一一〇　太陽面諸形象の光と熱

黒點が黒く見えるといふことは、其部から來る光が一般光球面に比して著しく弱い故である。黒いといふのは「比較的」のことであつて全然闇黒なのではない。現に水星や金星が黒點の心核の前を通過する際星の方が遙かに黒く見え其間に明確なコントラストが認められるのは其證據である。ハーシェル W. Herschel やリエイ Liais の測定では本陰影の光度は光球の平均光度に比し一〇乃至一五分の一とされ、グーイ Gouy 及びトロン Thollon の分光光度測定でも同樣な結果を得て居る。斯くの如く一見眞黒と見ゆる黒點心核も意外に强い光輝を發して居るもので、ラングレー Langley は之を滿月の表面光線に比し其五〇倍に達する光度ありと言つて居る。

周圍の光球面に對比した光輝の差は波長の長い光に於ては左程著しくはない。ラングレーの測定に據ると黒點心核部の熱線は光球面の半分である。又ウィルソン W. E. Wilson は此「比」を三分の一とし、フロスト E. Frost は之を更に小さく見積つて居る。此關係は黒點輻射のエネルギー曲線を見れば更に分明であつて、アボット等が種々の波長に就いて這の「比」を檢測した結果は第三十表の通りである。

第三十表

λ	比
μ 0.320	0.12
0.448	0.377
0.586	0.424
0.799	0.535
1.218	0.610
2.115	0.761

之は黒點部の溫度が一般光球面より低くて比較的長波の輻射に富む爲だとするか、若くは黒點の「闇黒」は上を覆うて居る瓦斯の遮光作用が此部に限つて特に顯著なるがために生じたもので、其作用が短波の光程よく利くので以上の如き結果になるのだとする外はない。恐らく這の兩因共に存するのであらう。其は黒點のスペクトルを檢すれば分るので、此點は後節に更めて詳論する筈である。

尙一つ黒點から發する光線が他の部に比し長波線に富む證據として擧ぐべき事柄がある。太陽像の光度は其中央部を標準として測つた場合、緣に近い所程弱

いのであつて、而かも短波長の光程其差が著しいのであるのに、黒點の光度に於てはさういふことが甚だ少いのみならず近傍の光球面を標準として相對光度を測ると黒點が緣に近い程反つて強光に見える。而して其が短波線程著しい。(一二五)シュワルツシルト及びヴィリガーが前記の如き方法で(第一一三頁參照)0.32μの紫線に就いて測定した所に據ると中央部の〇・一―〇・一四に對する緣邊の〇・三〇―〇・四〇といふ結果を示して居る。斯くの如き事實は恐らく長波線に對する太陽雰圍氣の擴散作用が比較的薄弱であるための結果であらう。而して其は亦太陽黒點が長波線に富むといふ結論に裏書するものと見られる。

黒點のスペクトルは第二五五頁に揭げた通り(第七十七圖)大體に於て光球のスペクトルの如く連續彩帶の上に無數の吸收闇線が横斷して居り、闇線の位置も光球のと略同じで之に相當する元素も共通なものが多い。卽ち兩側に並んで見える光球スペクトルを全體に薄闇くしたやうなものである。然し仔細に觀察すると特異な點が少からずある。以下逐次其概要を記し且其意義を探求して見よう。

第一地の薄闇く見えるのは主として無數の細線と闇帶の密集せるものである。黒點スペクトルの闇帶に就いては既に一八六九年セ・ツキ(一二七)が詳述して居る。次いでヤングが其構造を論じ、紫色側に於て明確な分界線を有し赤色側でぼやけて居る點を指摘してから漸く一般の注目をひき始めたのであつて、之等の闇線が無數の細線の密集であることは既に一八八一年グリニッチ天文臺に於て發見されたのである。(一二八)其後コーチーやフォーゲルが之を確むるに及んで研究家の的となつたのである。次いでファウラー、ミッチェルの研究を經て最近ウィルソン山天文臺に於ける大仕掛な觀測に依つて更に著しい開展をなすに至つた。

之等闇細帶や闇線は如何にして生ずるかといふに、其れは黒點の上を覆ふ瓦斯の吸收に基き、之が黒點の闇く見える原因であることは既にヤングの論斷せるところでファウラー其他同說の大家も少くなかつたのであるが、一層根本に突込んだ實驗的研究に依つて其性體に光明を投じたのはウィルソン山天文臺のバサデナ實驗所に於けるヘール一派の功績に歸さねばならない。ヘール等の研究に立入る前に全然之等と反對の意見を有する一派の門を叩いて見度い。其は「黒い」といふことを「格段な高溫度」に歸する考である。エバーシェッド及びマウンダーは

