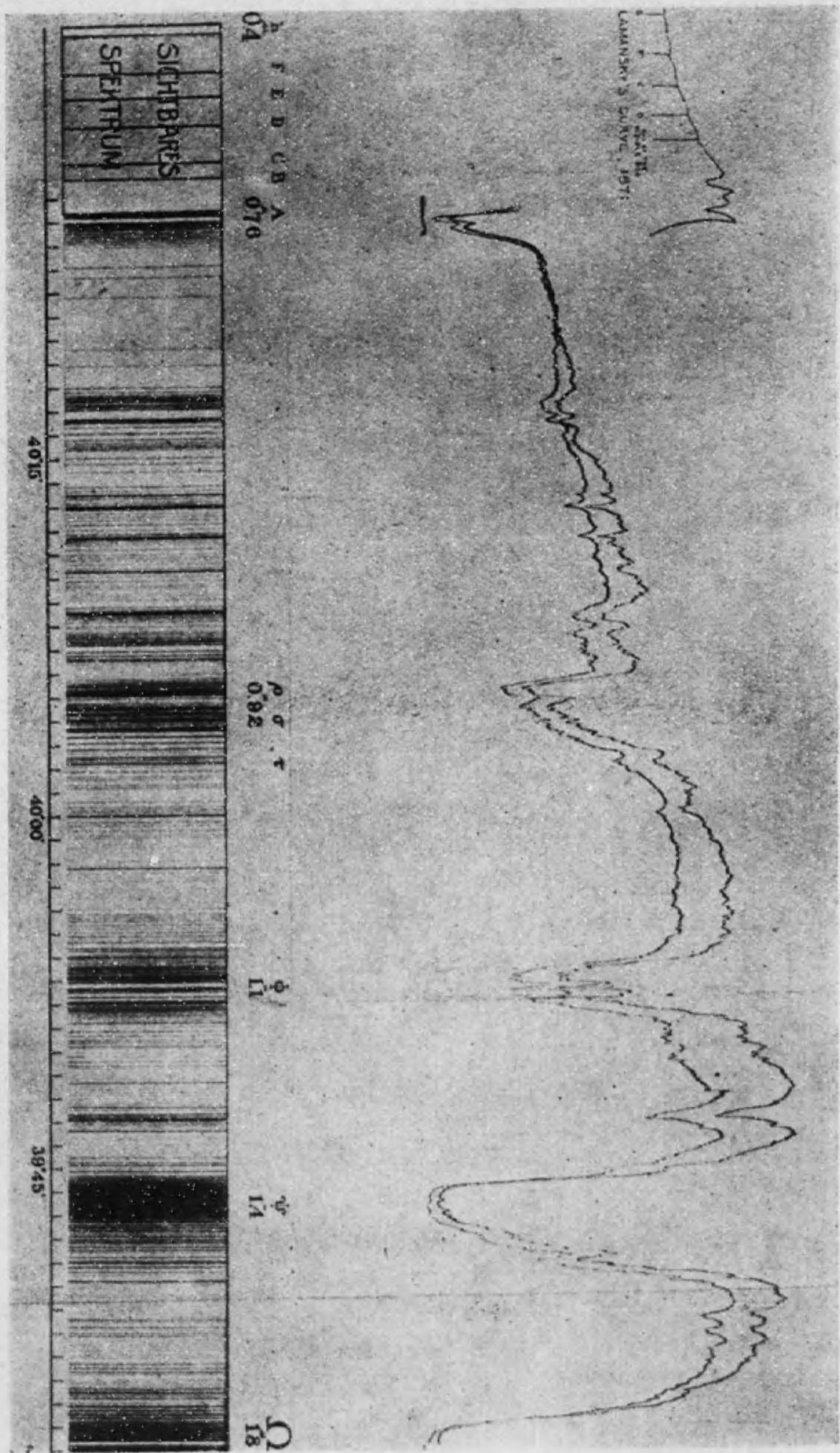
エネルギー曲線を得るにはボロメター Bolometer を用ゐるのが普通である。此器械の原理は元一八五一年スヴァンベルク Swanberg の考案したものであるが、其仕掛を精緻にし實用に供して初めて成功したのはラングレイ Langley (一八八〇年) である。第二十六圖は其構造の略圖で、a b なる一對の白金細片(厚さ千分の一、幅百分の一程度を黒くいぶし、c d なるマンガニンのコイルと共にホイットソンのブリッジを作り、d の周圍には數千オームの抵抗をシャントし、之を調節すればブリッジを釣合はせ得るやうになつて居る。由つて白金細片を日光に當ると温度が上つてブリッジのバランスが崩れ、ガルバノメターが動き、白金片に吸收したエネルギーの多寡に應じてガルバの鏡から反射させた光點の位置が變る。由つてレンズを用ゐて光點がプロマイド印畫紙上に焦點を結ぶやうにし、印畫紙を光點の運動と直角の方向に緩かに動かしておけば輻射エネルギーのダイアグ



第二十七圖 太陽のエネルギー曲線

ラムが寫されるのである。又太陽スペクトルを白金細片に當て、之を印畫紙と同じ速さで赤から堇の方へずらせて行くと、スペクトル各部のエネルギー分布を示す曲線が印畫紙上に撮れる。第二十七圖は斯様なエネルギー曲線の概観で、大氣酸素の吸収線A Bや水蒸氣、炭酸瓦斯の吸収バンド γ_1 , γ_2 , ρ , σ , ϕ 等に相應する所に於て曲線が谷のやうに凹んで居るのは、其れだけ吸収のため輻射が弱まるのを明瞭に示して居るものである。又第二十八圖はラングレイの撮つた波長 0.76μ から 1.8μ 迄の部分のエネルギー曲線の詳曲を示したもので、吸収バンドとエネルギー分布の關係を詳かに語つて居る。

アボット、ファウル等はウィルソン山、ホイットネー山等で一九〇五年以來續いて上記の如き方法で種々の波長に就き大氣の透過率を測定して居る。其一部を抜抄するに



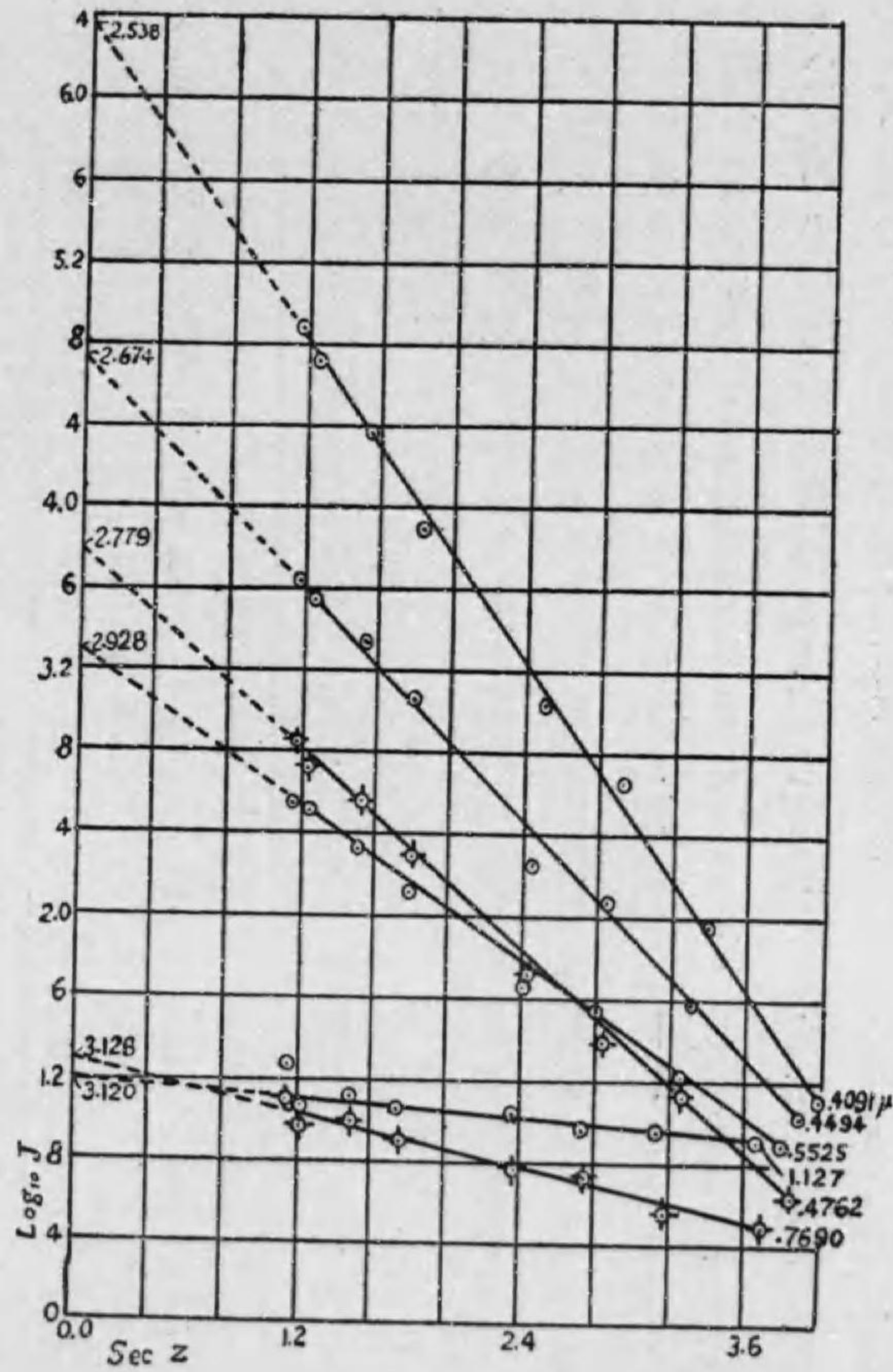
第二十八圖 太陽のエネルギー曲線 (ギョロラン) 及び其のスペクトル (ラングレイ)