嘗て黒點の部に於ては特別に溫度が高いために一般光球面に於て考へらるゝ如き炭素其他熔解點高き物質の凝結が起ることなく氣體のまゝ存して居る筈であり、從つて輻射能が弱くて黒く見えるだらうといふ説を唱へた。けれども瓦斯體でも溫度が高くて可なりの厚みがあれば十分の發光能を有することが出來るものであるから此説は取るに足らない。エバーシェッドは黒點瓦斯の高溫度にある結果エネルギー曲線の極大が遙か紫外部に偏して居るといふ事に「黒さ」の因由を求めることも出來ると考へたけれども、溫度の增高は紫外部のみならず同時に赤色光の增加をも伴ふものだから、斯樣な考で「黒さ」の説明をなすことは出來ない。又ウィルソンやフィッツゲラルド Fitzgerald の如く黒點の「黒さ」を高熱のため瓦斯の對流運動が格段に强烈で內部からの光を散亂せしむること夥しき結果として、深所からの光が外に出ないので、淺い所從つて低溫の層が見えて居るのだとする説もあるが、光の屈折、反射、吸收等を今少し數量的に考察した上の議論でなくば斯くの如き説は何等の價値がない。

順序は轉倒するが、黒點の黒く見える原因に關する學説の歷史的管見に暫らく筆を向ける。ずつ（二二〇）と古くガリレオ、シャイナー等が黒點を浮雲や鑛滓樣の物とし、之等の作用で光が遮蔽される結果黒く見えるのだと考へたのは近代的の物理學的考察や太陽の物理的狀態に關する我々の智識と全然相容れぬ妄見であつたのは言ふ迄もない。次いで現はれたのはダーラム Derham (1703–1711) の噴火山説で、噴出物に依つて光が遮蔽されるといふのである。此説では噴出物が消散し吐焰を主とする時期に入ると黒點が亡くなつて白斑が現はれるとして居る。之と似寄つたのはラランド Lalande の「雲層を貫いて凸出せる山岳樣のもの」とする説である。之等は何れも一つのアナロジー以上に出ない推論で確固たる論據のない學説たるは云ふまでもない。次いで現はれたハーシェル W. Herschel の「太陽面を形成する説及び其子ジェー・ハーシェルの龍卷説は近代的物理學の論究法に一歩を進めたものとして特筆に値するものと思ふ。更に近代の學説に關しては後章太陽の理論に於て再び筆を起すこととしよう。

却説、アボットやバーマーの觀測したやうに黒點輻射のエネルギー曲線に於け

る「極大」が光球のより遙かに赤色側にずれて居ることや、スペクトルに現はれる顯著な闇線、闇帶などに據つて見ると黑點を形成せる瓦斯の吸收作用が顯著であることと其比較的低溫度に在るものであることは爭はれないことであるが、更に此假設を確めるには光球面のスペクトルに對する黑點のスペクトルの相異點に着目することが必要である。其は前記の外

一、闇線の「强さ」が或ものは增し、或ものは減ずること、

二、闇線の幅が增すものあること、

三、闇線の中央に反彩輝線を現はすものあること、

四、線が二つ又は三つに分裂するものあること、

五、片側に薄黑い緣が添附さるゝものあること、

六、普通に輝線として出るヘリウムのD_3線が往々闇線として現はれること、

等である。最も變化の多いのは

鐵、タイタニウム、クローム、ニッケル、ヴァナヂウム、カルシウム、マンガン、コバルト、ナトリウム、シリコン、イットリウム、ランサニウム、マグネシウム、水素、ヘリウム、銅、

スカンヂウム

の線であるが、同じ線でも場合によつては一般光球に比し顯著な相違を示すことと格別異らぬこととある。又黑點に限つて現はれ一般光球には現はれぬ線がある。

(二二)先づ線の强さの差異に就いて述べると、ヘール等の研究に據れば、ローランドのスペクトル線表中 0.45 μ 乃至 0.70 μ の線でカルシウムは殆ど全部、又スカンヂウム、マンガン、クローム、タイタニウム、ヴァナヂウム及びコバルトは大半、黑點スペクトルの方が强く現はれ、之に反しシリコン、水素は全部、又ニッケルは過半、線が弱く出る。此原因を確めるためヘール等は先づ黑點で特に强く出る線が實驗室内で光源の溫度を低下した場合に强くなるか弱くなるかの試驗を行つて見たのである。其はアーク電流を二アンペアから三〇アンペア迄の間で增減してタイタニウム、ヴァナヂウム、クローム、マンガンのスペクトル線の强さの變化を檢べたもので、其結果左表の如く一般光球から黑點に移るときの變化と電流を弱めるときの變化とが互に對應して居ることが明白となつたのである。

第三十一表

○黒點の方が光球より強くなる線……Ti	83	88
○右の中電流を弱めるため強くなるもの……Cr	42	46
剩へ變化の程度も實驗と太陽觀測と同じ位に現はれて居る。又黒點に於て弱くなる線は光源を電流から火花(高溫)に變へたときに強まる線であることも見遁せぬ事實である。卽ち		
○前表の線中「火花」にて強まるもの……Fe	18	19
○黒點にて弱まるもの……V	52	56
	Mn 6	11
	201	220
Ti 8	8	
Cr 10	10	
Fe 13	10	
Mn 1	1	

である。尙此結果は電氣爐を用ゐ電流の強さを加減して行つた同樣な實驗からも十分確められて居る。實驗の對象は輝線であるから、線の强さに關する上記實驗の結果は主として溫度と放射能の關係を示すものであるが、其はキルヒホフの法則に據つて直ちに吸收能と溫度との關係に轉換される。從つて此實驗の結果

は黒點の上に在る吸收瓦斯が一般光球面上のものより遙かに低溫度なることを示すものと考へなければならない。

黒點[一二三]スペクトルに限つて現はれ一般光球面のスペクトルに出ない線は大抵比較的低溫度に屬する線である。就中酸化タイタニウムやカルシウム・ハイドライド等の襞狀闇帶は最も著しいもので、之は分子內の振動に屬し、ずつと溫度の高い間は分子が解離して原子となつてしまふため之等襞狀帶は現はれないのである。現に實驗室に於て光源の溫度が高い間(例へば火花や强電流の電弧)は現はれず、溫度が低下するに從つて漸次著しくなるので明かに低溫特有のスペクトルである ことが分る。で此種の闇帶が黒點のスペクトルに限り甚だ顯著であつて一般光球のスペクトルには殆ど現はれないと云ふことは黒點の上に在る吸收瓦斯體が他の部のよりも遙かに低溫度であることを物語るものと見られよう。

更に[一二四]黒點上の瓦斯の低溫を語る事實として見遁すことのできないのは色やスペクトル階級から見て太陽よりも遙かに低溫度と認められて居るオリオンα星や牛飼座α星のスペクトルが黒點のと酷似し其闇線が黒點のと同じやうな特性

を帶びて居ることである。

ラッセル(二二四) H. N. Russel の研究によるとNa, K, Li, Rb 等の電弧線の中で低度の煽昂に依つて現はれる線が黒點に於てつよく現はれ、Ca, Sr の中性原子に依るスペクトル線が一般太陽面では微弱であるのに黒點では顯著に現はれる。而して電離し難いMg, Zn などの中性原子の線は一般太陽面でも黒點でも大した相違がない。是は黒點の溫度が低くて低度の煽昂に基く線の發生に適して居ることを語るものであるとともに、サハの電離說に有力な論據を與へるものといはねばならない。

斯樣な次第で黒點上の瓦斯が一般光球面上の瓦斯に比し低溫だといふ事は最早疑ふことが出來ないものといはなければならない。

白斑は一般光球面よりも强い光を放つて居り又比較的短波光に富むことも知られて居るが其光の特質に關しては黒點程立入つた研究を遂げられて居ない。

綿羊斑は彩層及び其諸象を太陽面に投影した畫像だとされては居るが其光輝の淵源に就いては確定說がない。輝線羊斑が主として白斑上に現はれるのは白斑の强烈な輻射を受けて上層のカルシウム瓦斯が煽昂され輻射が增大するのではないかと云ふ考をニューウォルやセント・ジョン等は述べて居るが、白斑を伴はないカルシウム羊斑も屢〻現はれるといふ事實は白斑以外にも別に羊斑に光輝を添へる原因がなければならぬことを物語るものと言へよう。