第十表

各種光線に對する大氣透過率

λ (ミクロン)	0.40	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90	1.00
ウキントン	0.54	0.70	0.76	0.84	0.88	0.89	0.90
ウケルツ山	0.74	0.87	0.90	0.94	0.95	0.97	0.98
カラー (智利) 五月	0.74	0.87	0.91	0.95	0.97		
同 十二月	0.70	0.83	0.87	0.90	0.91		

種々の波長に就いて各別にブーゲーの法則をあてはめ、 $B_{0.40}$ と $\log I$ との關係を求むると第二十九圖の如くになり殆ど完全な直線となつて居る。大氣の透過率を測る目的で輻射の強さを測る前後にボロメターで度々エネルギー曲線を出すと云ふことは長い時間を要し、勞力の上からも、長時間晴空が續くことの稀なことからも、また時間が経過する間に状況が變つて正確な透過率が求め難い點から見ても、あまり好ましい方法でないので、之に代はる法としてアポットは空の光の強さを測つて大氣透過率を推定する法を案出した。元來透過率は空氣の混濁の度と含有水蒸氣の量でさまるのであつて、前者は太陽に近い所の空



第二十九圖 波長別太陽輻射と通過氣層の厚さ

なる比を作つて見ると、正式の方法で測定した透過率とFの間には一定の關係が成立つて居る故、一度此關係を實驗的に研究して曲線に表はして置けば、之を利用

の光の強さHを
 パイラノメター
 と稱する器械で
 測り其結果から
 概算され、後者は
 日光のエネルギー
 曲線の赤外部
 に在る part の四
 分の一から算出さ
 れる。で

$$\frac{F}{K} = \frac{H}{H_0}$$

してFの測定値から各波長に對する透過率を簡單に求めることが出来る。各波長に對するFを測定することは十分内外の時間で容易に出来るから、此方法に依ると正法に比し遙かに仕事のかたづきが早い。
 一九〇五年以來アポット等が前記の如き方法でウィルソン山で測定した太陽常數の各年平均値を掲げると左の通りである。

第十一表

年	太陽常數
1902-'07	1.960
(以上ウォシントン=於テ)	
1905	1.955
1906	1.956
1908	1.936
1909	1.916
1910	1.921
1911	1.923
1912	1.9461
1913	1.9044
1914	1.9570
1915	1.9519
1916	1.9458
1917	1.9589
1918	1.9461
1919	{ 1.9505 1.9472 }
1920	{ 1.9307 1.9481 }
1921	(1.9468)
1922	(1.9257)

上表中、括弧附のものはカラマ、ハルカ、ハラ、モンテズマ等の觀測で、最後の數は九月迄の觀測の平均である。之等の測定値の精確度は各年の相互比較から大體推定されるが、尙アポットの計算ではウィルソン山の一回の觀測に於ける蓋然誤

差が0.3%位であると云ふことだから全平均に於ては0.01%程度の確度を有するものと見てよからう。又他三ヶ所の観測は氣象の關係で更に一段と確度がよい。で今日では此結果を最も正確な基準的の測定値と見做して廣く用ゐられて居る。アボットの測定値に對しては紫外部や赤外部の吸収を少く見積り過ぎて居ると云ふヴェリー Verry やクロン Kron 等の反對論がある。即ち太陽常數がもつと大きくなるべきだと云ふのである。地球大氣の太陽光線に對する減光作用中オゾンの影響は特別に考察する必要あるもので、2800 以下の短波は殆どオゾンの爲に遮断されてしまふことは太陽スペクトルが此波長の所で急に途切れて居るのでも知れる。一部の學者の説ではオゾンは太陽紫外線の作用で出来るものと考へられて居るので主として地球大氣の上層に分布されて居るものと見ねばならない。従つて平地と山頂との比較観測ではオゾンの影響を検測して其れに對する適當の補正を見出すことは出来ないものである。斯様な理由でヴェリー等は太陽常數がアボットの測定より遙かに大きく四カコロリにも達するだらうと云うて居るのである。然しながら此オゾン分布説は左程確實な根據に立つた説ではな

い。プリング J. N. Pring が測定した結果ではオゾンの含有量は五籽の高さから二〇籽までの間に於て格別高さと共に増加する傾向を認めない。のみならずアボットは一九一四年夏數回氣球に日溫計を附けて飛ばせ地上二二籽の高さに於けるJの値を得適當の補正を加へた上で太陽常數を1.98と出して居るので、其下層に於ける測定地に比して大差ないので見ると、大氣透過率の見積り方に大した誤のないものと考へられる。今參考の爲ビエ以來最近に至る迄の太陽常數測定の結果中主なものを一括して掲げておかう。

第十二表

年	測定者	測定値
1837	ビエ	1.8
1860	ハーゲン	1.9
1872	フォルブス	2.8
1875	ヴィオ	2.6
1878	クローバ	2.3
1884	ラングラー	3.1
1889	サベリエフ	2.9
1896	ヴァロ	1.7
1897	クロバ	3.4
1898	リゾー	2.5
1908	シャイナー	2.3
1908	アボット	2.1
1902-12	同	1.933
1912-1920	同	1.946

八 太陽常數の變化

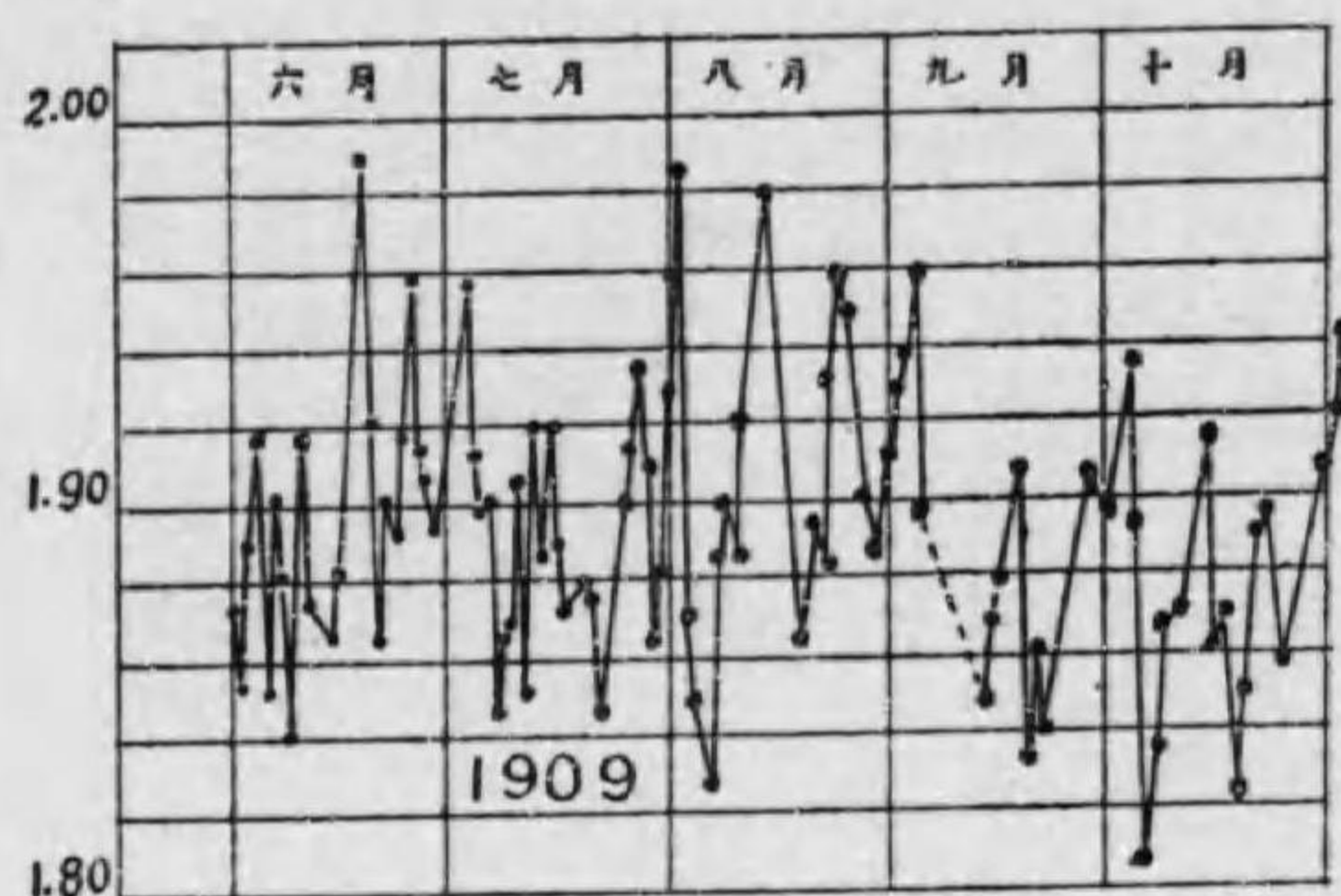
太陽輻射の強さは一定不變のものでなく、或る程度の浮沈があると云ふことは種々の點例へば黒點、白斑、紅焰等の頻度に著しい變化のあることなどから當然推想される事柄であつて、ラングレイは既に前世期末にボロメターを用ゐて太陽輻射の變化を検出しようと企て、數年間の觀測に基いて短週期の浮沈あることを主張したのであるが、此觀測に於ては地球大氣の影響や觀測誤差の見積り方に異論があるので、檢出し得たと云ふ變化の實在性は大きな疑問として殘されて居た。

其後アボット等は一九〇三年の觀測で初めて太陽輻射の日々に變化する形跡を認め、爾來之が果して太陽自體に於ける現象であるか若くは觀測誤差や地球大氣の透過率の變化から來る誤であるやを確めようとして研究の歩を進めて行つた處が、

(1) 高さ一七三〇米のウィルソン山と四四二〇米のホイットネー山に於ける同時觀測の結果殆ど同じ値が出ると云ふことは氣象の影響を格別被つて居な

い證據である。

(2) 太陽常數の變化が稍規則立つた道筋を示して居ると云ふことは觀測誤差でない證據だ。



第三十圖 太陽常數の變化

と云ふ二點から、檢出し得た太陽常數の變化は太陽自身に於けるものか若くは地球太陽間に介在する或る媒質内に於ける變化を示して居るものであるといふ結論に達したのである。

此種の變化は一例をあげると第三十圖の如く七日から十日位の間隔で高低の變化を現はし、變化は二バセントから一〇バセントに及び五バセント位の變化は稀らしくない。此現象の起源が地球大氣の中に存するものでないと云ふ證據を一層確實に握るために、アボット等は一九一二年にはアルヂェリアのバツスール Bassour に又一九一八年から二〇年迄は南米智利

のカラマ Carrara に出張つてウィルソン山と同時観測を試みた處雙方の測定値が大體併行して變化して行くことを明かにすることが出来たのである。此變化の太陽黒點數増減に伴つて居るのは特に注目すべき事柄で、ウォルフの黒點數 *Wolf's relative number* が一〇〇だけ増すと太陽常數は平均に於て〇〇七カロリーだけ増す割合になつて居る。

アポットの最近發表した所に據ると、太陽面の静寂な時期が長く續くと大抵太陽常數がステディに低減し、又黒點が太陽面の地球に向つた側に来るか、前から現はれて居るのが成長するか、若くは自轉に伴つて新たに黒點群がこちら側に廻つて來ると其日に太陽輻射の増すを常とするが、自轉に伴つて黒點群が太陽の中央子午線を通過するときは太陽輻射は低減し、其次の日に極小が起るのを常とする。之は甚だ面白い現象であつて、黒點が発生して其附近の太陽面が擾亂されると輻射が強くなるけれども、之と同時に大體太陽面に垂直に黒點から遮光性噴出物を放射するだらうと云ふ假設を證據立てるものである。

若し斯様な關係が實在のものならば黒點が太陽自轉に伴つて一週する期間即

ち二七日餘に相當する週期が太陽常數にも見出さるべきであつて、現にファウルの計算では之が歴々として現はれて居るさうである。

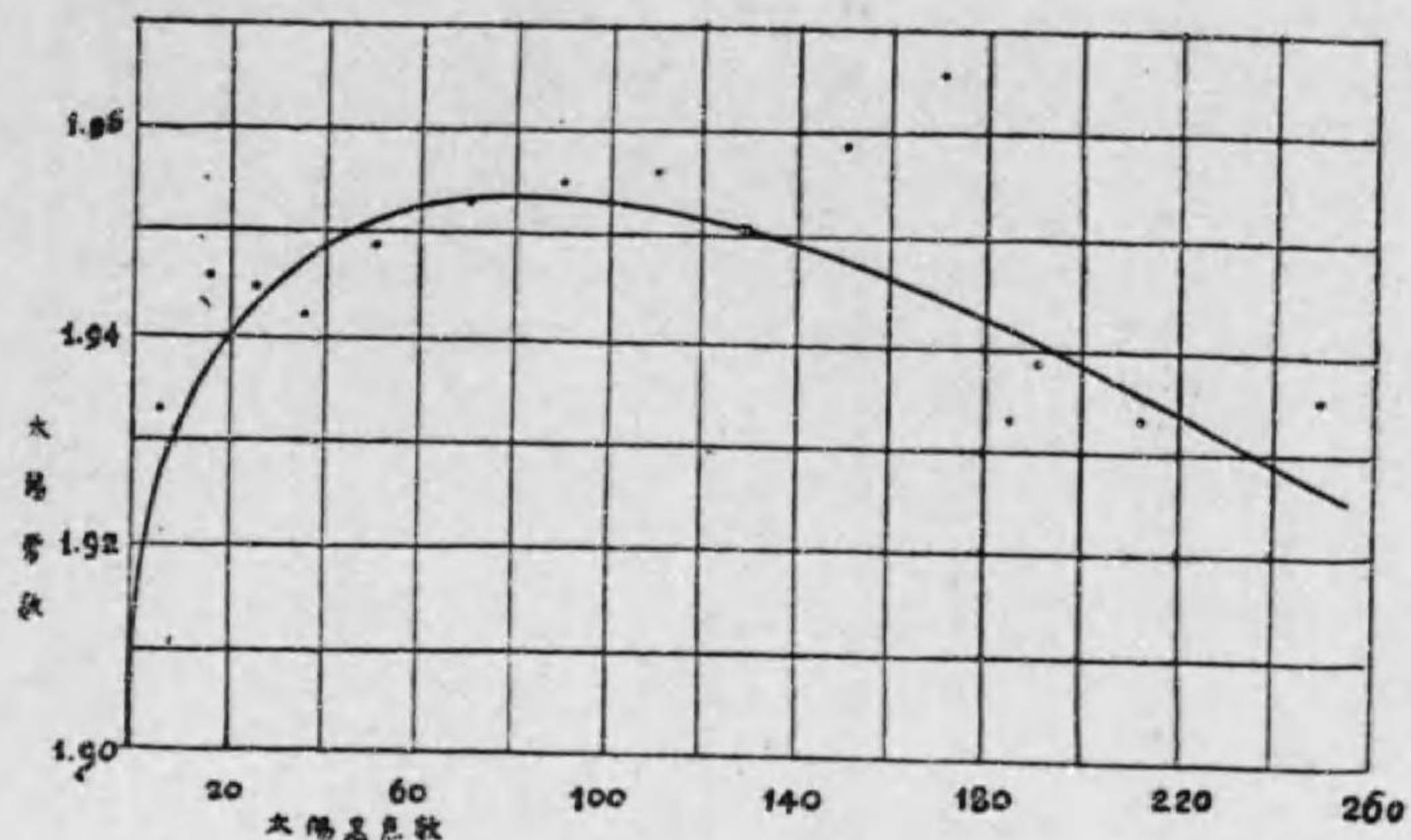
オングストローム A. Angstrom の研究に據ると一九〇五乃至一九一七年の黒點循環期に於て太陽常數 S と年平均黒點數 N (但しウォルフ・ウォルフ・ファース式) の關係は N があまり大きくない間は、 S が N と伴つて増し

$$S = 1.903 + 0.0055\sqrt{N}$$

なる實驗式で可なり精密に(〇五パーセント以内表示されるが N がずつと大きくなると反つて太陽常數は減少する。で結局

$$S = 1.903 + 0.011\sqrt{N} - 0.0006N$$

なる式が一番よく實際と合ふと云ふことである。此結果の解釋に關しては、オングストロームは次の如く考へて居る。即ち黒點は一般太陽面に比し輻射が弱くて二〇乃至五〇パーセントしかないから、黒點の出現は太陽全體としての光輝を減ずるやうな影響あると共に、一面に於ては黒點の出現に伴うて内部からの熱の輸送に當る所の對流(太陽瓦斯の)が旺盛となり、黒點周囲の輻射を強くする。白斑



第三十一圖の一 太陽黒点数と太陽常數の關係

や緬羊斑 (faculae, flocculi) などの強い光線は其れであらう。黒點が増しても其の少い間は對流の作用が著しくききめがあつて太陽常數が大きくなるが、黒點増加が或る程度を越すと黒點の面積が増しても周圍の輝斑は其割合には増さないやうになり、其結果黒點其物の減光作用が勝つて太陽常數が低下し始める。黒點の全面積は太陽の面積に比し幾何にも當らないが、我々の検出し得ない無数の黒粒子が黒點に伴生するものとするれば減光作用は相當の程度に達すだらう。

其外にも考ふべき因子は少くない。黒點から電氣を帯びた粒子が射出され其一部が地球の大氣に飛び込んで來ると云ふことは種々の事から綜合して争はれぬ事であつて、其が大氣の光線透

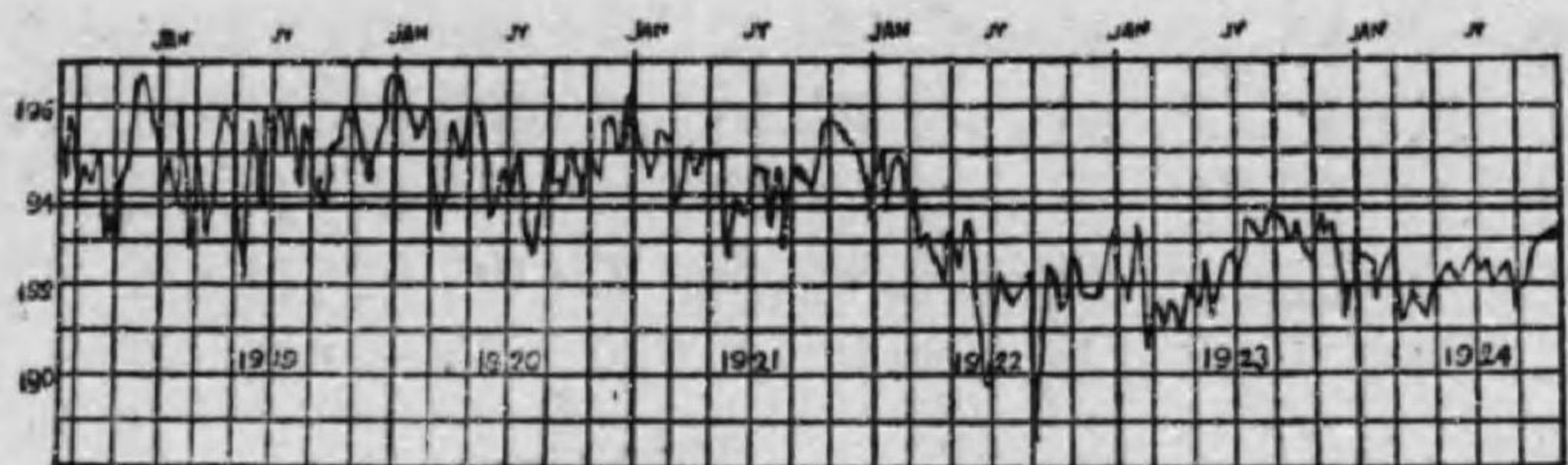
過率に影響すべき事もありさうな事柄であるから、其結果太陽常數の觀測値に變化を來さぬとも限るまい。又黒點が假に太陽表面に近い瓦斯層中に起る渦巻であつて、對流に伴ふ一現象であるとするも、必ずしも黒點數が一般對流の強さに正比例するものと思ふるには及ばない。對流が殆ど無くなつて下層からの熱の補給が不足するときは、表層の冷却が急で溫度が下り輻射は格段に低下するだらう。其際僅かばかり上下對流が勢を得而して黒點が稍増加しても表面の溫度は可なり昇り輻射が著しく増勢する。或は此際對流は激増するかも知れない。然し黒點渦動の生成には對流の強さ以外に他に重要な因子が參與するであらう。一般氣流の速度の分布の如きも其一因子である。故に對流の増勢は或る程度以上黒點の増加を伴ふことなしにも起り得る。黒點數極小の前後僅かの間だけ太陽輻射が格段に弱くなり、其他の時期に於ては黒點數に伴ふやうな格別の變化が起らないのではないか。アボット等の觀測表に於て短週期の黒點數浮沈に伴ふ輻射變化は可なり明瞭に現はれて居るのに、長期の漸進的變化に於て兩者の相伴はぬと云ふ事は不思議のやうであるが、上記の如き考察に基けば當然あるべき事柄