ヘール(二二五)はカルシウムの H_2 K_2 の輝線は白斑の部を通して內部より噴出する高熱カルシウム瓦斯に因るものと考へて居るが、デランドル(二二六)は K_2 羊斑の光輝はカルシウム瓦斯が上層から沈降する結果壓縮されて溫度が上昇するためだとして居る。セント・ジョン(二二七)の測定に據ると K_2 綿羊斑の部分に於てはカルシウム瓦斯が中層では上昇し上層では下降して居り、其相對速度は每秒三粁秒に及ぶといふことであるから、這の兩反流の衝突錯綜によつて可なりの熱を發生する道理である。同氏はキングの實驗に鑑み斯樣にして溫度が僅か許り昇ればカルシウム瓦斯の輻射が著しく增加するものだとし、是が K_2 羊斑の光輝の源であらうとの說を持して居る。

ジュリウス(二二八)は氏一流の異常分散說で K_2 輝線の發生を說明しようとして居る。卽ち光球を包む高熱瓦斯層中には黒點に於けるが如き小渦卷が無數に在つて其

渦動軸が略垂直に立列んで居ると考へる。すると密度の勾配は渦動軸に直角な方向に最大で平行の方向に最小と見られるから、此軸の方向と大體平行に出て來る光線に對しては異常分散が起つてH及びKの中央線の前後で之に極近い波長を有する光は光球から出て後異常の收斂を起し著しく强められる。斯くしてH及びK吸收線の中央線の兩側に細い輝線を生ずるに至るのである。此考は太陽像の中央部にはあてはまらぬし、實際K_2羊斑が黑點に於ける如く緣邊からの距離に從つて投影作用に基く變形を呈するといふ事實から考へても、其が事實太陽面に着いて居る形象だとする方が穩當である。

K(二二九)線の光で撮つた羊斑は太陽大氣中比較的下層の形象を示し同線の中央の光で撮つたものは最上層の形象であり、而して其中間の光で撮つたものは中層の形象を示す。と斯樣に考へてK線の種々の部分でとつた寫眞を比較すると羊斑は立體的に見て上擴がりの朝顏なりの形をしたものだとされる。之はロッキヤーの說であるが、此說に據るとカルシウム瓦斯は下から立ち上つて四方に擴つて行くやうに考へられるのでセント・ジョンの得た垂直氣流の方向と矛盾する。

ニユーウォル(二三〇)は白斑から發する放射線が上層のカルシウム瓦斯に煽昂を與へて發光せしむるのだらうと考へて居る。此說も源を白斑の作用に置く點に於てセント・ジョンの說と大同小異であつて、何れにしてもH及びK線が煽昂に對して極めて敏感であるといふ假定に立脚せねばならない。而して煽昂作用が白斑から放射狀に八方に擴がつて行くことを假定し、HK線の中心に近い輻射程之に對し敏感であるといふキング等の實驗と併せ考へるときは、K線の中央に近い部で撮つた寫眞程羊斑が大きく現はれるといふ現象も此假設に依つて解釋が出來る。尙曉近サハの唱道する太陽や恆星の大氣の電離說とボーア等のスペクトル線の起源論とを併せ考ふるときは、カルシウム瓦斯は上層の稀薄な所に於ける程電離が容易であるからして、KHの輻射(又は吸收)が强く顯はれ、而かも電子が高位の量子軌道に昇騰され易く、從つて放射が强くなり勝ちであるといふことも首肯されるのであつて、其は聽てキングの實驗に理論的基礎を與へるものであるといふことが出來るだらう。

普通考へられて居る如く太陽大氣中では上に昇る程次第に溫度が低下するも

のとし、H_2K_2線を生ずるカルシウム瓦斯がH_1K_1の瓦斯よりも上層にある一層稀薄な部分だとするならばH_1K_1の上に輝線として浮み出る道理がないのであるが、一面斯様な論難の由つて來るキルヒホフの法則といふものが所謂「溫度輻射」のみを考へたものであることを忘れてはならない。輓近實驗的に確認を經たもので溫度以外に原子を煽昂して發光せしむる作用を有するものはいくらも考へられる。例へば陰極線の如きX線の如き卽ち是である。