のやうに思はれる。

以上の考と大分異つた解釋も可能である。太陽大氣は大體輻射平衡にあるものとし、一般的擾亂流に依つて多少の更改が加へられて居るものと考へられるが、若し一般的擾亂が何か一般的作用に依つて強制されて居るものとすれば、其作用の消長に伴つて此擾亂流に強弱の變化が生ずる。然るに輻射平衡の大氣中に一般的擾亂流(垂直)が起されると上昇及び下降瓦斯の膨脹收縮に依り擾亂層上面の平均温度は低下し下底の温度は高くなる。又反對に一般擾亂流が弱まると上面の平均温度は昇り下底は低下する。假に太陽から外に流出するエネルギーの變化が主として擾亂層の上面の温度に於ける變化に伴ふ吸収の強弱でさまるものとすれば、一般擾亂が静まると太陽常数は增高するものと考へねばならない。然し此增高は完全な輻射平衡に至つてやまなければならぬ。一方黒點は爆發的な大仕掛の局部的對流であると考へると、それは局部的にある顯著な不安定(殊に垂直方向)が生じなければ起り得ないのであるから一般的擾亂の激しいときは出來にくい。従つて完全な輻射平衡に近づく程黒點發生の條件が具はるものと見

られよう。次に爆發が起つて後黒點渦動として見たるが發達し且持續されるために其運動エネルギーの供給が十分で持續性に富んで居なければならぬ。其れには別のエネルギー源泉が必要であつて其源泉の變化がやはり黒點數増減の主要因子となることであらう。這の兩因子が或る共同の原因で支配され共に週期的の消長を示すといふことはありさうな事柄でも、もし兩者の週期位相が大體合致して居れば黒點は大氣下層の靜寂な時期程多いといふ關係になり、且黒點の多い時期に太陽常數が高い値を示すといふ結果になるだらうが、常數の方は一般擾亂が十分に弱まると最早増加することなく黒點の様には、立つた頂部を示さないで、極大部の平坦な曲線が成立つに違ひない。黒點は局部的の現象だから太陽が全體として作用する爲に成立つて居る太陽常數には其自身として格別の影響を有たないがあまりに多くなると減光を起し、又大黒點が視線の方向に吸収物質を放出すれば常數の値が低下する。

以上の如く太陽輻射が特に黒點數極小期の頃に限つて一段と弱く、他の時期に於ては、時に黒點數に伴ふ一高一低はあつても、なほ、考へると其間に平行した



第三十一圖の二 太陽常数の變化

増減を見ることが出来ないといふ想程は確かな事實に據つて其當否を解決する外はないのであるが、アボット一派が行つた實測の成績は之に對して甚だ有利な材料を提供するものと考へられる。第十一表に列記した各年平均値を通觀するに黒點最少期の一九一三年は格段に輻射が弱く、以後一九二一年までは著しい變化なく經過し、一九二二年に至つて俄然低下して居る。アボットが此種の測定に最適の氣象状態である所として選んだ南米智利のモンテズマ Montezena 及びアリゾナ州のハルカハラ Hargua Hala の觀測に據つて其後の趨勢を見るに、上圖の如く黒點極小期の一九二四年迄依然として輻射が著しく小さい、而して同年夏から稍增高の勢を示して居る。此圖に於て一九二二年に入つてから線が俄かに凹んで居るのは最も注目すべき所である。此七年間の觀測に於てもやはり前記オングストレオームの見出したやうな黒點に對する關係が明かに認

められる。

九 太陽面の光輝

フーコー Foucault、フィゾー Fizeau は既に一八四四年の頃太陽面を白熱石灰と比較し一四六倍の光度を有することを發見したが、其方法は單に寫真感光板を露出して比較したのみで甚だ粗雑なものだから、あまり信用はおけない。

次いでラングレーは一八七八年太陽の表面光度を熔鑪の光と比較し五三〇〇倍と出して居る。處が太陽像は中央部と縁邊とで光度が異ふ。縁の方に至る程光が弱くなつて居る。之は一六一三年ヴァレリウス Valerius の發見した現象であるが、初めて之を稍正確に測定したのはブーゲー(一七二九年)である。其後ピツカリングはブンゼン光度計で太陽面各部の光度を標準燭と比較し、ミュラー Müller も同様の觀測を行つた。又ジュリウス Julius は日食の際太陽全光輝の増減する割合を觀測して其れから光度分布を算出した。之等の結果を一括して示すと次表の如くである。

第十三表 太陽表面光度の分布

中心カラノ距離 (視半径ヲ1.00トス)	ヒツカリソク	ミヤラー	ジュウワクス	クマワルツケルトキ (理論的ニ算出)	
				1.0)	1.00
0.0	1.00	1.0)	1.00	1.0)	1.00
0.2	0.98	0.92	0.986	0.99	0.99
0.4	0.91	0.97	0.940	0.95	0.94
0.6	0.87	0.92	0.885	0.87	0.88
0.8	0.75	0.81	0.701	0.73	0.71
0.9	0.63	0.71	0.550	0.63	0.58
0.95	...	0.61	0.440	0.52	0.43
1.00	0.37	0.40	0.210	0.33	0.00

以上の如き現象は太陽雰囲気の影響であつて、縁の方向光が長い間其中を通つて来る結果として餘計に弱まるのであることは疑ない。セツキ Sechi は光球から出る輻射の八八パーセントは雰囲気中に遮られて了ふと見積つて居る。此現象が寫真に撮つた太陽像に於て一層顯著であることや、中央部と縁邊の色彩を比較した場合前者の青味を帯びて居るに對し後者が褐色であると云ふことは雰囲気の影響が波長の短い輻射程著しいことに歸せねばなるまい。現にフォーゲル Vogel

が一八七七年に分光光度計を用ひて種々の波長に就いて光度分布を調べた結果、紫色の光の強さは像の縁の方が中央部の一二パーセントに過ぎぬのに赤は三〇パ

第十四表 各色光線の太陽面に於ける分布

D	紫 $\lambda.408\mu$	青 $\lambda.470\mu$	緑 $\lambda.512\mu$	黄 $\lambda.589\mu$	赤 $\lambda.683\mu$
0	100	100	100	100	100
10	99.6	99.7	99.7	99.8	99.9
20	98.5	98.8	98.7	99.2	99.5
30	96.3	97.2	96.9	98.2	98.9
40	93.4	94.1	94.3	96.7	98.6
50	88.7	91.3	90.7	94.5	93.7
60	82.4	87.0	86.2	90.9	91.8
70	74.4	80.8	80.0	84.5	91.0
75	69.4	76.7	75.9	80.1	88.1
80	63.7	71.7	70.9	74.6	81.3
85	79.0	67.7	64.7	65.5	67.7
90	47.7	57.6	56.6	59.0	71.0
95	34.7	45.6	44.0	46.0	58.0
100	13.0	16.0	18.0	25.0	30.0

セントに及んで居る(第十四表参照)。

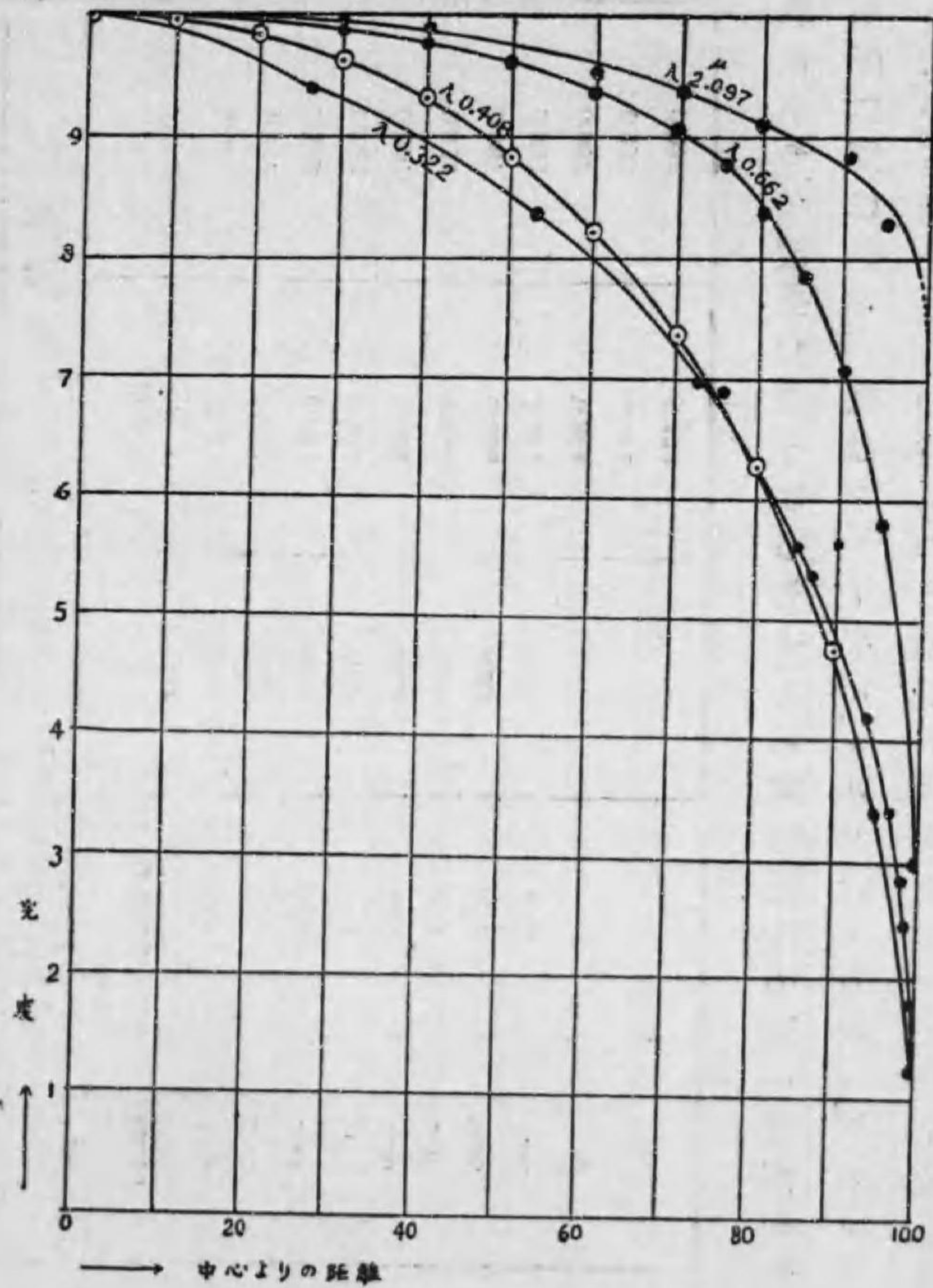
紫外線の分布に就いてはシュワルツシルト Schwarzschild やヴィリガー Villiger が一九〇五年に精密な測定を行つて居る。其は波長〇・三〇ミクロン以上の光線に對し透明な硝子で作つたレンズに極薄く鍍銀をしたのを用ゐると、銀は〇・三四ミクロン以上の光を反射し其れ以下の波長を有する線に對し透明である故、結局〇・三〇から〇・三四の間だけの狭い範圍の波長を透過させる。斯様なレンズでシュワルツシルトは太陽の寫眞を撮り、其像の各部の感光度をハルトマン光度計で測定したのである。

赤外線即ち熱線の分布はラングレイの測定を始とし、アボット、ファウルがウィルソン山で一九〇五年以來續いて測定して居るので最も精密な結果が残つて居る。左表はウィルソン山及びゲッチンゲン(シュワルツシルト)の測定値を摘出したものである。

第十五表 紫外線及び赤外線の太陽面に於ける分布

紫外線 (シュワルツシルト)		赤外線 (アボット、ファウル)			
D	光度	D	光 度		
			λ10310	λ20370	
0.00	1.00	0.00	1.00	1.00	
0.267	0.938	0.20	0.97	0.99	
0.533	0.841	0.40	0.97	0.99	
0.733	0.702	0.60	0.94	0.98	
0.867	0.544	0.70	0.91	0.95	
0.933	0.422	0.80	0.87	0.92	
0.967	0.335	0.90	0.79	0.88	
0.980	0.292	0.95	0.73	0.84	
0.987	0.261				
0.993	0.214				
0.997	0.178				

此の表によつて、波長の短くなるとともに縁邊光度の衰へ方が如何に著しくなるかが明瞭に窺はれる。圖はフォーゲル、シュワルツシルト、アボット、ファウルの測定値に基いて畫いたものであつて、地球の大氣に於ては紫外部に近づくに従つ



第三十二圖 太陽面上各種光線の分布

て輻射の吸収が急に増すのであるが、太陽に於ては大分と趣を異にして居るのが注目をひく。例へば $\lambda 0.322$ と $\lambda 0.408$ の曲線を比較するに、像の中央から暫らくの間は前者の方が光度遞減率が大きい为中心距離 $0 \sim 8$ 邊から先では後者の方が急に低下して居る。ゼーリゲル Zeiliger は之を大氣の屈折率の非常に大きいことに歸し、又 シュスター Schuster は太陽大氣自身から出る輻射の影響だとして居る。以上の如き光度分布の由つて来る原因は、一部は太陽雰圍氣の選擇吸収に歸され、又一部はヘスチング Hastings の説の如く太陽大氣の成分たる種々の瓦斯分子や其中に浮游する微粒子雲に依る擴散に基くものと考へられる。其何れが主要な役目をなすかは容易に斷定出来ないが、フラウンホーファー F 線の強さの分布から察すると擴散若くは一般吸収が重要な部を占めて居らしい。大氣を通過する光線が分子の擴散で減衰する度合は視線が天體の半径の方向となす角 α の大なる程著しく、元光度を J_0 、受光度を J とすれば、其關係は

$$J = J_0 \frac{2}{2 + \sigma \alpha^2}$$

なる式で表はされる。茲に σ は分子の擴散能を表はし、ロイド・ノーナー Lord Rayleighの研究によると

$$\sigma = \frac{32\pi^2(n-1)^2}{3\lambda^2 N}$$

で表はされる。即ち波長の短い紫外線に近い光程著しく影響を受け、又當該瓦斯體の光線屈折能 $n-1$ の値が大きい程餘計に擴散が利いて來る勘定である。擴散説に於ては斯様な理に基いて縁邊減光が短波光に著しき事を説明するのである。シュワルツシルトは太陽大氣に輻射平衡(後章輻射平衡論參照)が成立つものとして溫度や密度の分布を計算し、キルヒホフの輻射法則に據つて大氣の透過率を式に入れ、縁邊衰光率を計算し、又エムデン Emden は所謂ポルトロープ平衡の假定後章ポルトロープ平衡論參照)から出發して同様の計算を試みた。其等の結果は前表に附記した如く觀測値と可なりよく一致して居るが縁に近い所では大分實測と異つて居る。アレニウス S. Arrhenius の説では太陽の中央部に向つて見るときは出て來る光が縁からの光に比し大氣を通過つて來る道が遙かに短いため、深所即

ち高温強光の所まで見透され、其結果中央部の方が短波光の含有率が多いのだと云ひ、ゼーリゲルは太陽大氣が種々の輻射に對し著しく異なる屈折率を有するため起る所の光線の分散が重きをなすものと見た。シュミット Schmidt は全然吸收作用を度外し分散の影響ばかりで説明しようとして試みたが、其説では太陽大氣の屈折係數に一〇五乃至一二七と云ふやうな異常な値を選択せねばならぬと云ふ無理がある。

ともかくも太陽大氣の透過率は表面の状態を考ふる上に重要な因子であつて、ピツカリングは觀測の結果から之を 0.65 と出して居る、之に據ると大氣がなかつたら太陽輻射の強さは四・六倍に強まるわけである。又フォーゲルは赤色線の透過率を 0.79 、紫色線は 0.48 と出し、ゼーリゲルは分散の理論に基いて赤色線に對し 0.77 、紫色線に對し 0.54 なる値を計出して居る。

アボットは中央部と縁との光度の差をコントラストと名づけ、一九〇七年以來其測定を續行して居るが、太陽黒點最少期に當る一九一三年には著しくコントラストが小さかつたさうである。太陽常數の變化とコントラストの變化には何か

の關係がありさうだが其法則は未だ掴まれない。恐らく可なり複雑な關係にあるものらしい。例へば一九一三年には兩者の相關係數が $+0.607 \pm 0.067$ であつたのに一九一六年の夏から秋にかけては反對に -0.313 ± 0.097 となつて居る。恐らくアボット等の考へるやうに太陽活動が旺盛になつて光球面の溫度が昇ると太陽常數は大きくなるだらう。此場合大氣の溫度低減率(垂直上方)は大きくなり、従つてコントラストは増す傾がある。然るに一面に於ては大氣は全體として溫度が高くなり透明度がよくなるためコントラストが減じようとする。此兩作用の何れが勝るかに依つて太陽常數とコントラストとの關係がきまるものであらう。上記の如く對流の微弱な黒點最少期に限つてコントラストの増加(對流の増加に因ると見なさる)が輻射の増勢を伴ふと云ふことは他の時期に於ては全輻射の増減が主として對流以外の因子に支配され特に最少期に限つて對流の増減が表面溫度に強く利いて來るものだと考へるところの前記の假設に深い關係を有つて居る。