K_2輻射線の起源に就いて今一つ考へ得べき事がある。大氣中に於ける種々の瓦斯の混合の割合などで光の吸收能や輻射能の分布に格段な不均等が生じ得べき道理であつて其結果大氣の中層に顯著な氣溫逆轉層が所々に生ずるだらう。其れは特に大氣の靜寂な部分を選んで發現する筈である。這の逆轉層の頂部に於ては溫度も電離度も共に上下に比して優つて居る故に闇線の中央に輝線を生ぜしむることが出來る道理である。又這の「逆轉層」は上下の運動に對して著しく安定な所で恰も此處に一種の衝壁を築いた勢を呈し、此層と光球面間に十分の熱が蓄積せねば之を突破して更に上層に昇上することが出來ない。從つてこゝまで昇つて來た瓦斯は其下底に沿うて四方に水平に擴がる外はない。で一段と溫度の高い瓦斯が其處に朝顏なりに分布される。之が白斑となつて吾人の目に映ずるのではあるまいか。此假設に於ては逆轉層の下底より上では對流に依る熱の運搬が阻止されて居るため周圍よりも溫度低く、又其れから下では周圍より高溫であるべき道理である。從つて上方では瓦斯が其區域の外部に於て上昇し內部に於て沈降して此面に沿うて四方に流れる。而して此下降氣流は最上層で周圍から流れ込む氣流に涵養され、斯くして內外の間に一つの環流系を形成せねばならない。セント・ジョンの觀測に於てカルシウム斑の上では一般の部分に比し下降氣流が特に大きく出て居るのは上記の假說に對し其驗證とするには足らぬまでも一個有利な事實たるを失はない。

以上述べた如き單光寫眞は太陽雰圍氣の比較的上層卽ち彩層より發する各種の光の分布を示すものであるが、彩層の光を更に細かく檢べるには前に述べたジャンセンの法に依り太陽緣外のスペクトルを觀測するに如かぬ。彩層のスペクトルは大體に於て光球スペクトルの闇線を輝線に反彩したものであるが、光球に

在つて彩層にない線や彩層にあつて光球に無いものも少くないし、彩層の線中には時によつて現はれたり現はれなかつたりするものがある。いつも必ず出る線は左の十一種である。

第三十二表

符號	λ	元素
	7065.5	……
C	6563.1	水素
D_3	5876.0	ヘリウム
	5316.8	……
F	4861.5	水素
	4471.8	ヘリウム
	4340.7	水素
	4101.9	同
	3970.2	同
H	3968.6	カルシウム
K	3933.8	同

以上の外彩層スペクトルに出る線は澤山あるが、場合によつて同じでないし彩層下底部に於ては線の數が甚だ多くなるが光球の光に妨げられて觀測が非常に困難である。其等の中比較的多く現はれるのは

マグネシウム、鐵、ストロンシウム、バリウム、ナトリウム、セシウム、タイタニウム、ツケル、ヴァナヂウム、マンガン、クローム、コバルト、イットリビウム、錫、ランサニウム等である。彩層スペクトルの線中發光元素の不明なるものも少くない。

彩層スペクトルを觀測するに最好の機會は皆既日食の際にある。日面の縁邊が月面の背後から現はれ始むる瞬間又は月の後に將に沒入せんとする瞬時、太陽の縁は三日月形の細い閃光となつて、コリメーターを通して見た分光器の細隙の代辨を爲す。故にカメラの筒先にプリズムを附けた器械を之に差向ければ直ちに分光器として働き立派なスペクトルが撮れるのである。勿論分光器細隙の代用をなす「細光」は三日月形である故スペクトル線は直線でなく、總て三日月形を呈する理で、三日月形の輝線は夫々彩層の單光像を表はして居るものと見做して差支ない。此際光球面が一部でもかくれずに見えて居る間は通常の太陽スペクトルが現はれ連續色帶を横斷するフラウンホーファー闇線を見るに過ぎないので、たゞ僅かに食皆既前若くは生光後數秒間彩層だけ見える瞬間が所要の目的に供される。此瞬間今迄闇線として映じたものが忽然と輝線に化するのである。其は平素は光球面の外層を成す比較的低溫の雰圍氣が吸收作用に依つて闇線を生

ぜしむるのであるが、皆既食の際闇黒裡に太陽の縁を天空に投影するときは背後に強光の存在せざる結果吸收線とならずして輝線を現出するのである。

閃光スペクトルに於てスペクトル線が輝線として見える時間は大體に於て其線に相當する瓦斯層の厚みを表はすものと考へて差支ない。之に據つて其厚みを測定することが出來る。又該スペクトルの弧線(三日月形)の長さも同樣な目的に供することが出來るけれども、線の強いものと弱いものとで弧線が長くも短くも追跡され得る故、種々の瓦斯の層厚を比較するにはなるべく同じ強さの線を取つて觀測せねば信據すべき結果を得ることが出來ない。此種の研究で現在基準的に認められて居るものはミツチェル(一三)Mitchel が一九〇五年八月三日の皆既食の際スペインのダルコに於てグレーチングを用ゐて撮影した閃光スペクトルに基いて諸線の層厚を算出したもので、比較的線の多く出る元素に就いて其結果を摘出して掲げると第三十二表の通りである。