一〇 恆星として見たる太陽の光輝

恆星光度階級は光の強さをば、其目に感ずる感覺の強さに換算し等差階級に分けたもので、感覺の度合 E の光の刺激の強さ J に對する關係

$$E = c \log J$$

に立脚する(c は常數)。此法則に據ると我々の感覺は光の強さ其物を受取るのではなく、其對數を受取るのである。此關係は

$$E_2 - E_1 = c \log \frac{J_2}{J_1}$$

若くは

$$\frac{J_2}{J_1} = \left\{ 10^{\frac{1}{c}} \right\}^{E_2 - E_1}$$

とも書ける。つまり感覺が等差級數で増して居るときは光の強さは等比級數で増して居るのである。で光度階級は光の強さが二・五倍になると一階級づゝ進む

やうに作つてある。例へば一等星は二等星の二・五倍明るく三等星の六・二五倍明る。一般に云ふと二星の等級差を Δm で表はせば光の強さは

$$\frac{J}{J_n} = 2.5^{\Delta m}$$

なる関係で表はされる。従つて

$$\Delta m = \frac{\log J - \log J_n}{0.4}$$

此規則で推し進むと、等級が小数になつたり負數になつたりすることも出来る。例へば一等星より三等だけ上級のものは負二等である。

太陽の光度階級を初めて稍精密に測つたのはツォルナー Zöllner (一八六五年) である。其は自分が考案した燈火で作つた「偽星」を仲介にして取者座 α 星 (α Aurigae, Capella) と太陽の光度を比較したので、其結果は太陽の光度は該星に比して 26.87 (±0.05) 級だけ上だと云ふことになつた。此星の等級はハーバード Harvard 式で 0.21 だから太陽は結局 -26.66 等星となる。ファブリー O. Fabry は一九〇三年に標準

電燈の光を仲介にして太陽と琴座 α 星 (α Lyrae) と比較し -26.80 等なる結果を得、又ピツカリング W. H. Pickering は一九〇一年に非常に長い焦點の望遠鏡で太陽の像を作り「影象光度計」を用ゐて其中點の光度と取者 α 星、琴 α 星、大犬 α 星、牛飼 α 星の光度とを標準ランプを仲介として比較した結果、太陽の光度を -26.83 と出して居る。セラスキ Ceraski もツォルナーと同様の方法で金星を仲介にして太陽光度観測を行ひ

北極星に對し	290550 × 10 ⁹ 倍
小犬 α 星に對し	7767 × 10 ⁹ 倍
大犬 α 星に對し	17045 × 10 ⁹ 倍

と出し、之から太陽の光度を算出すると -26.60 (ハーバード) となる。要するに

ツォルナー	-26.66	平均	-26.72 ± 0.04
ファブリー	-26.80		
ピツカリング	-26.83		
セラスキ	-26.60		

と云ふ結果になる。

太陽光度階級を寫真を用ゐて測つたものにキング King とバーク Otto Birck とがある。バークは一九〇六年から七年にかけてゲツチンゲン天文臺で限光板と接眼端擴大装置を用ゐて光輝を弱めて太陽の寫真を撮り、取者 α 星、 β 星、 γ 星、 δ 星、 ϵ 星の焦點外結像寫真と感光度を比較した結果恆星としての太陽光度をハーバード式の $1^{25.57}$ と算定した。キングも同様の方法で $1^{25.83}$ なる結果を得て居る。ラッセル N. Russell は雙方の精確度を適當に考慮した上で平均値を算出し $1^{25.73}$ として居る。肉眼等級との差 0.73 は太陽と同じスペクトル級の G 型星の色指數(肉眼等級と寫真等級の差にして、赤味の度合若くは温度を表はすものとされて居る) 0.73 から來て居るものであらう。

一一 太陽の温度

太陽温度の測定法は種々あるが、一番古くから行はれたのは太陽常數を基として太陽面に於ける輻射の強さを算出し、之から物理学の法則に據つて温度を求め

る法である。途中に介在する物質のため衰滅することがなければ、輻射の強さは距離の二乗に反比例するから、太陽常數を S 、太陽の半径を r 、太陽地球の平均距離を R とすれば、太陽面の一平方糎から一秒間に射出するエネルギーは

$$S \times \frac{R^2}{r^2} \times \frac{1}{60}$$

である。

昔は輻射の強さと發光體の温度との關係に就いては、ニュートンを始めとして一般に兩者互に比例するものと考へたものであるが、一八一二年ド・ラ・ロッシュ De la Roche が此法則は比較的低温の場合しかあてはまらぬと唱へ、次いで一八一七年デュロン Dulong 及びプティー Petit が實驗の結果、温度が等差級數で昇ると輻射は等比級數で増すと主張するに及んで、輻射法則は全然新たな立脚地の上に立て直ほされねばならぬ運命に會したのである。このデュロンの法則に基いて出した太陽の温度にピエが前記太陽常數から計算した一四六一乃至一七六一度攝

氏) ヴィケール Vicaire の一八七二年に得た一三九八度、グイオの一八七七年に出した一五〇〇度(攝氏)等があるけれども、斯様な白金の熔解點にも及ばぬ低い温度に在るものとしては太陽スペクトルに現はれる金屬瓦斯の吸收閾線の成立が解釋出來ない。之に反しニュートンの法則に據つたものにウォーターストーン Waterstone やセツキ Seechi が一八六〇年前後に算出した七百萬度、エリクソン Ericsson が一八七一年に求めた四百萬度(華氏)等があるけれども之はあまりに高過ぎることは明かである。ロセツチ Rosetti は「輻射は絶対温度の二乗に比例す」と云ふ實驗則をのみだし、之に基いて二〇三八〇度と云ふ結果を得て居る。

これ等の渾沌時代を承けて一八七九年にウィennaの物理學者ステファン Stefan が實驗に基いて唱道した法則

「一物體より放射する全輻射は其絶対温度の四乗に比例す」
 は蓋し輻射力學上キルヒホフの法則に次ぐ重要なものである。茲にいふ全輻射は種々の波長の輻射を積分したものの即ち數式で記すと

$$\int_0^{\infty} S_{\lambda} d\lambda$$

で表はさるべきものである。此法則は實は完全黒體吸收能と放射能と等しきもの(のみにしかあてはまらぬものであるが、一八八四年ボルツマン Boltzmann はこれに理論的證を與へ、更に一八九七—九八年、ルンマー Lummer、プリングスハイム Pringsheim、クルバウム Kurlbaum が液體空氣の温度から二三〇〇度迄の黒體に就いて實驗を試みた結果此法則の誤無いことを見出すに及んで愈、確實な地歩を占むるに至つたのである。

T を絶対温度。を一つの常數とすればステファン・ホルツマンの法則は

$$S = \int_0^{\infty} S_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4$$

で表はされ、 σ の値は一八九八年クルバウムの測定に據ると

$$\sigma = 5.32 \times 10^{-12} \text{ワット} \cdot (\text{度})^2 \cdot \text{秒}$$

$$\text{又は } 76.8 \times 10^{-12} \text{カロリー} \cdot (\text{度})^2 \cdot \text{分}$$

となつて居る。

ステファン・ボルツマンの法則が出て以來、太陽常數の測定に基く太陽温度の計算は皆之に據ることとなつた。然し茲に注意すべきは此法則で與へらるゝ温度は太陽を完全黒體と見て算出したもので、完全黒體の放射能は他の物體に比し勝つて居るものであるから、斯くして求めた温度は最低限を示すものである。實際の温度は之よりいくらか高いものと見なければならぬ。此理は温度 T の完全黒體の放射能 E (波長の函數である) 同一温度に在る任意の物體の放射能 e 及び其吸収能 a (一より小なり) の關係を表はしたキルモホフの法則

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) E(\lambda, T)$$

なる式から容易に窺はれる。

借てウイ⁽¹¹⁾ルソン W. E. Wilson は一九〇一年微測放射計を用ひて白熱した白金細片と太陽の輻射を比較し、ラングレーの測定した大氣透過率を用ひ、ステファンの法則に基いて計算した結果太陽の平均發光層の温度を六〇八五度(絶対温度)とし、又太陽像の中央に於ける光の源層(縁より深い所迄見透す)の温度としては六二

〇一度と云ふ値を得た。之に太陽霧圍氣を通過する際の吸収を適度に見積つて加算すると太陽光球面の温度は六八六三度となる。

フ⁽¹¹⁾ヘリー Ch. Féry と⁽¹²⁾マシヤン G. Milochan は鐵とコンスタンタンの熱電對を用ひ、電機爐の温度を標準として太陽輻射を測定し、絶対温度で四八二〇度(ミュードン Mendon に於て)及び五五六〇度(モンブラン山頂)と云ふ値を得た。之に大氣の影響を加算すると太陽の有効温度は五六二〇度となり、太陽大氣の吸収を引去ると光球面の温度が五八八八度乃至五九六三度となる。

シ⁽¹³⁾ヤイナーは前記の太陽常數に基き太陽の有効温度を六二五二—六一九六度と出して居る。斯様にして求めた温度が實際の温度と如何程異つて居るかを概推するために、シヤイナーは太陽光球面をば瓦斯霧圍氣中に浮游して居る液體又は固體の微粒雲層と考へ、其から出て來る輻射は火焰の光と同じ性質のもので殆ど黒體輻射と見て差支ないものとし、従つてステファン法則で算出した有効温度は實際の温度と大差ないものと斷じて居る。太陽大氣の透明度に關してはシヤイナーはフォーゲルの測定に基きて之を 0.70—0.72 と見積り、光球面の温度を七〇

六五度と出した。

シャイナーの考に反しアボットは光球の放射能は完全黒體より稍劣つて居るものと主張して居る。アボットはジュウエル Jewell が嘗て或種の金屬元素の吸収線の縁外に微かにはみ出した輝影を観測し、其を光球上又は太陽大氣中の吸収線發生層より以下の部に生じた放射線の殘留に歸した論法を採つて、雰圍氣の深層に於ては或種の瓦斯が光球面から來る連續スペクトルより更に強い選擇放射を發して居るものと考へたので、之はつまり光球よりも以上の放射能を有するものがあることになるから光球の放射は完全黒體より劣つて居るものと見ねばならんと云ふのであるらしい。アボットは太陽常數 1.95 を用ひステファンの法則に基いて太陽の溫度を五八二六度(絶對溫度)と出して居るが、太陽雰圍氣の影響を假に一〇パーセントと見て之を引去ると光球では約六三〇〇度となる。

因にステファンの法則で計算すると、太陽常數に可なりの差があつても溫度は左程違つて出ない。例へば常數を 1.00 とすれば七五〇〇度 1.05 としても八八〇〇度である。又其逆に溫度が少しばかり異つても太陽常數には可なり著しい變

化を來すものであることも容易に窺はれよう。

以上の如く物體の溫度は其放射する全輻射量から分るのみならず、種々の波長の放射の相對的強度からも之を知ることが出来るのである。今一塊の鐵を取り電氣爐に入れて熱する場合に、最初電流が弱くて溫度が數百度に過ぎぬ間は少しも目に見える光を發しないが、熱氣を感ずることに據つて見ると長波放射線を出して居ることは確かである。電流を強めて溫度を二千度位に上げると、始めて赤色の光を發して來る。更に溫度を高めると光は黄色になり遂には白色に變ずる。色が赤く見えるのは赤色に當る波長の放射が特に強いことを意味し、黄色なのは之亦黄に相當する波長の放射が最強であることを示して居るのである。之を今少し正しく言ふと、元來或る溫度の物體から出る放射光線中に含まれる各波長の放射エネルギーの強さは波長によつて異なるもので、其の波長との關係を表はす所の曲線(以下エネルギー曲線と稱す)は溫度に應じて夫々さまつた形狀を呈し、しかも概して一定の波長に於て極大値を示し、其前後に向つて次第に低下して居るものである。ウエルツベルク Würzburg のウィーン Wien は一八九三年に此關係を具

體的に理論上から誘導して

「絶対温度 T の物體から出る輻射エネルギーの極大となる點の波長 λ_m は其温度に反比例する」

とした。之を數式で表はすと

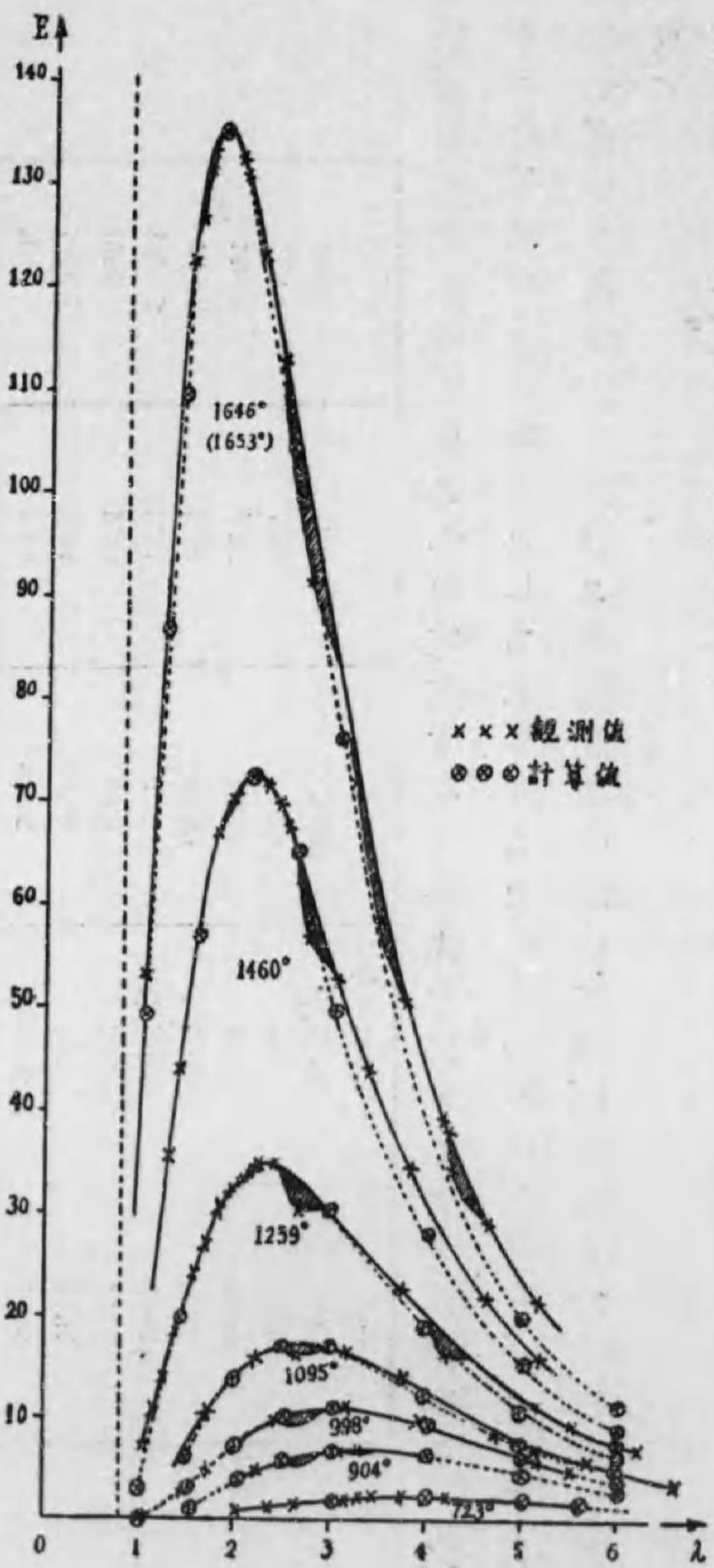
$$\lambda_m T = \text{constant}$$

となる。此法則はエネルギー曲線の山頂部が温度の高まるに従つて短波の方に移動することを意味するので「ウィーンの移動則」として知られて居る。此法則はルンマー O. Lummer 及びプリングスハイム E. Pringsheim が一八九九年分光輻射計(ボロメター)を用ひ電氣で高熱した黒體の輻射を測定した結果其確實性を實證することが出来たので、温度測定の基準則として一般に採用されて居る。圖に示した曲線は觀測の結果を表はしたもので、横に波長 λ (即ち千分の一を單位とす) を取り、縦座標に輻射能を取つてある。此實驗に據つてウィーン Wien 法則の常數は 2940 (但し波長の單位を以上の如くに採つた場合) となる。

ウィーンの法則とステファアン・ボルツマンの法則とを組合はせると

$$E_m T^{-5} = \text{const.}$$

なる式が出る。左の表は實驗で得た λ_m, T, E_m から $\lambda_m T$ 及び $E_m T^{-5}$ を算出したも



第三十三圖 輻射エネルギーの曲線

ので、之を見ると右二則の極めて正確であることがよく分る。

茲に掲げた曲線を利用すると、或る温度を有する物體から放射するエネルギー

第十六表

T	λ_m	S_m	$\lambda_m T$	$\frac{S_m}{T^3}$
1646	1.78	270.6	2928	2346
1560.4	2.04	145.0	2979	2184
1259	2.35	68.8	2959	2176
1094.5	2.71	34.0	2966	2184
998.5	2.96	21.50	2956	2166
908.5	3.28	13.66	2930	2208
723	4.08	4.28	2950	2166
621.2	4.53	2.026	2914	2190
			平均 = 2940	2183

が各波長毎に幾何づゝあるかを算出すべき公式を求めることが出来る。之は即ち輻射 S を T 及び λ の函數として表はすことになるので、プランク Planck は理論的考察に基いて、真空内に於ける黒體放射の場合直線的に偏りたる輻射に就いて此函數を

$$S_{\lambda T} = \frac{c^2 h \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}$$

なる形に表はし得ることを證明して居る。但し茲に h は所謂プランクの作能量子 Wirkungsquantum 也

$$h = 6.55 \times 10^{-27} \text{ (= } h \text{ 単位・秒)}$$

なる値を有し、 c は光の速度で、凡そ

$$c = 3 \times 10^{10} \text{ 厘米・秒}$$

又 k は温度 1.0° に於ける一つの瓦斯分子の運動エネルギーの三分の二に當り、

$$k = 1.346 \times 10^{-16} \text{ (= } h \text{ 単位・度)}$$

なる値を有する。尙此式では h は種で表はし S はエルグで表はしてあることを特に附言しておく。

右記のプランクの式は前掲のルンマー・プリンクスハイムの實驗の結果をよく表現して居るのみならず、之を積分すると

$$S = \int_0^\infty S(\lambda) d\lambda = cT^4$$

で、ステファン・ボルツマンの法則となり、又

$$\frac{dS(\lambda, T)}{d\lambda} = 0$$

なる條件からSの極大を求めると

$$\lambda_m T = \text{const.} = d$$

でウィーンの法則が出て来るので最も基本的の法則と見做すべきものである。

却説、ラングレイの得た太陽輻射のエネルギー曲線に據ると輻射極大の點は波長0.55 μ 乃至0.60 μ の間に在るが、地球大氣のために短波長の方が餘計に弱められて居る道理だから、エネルギー極大の點は多分0.55 μ 邊に在るものと見てよからう。此材料からウィーンの法則に基いて太陽の温度を計算すると

$$T = \frac{2940}{0.5} = 5880^\circ \text{C. A.}$$

となる。

又最近アボット、ファウル等の發表した結果では地球大氣の影響を引去つた後の各波長の輻射の強さは次表のやうになつて居る。

第十七表

波長 μ	輻射
0.3415	2630
0.3504	3040
0.3600	3300
0.3709	3530
0.3853	3850
0.3974	4110
0.4127	5670
0.4307	5180
0.4516	5800
0.4753	6220
0.5026	5660
0.5348	5300
0.5742	5080
0.5980	4820
0.6238	4500
0.6530	4230

右表輻射を表はす數はエネルギー曲線から取つたもので單に相對的の値を示すに過ぎないが之に據つて變化の趨勢は十分に分る。即ち輻射の極大は0.47 μ 邊に在る。で同前の法で計算すると

$$T = \frac{2940}{0.47} = 6260^\circ \text{C. A.}$$

處が太陽像の中央と縁に近い所とでは輻射線が雰圍氣を通つて来る道程が異なるから、エネルギー曲線も少しく相違がある。即ちアボットの研究に據ると次表の通りであつて、温度の計算も部分部分で異つた結果が出て来る。