之に據つて見るに層位は必ずしも重さに伴つて居るとのみ言へない。例へばカルシウムの高さがヘリウムの倍に達し鐵やタイタニウムが炭素の數倍に達す

第八十六圖　日食の閃光スペクトル
一九〇〇年五月二十八日フロスト撮影

る高さに上つて居る。

第三十三表

元素	原子量	高サ	備考
H	1	400粁—8000粁	……
He	4	400—7500	……
C	12	250—1500	主トシテ 300粁—400粁
Ca	40	300—14000	……
Sc	44	250—6000	主トシテ 300—400
Ti	48	250—6000	主トシテ 300—500
V	51	250— 900	主トシテ 300—500
Cr	52	250—1400	主トシテ 300—400
Mn	55	250— 800	主トシテ 300—400
Fe	56	250—7000	主トシテ 300—600
Co	59	250—1200	主トシテ 250—400
Ni	59	250— 800	主トシテ 300—400
Y	89	250—1600	……
Zr	91	250— 900	主トシテ 300—500
La	139	300— 800	……
Ce	140	250— 800	主トシテ 300—500
Nd	144	250— 600	主トシテ 300—400

ミツチェルの測定に於て特筆すべきことは輕い元素の線が重いものに比して概して強く現はれて居ることで、カルシウムのH及びK線の如きは其最も著しい例である。其は多分太陰が太陽の前を横過して行つて縁の部分が掩ひ盡される

際太陽像の中心に近い方即ち下層から順次に掩はれて行き、又生光の時は外層から順次に現はれて來る結果として、比較的下層に在る重い元素の光に對しては暴露時間が短くなる爲ではあるまいかと考へられる。

今一つ見遁せない事實は同一の元素に屬する二つの線で、普通の太陽スペクトル中に於て同等な強さを示す線であつても、彩層スペクトルに於ては著しく強度に懸隔があつたり、又は強度の割合が普通のスペクトルと全然反對になつて居たりすることが往々あるのである。殊に火花スペクトルに於て強度に現はるゝ線は大抵彩層スペクトルに於て格段に強く出るといふことからして、彩層に於ける溫度、氣壓、電氣的磁氣的狀態が或る程度まで推定される可能性がある。

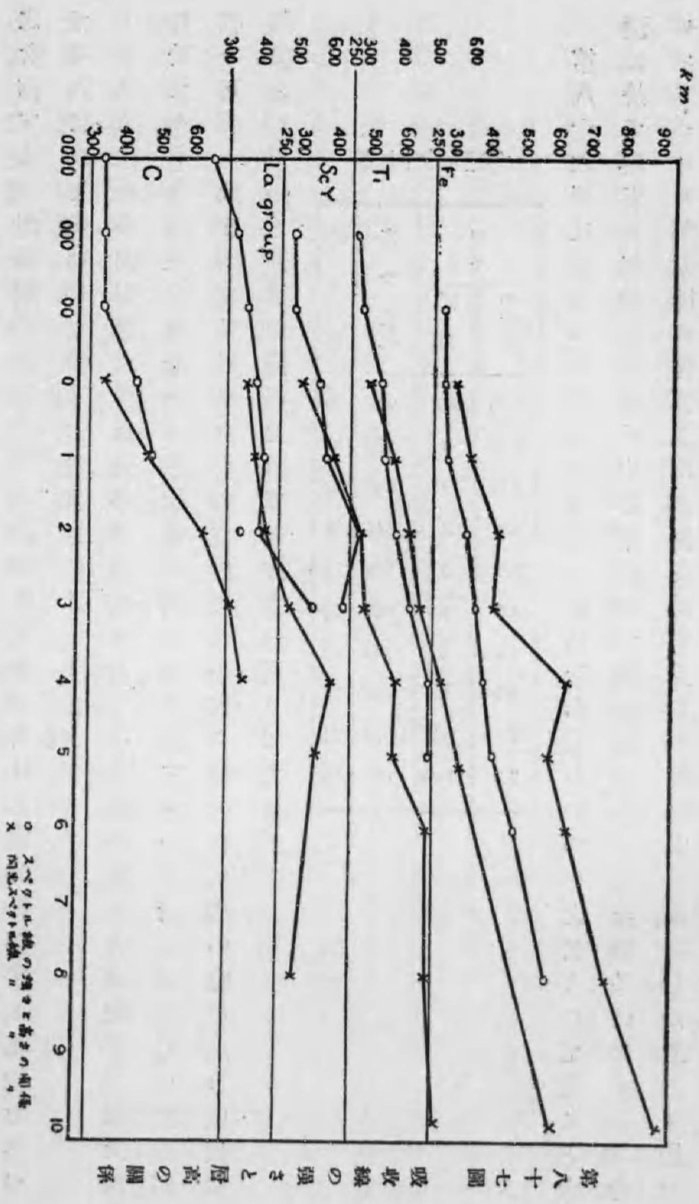
ロッキャーは火花スペクトルに於て強さを增す線は高溫度に特有な線であつて、火花が電弧より溫度の高いために線の強さを增すのだとして居るが、此說に據ると彩層は大氣の下底よりも高溫度にあるといふ受取りにくい結論に到達する。然るに此種の線は壓力に對し敏感だといふことが實驗上認められて居るから彩層に於ける强度優越の主因は太陽大氣の上層に於ける壓力の減少といふことに之を歸する方が無難である。サハが雰圍氣中に於ける電離に關する理論を作つて巧みに之を說明して居るのは旣述の通りである。

ミッチェルの測定した層高をフラウンホーファー線の强さと比較するに大體に於てセント・ジョンの「層高は吸收線の强さに比例す」といふ考に一致して居るが往々可なり此法則にはづれたものもある。今其一例として鐵の線に就き强度(吸收線としての)と高さの關係を示すと左表の通りである。

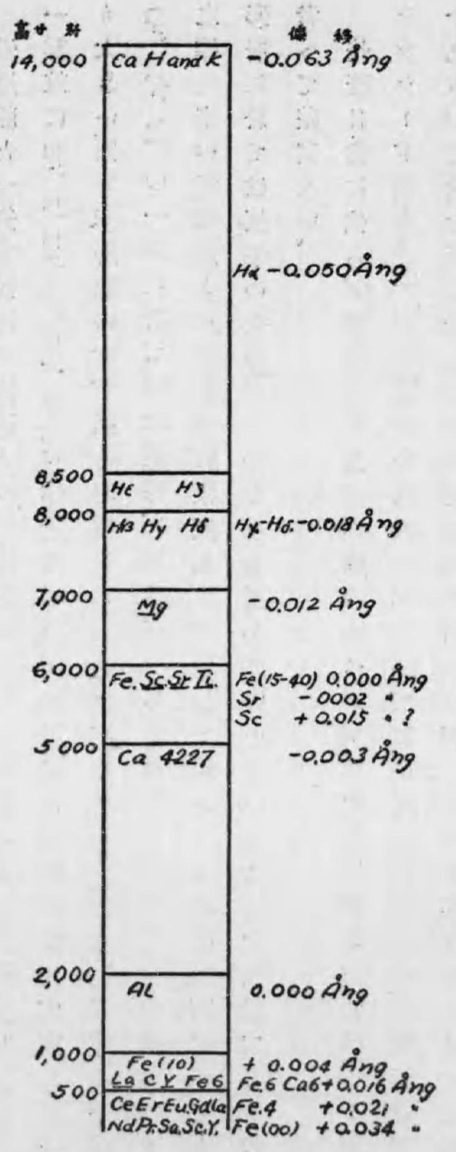
表四十三第

線ノ數	高サ（粁）	強サ 閃光	強サ 吸收線
4	275	00	0.25
19	279	0	0.26
30	288	1	0.33
55	344	2	0.8
72	369	3	1.4
49	397	4	1.6
40	425	5	2.0
28	488	6	3.5
24	590	7-9	3.8
25	806	10-40	7.0

第八十六圖は諸種の元素に就き這の關係を示したもので、之によつて見ると大體に於て兩者の相伴つて增減するぐあひが明かに分る。又此結果はアダムスやセント・ジョンが太陽の自轉及び黑點周圍の瓦斯の運動から論結した所と同樣で



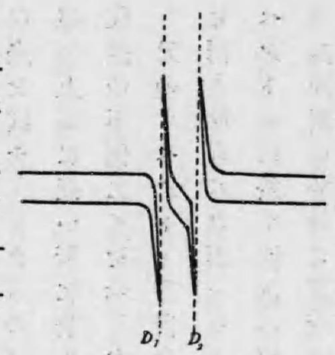
ある。左圖はミッチェルとセント・ジョンの結果に據り太陽大氣中の元素の配列を示したものである。左端の數はミッチェルの測定した高さを粁で表はし、右端のはセント・ジョンの測定に依る黒點瓦斯の輻射運動のドップラー偏移であつて、氏が以前から層高の指數として用ゐて居るところのものである。