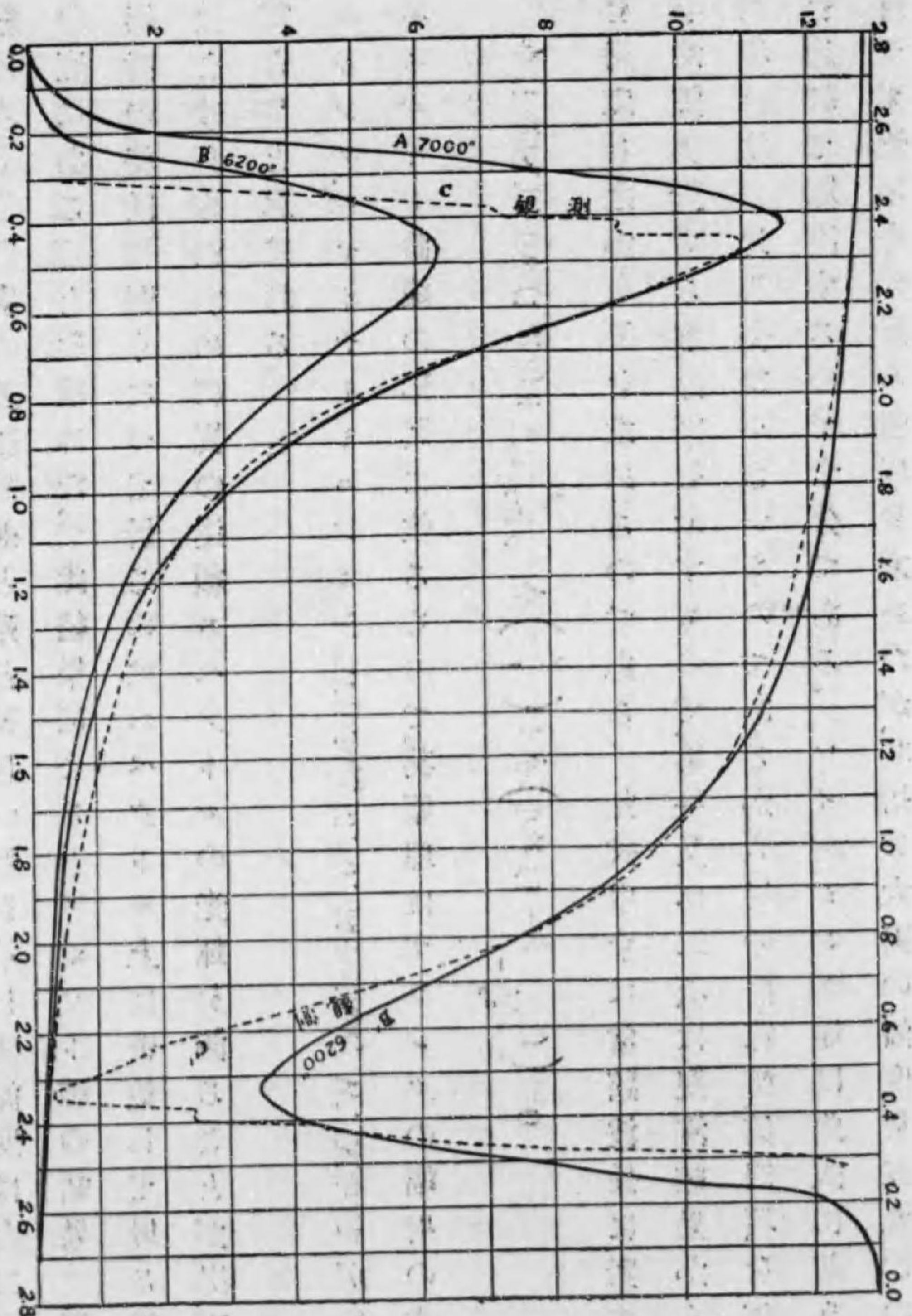
第十八表

中央カラムの距離	0	55	82.5	95
輻射最大ノ波長	0.458	0.471	0.483	0.505
$T = \frac{2940}{\lambda_{\text{mm}}}$	6420°	6210°	6090°	5820°

此様に中央部の温度が比較的高く出て居るのは前にも述べたやうに縁の方よりも深く迄見透せる爲比較的高温の部が我々の検測に上るからでもあらう。

今一つの方法はプランクの式に基き種々の温度に對するエネルギー曲線を畫き、太陽のエネルギー曲線が其何れに最も近似せるかを見て温度を推定するのである。此法に依ると左圖の如く太陽全面の輻射は $\lambda = 0.47\mu$ 邊迄は七〇〇度内外の黒體輻射と同様な經過を取つて居るが更に短波の方に行くと低減があまりに急であるのが解釋し難い。

米國ヴァイクトリア天文臺の ⁽¹⁵⁾ プラスケット H. H. Plaskett は一九二一年分光儀スリットの前に之に平行に楔形の黒硝子の板を置いて太陽スペクトルを撮影し、乾板の等感光線がエネルギー曲線を示す理を應用し、太陽像中央部の輻射のエネル



第三十四圖 黒體輻射と太陽のエネルギー曲線

ギー曲線は六七〇〇度の黒體放射と殆ど等しい形を示し其温度は六二〇〇乃至六七〇〇度にあることを確めた。此結果によるとアボット等の結果で短波の側に於て輻射の格段に弱くなつて居るのはスペクトル上に密集して居る吸収閾線を十分によけきらぬために眞の連続スペクトルの光輝を測ることが出来なかつたものだらうと思はれる。

ウイールシング、シャイナ、ミュンロ、J. Wilsing, J. J. Scheiner, W. Münch が行つた法も結局エネルギー曲線の形状に依るもので其原理はプランクの輻射の式から

$$\psi(\log S_\lambda) + 5\psi(\log \lambda) + \frac{c_2 \log e}{T} \psi\left(\frac{1}{\lambda}\right) + \psi\left(\log\left(1 - e^{-\frac{c_1}{\lambda T}}\right)\right) = 0$$

なる式を誘導し、之からTを求めるのである。此式中ψは當該波長に對する測定値の全平均値に對する超過額を示すもので、第一及び二項は觀測結果から直ぐに分り、第四項は他に比し甚だ小さいものであるからTの概算値、第四項を省略して算出す)を入れて算出するので十分である。ウイールシング等は此式に基き最小自乗法を行つて恆星や太陽の温度を求めたが、其結果太陽の温度を五九〇〇度と出

して居る。此値は地球大氣の各波長に對する透過率を十分考へて算出してあるが、太陽大氣のは考に入れてない。

本邦に於ては東京天文臺の平山信博士の太陽温度に關する研究を發表されたものがある。其に據ると太陽大氣の吸収輻射を算入して光球の温度は七〇四〇度、吸収層の平均温度は五二一〇度と出て居る。

之を要するに太陽の有効温度は五五〇〇度から六五〇〇度の間、又光球の温度は六〇〇〇度から七〇〇〇度の間にあるものと見てよからう。上記の諸法は何れも太陽發光面を黒體と考へて温度を算出したものであつて、ステファンの法則に據るものは最低限、ウィーン・プランク則では最高限を示すに過ぎない。ルンマ、プリンクス、ハイムが白金の輻射能を研究した所に據ると、ウィーン法則の中に含まれる常數の値は2830となり、之に基いて太陽の温度を出すと黒體と見做した場合よりも六〇〇度程低く出るので、太陽の輻射を白金と黒體の中間に在るものと見れば上記の法で計算した温度には少くも二三百度の誤差あるものと考へるのが穩當であらう。

以上述べた方法は何れも地球大氣の日光に對する影響を十分に研究した上でなければ有効に應用することが出来ない。地球大氣の作用に我々の窺知すること能はざる分子が存在するとすれば其れだけ太陽常數なり太陽溫度なりの不確さを加へるのは餘儀ないことである。此點に於て十分の用意を以て行はれたアポット一派の測定に於ても全然遺漏がないとは斷言することが出来ない。數千哩を隔つる兩地の觀測結果が互に併行せる浮沈を示すことは太陽輻射に相當の變化あることを主張する論者に頗る有力な證據を與へるものには相違ないが、其が果して大氣の遙か上層に於て各地一様に起る或種の變化に基因するものでないことを誰が保證し得よう。たとへば數十基米の上層に浮游する極度に微細な火山灰とかヴェガード *Vegard* の主張する如き結晶窒素の細塵や流星の燃えかすなどが我々の想ひ及ばぬやうな分布をなして大氣上層に存在し日光を遮ぎりはせぬかと云ふやうな想定は可なりの可能度を以て我々の斷案をにぶらせる。然らば地球上の狀況に全く依關せぬやうな測定法を見出すことは絶望であらうか。恐らく之は最近長足の進歩をなしつゝある太陽スペクトル間線と壓力溫度の關

係に就いての理論に解決の鍵を托さるべき問題であらう。

輓近原子物理学の發展は十年前まで人智の限りを盡した精巧な測定や高玄な理論と目されたものを片端から古典化せねばやまない形勢を示して居る。天體物理学の領域に於ても實驗法の本筋に原子論や量子論の怪刀を振ふの時節は既に到來した。アインシュタイン *Einstein* の原則を確むる爲の方便として天象を利用した時代は去つて漸く其の活潑なる應用に轉じ之を以て天上地界の秘鑰を探るの具に供せんとする勇敢な若武者の續出しつゝあるのは賀すべきことである。印度の青年物理學者サハ *Saha* に緒を開かれラッセル *Russell*、プラスチック *Plastick*、ファウラー *Fowler*、ミルン *Milne* 等の手で逐次開展されつゝある恆星大氣中に於ける電離現象の理論は太陽大氣の下層に於ける溫度の測定に對し一新法を我々に提供しつゝあるものである。

這の法に就いて概説する前に恆星のスペクトル階級に關し一言しなければならぬ。現今最も廣く用ゐられ且一番合理的のものと目されて居るスペクトル分類法はハーバード式では恆星のスペクトルを O B A F G K M の七階級に大