第八十八圖　太陽大氣中の元素の配列

彩層線と一般太陽面の闇線との強度の比を作つて見ると、Cr, V, Ti, Zr, Sr, Ba の一群竝に Sc, Y, La, Ce, Nd, Sa, Er 等所謂稀土類に屬する一群は此比が概して一より大きい、卽ち彩層線の方が強く現はれる。之に反して Fe, Ni, Co, Mn 等の一群と Ca, Mg, Al の一群に於ては此關係が逆になつて彩層の方が弱い。此關係は丁度之等元素の電弧線と火花線との强度比に對應して居る。之は甚だ面白いことで、彩層に於ては原子の煽昂が下層よりも遙かに强いといふことを暗示するものと考へて差支ない。

皆既日食に依らず常時の觀測で彩層のスペクトルを撮影する方法は、ヘールがケンウード Kenwood 天文臺で一八九一年初めて之に成功したもので、當時は僅か十九本の輝線を現出せしめ得たに過ぎなかつたが、[一三三]一九〇九年ウィルソン山天文臺の塔狀望遠鏡と强力な分光器を利用するに及んで百數十本の線の波長を精測することが出來たのである。這の成功は主として高山に於て太陽像の靜寂なることと有力な望遠鏡に依る像の直徑の大なることに歸さるゝのであるが、[一三三]其他露出中像の外緣を分光細隙に正確に「切」せしむるために彩層線の一つを分光器の乾板端に於ける眼鏡に依つて絕えず直視しつゝ望遠鏡を誘導する巧妙な裝置も與つて力あるものといはねばならない。此方法は以後次第に成功の域に入り一九一四年には五百本以上の線を寫すことが出來、ミッチェルの閃光線の測定と並んで今迄に於ける基準測定と見做されて居る。



第八十九圖　異常分散の爲に生ずる輝線

彩層輝線の成因に關しては一般に信じられて居る如く、背後に光球の强光なき爲、吸收線の代りに輻射線が出るのだといふ學說に反對したジュリウス Julius の說に一言せねばならない。

光線が或る媒質を通過して來るとき其媒質內の密度の分布によつては、スペクトル帶に直角に分散を起すやうになることがある。而して密度の勾配が極端に大きいときは選擇吸收の起る細域の兩側に於ける分散能が異常な相違を起し、連續スペクトルは其所にて右圖の如く色帶の兩側に突出し、元のスペクトル帶の兩側に刷毛（ブラシ）の如く輝線

の角が生え、元のスペクトルを掩蔽してしまつても輝角の先端だけは見えるからして、あたかも輝線スペクトルに對するが如き觀を呈する。此圖はジュリウスが白光をばナトリウムの焰を通じて觀測しD_1及びD_2の吸收線を現出せしめたとき、焰の上端に近い所に於て密度勾配が異常に大きくなつた部に生じた異常分散(吸收線の兩側にて)を示したものである。

元のスペクトル帶自身に於ては吸收線は其兩側に於ける連續スペクトルの光を削り取られた形となる故、闇線の幅が著しく增大する。でジュリウスは黑點スペクトルに於て闇線の幅の廣いことや或種の闇線が二重反彩を起すのは黑點及び其周圍に於ける瓦斯の密度勾配が異常に大きくなる(黑點渦動に伴つて)結果上記の如き異常分散を起したものだとして居る。此考へ方を日食の閃光スペクトルに及ぼすときは太陽面から切線の方向に出發する光線は雰圍氣を通過する際密度の異常勾配に基いてフラウンホーファー闇線の兩側に於て異常分散をおこし、スペクトル帶の外に突出を見、恰も輝線スペクトルを得たるが如き觀を與へる。斯樣な理に基いてジュリウスは閃光スペクトルの輝線は太陽の緣に於て光球の

白光が異常屈折をする結果生じたものだと主張して居る。若し此說が正しいとすれば之等輝線は之に該當する闇線より波長が稍大きくなければならぬのであるが、上記のヘール、アダムス、ミツチェル等の測定では此學說の要求する如き波長の差は存在して居ないといふことである。此說は面白い着想ではあるが、種々の點で非難が多く今の所評判が甚だよくない。

分光器細隙を太陽像の緣に直角(半徑の方向)にあてて、Caの線を觀測する場合、像の緣に接して居る部分は線の幅廣く、遠ざかるに從つて細く尖つて行く。之は下層の氣壓や溫度の高いこと、下層の光は大氣の中を通つて來る道程の長いことなどに據つて說明することが出來よう。之に反しヘリウムのD_3線は太陽の緣より少しく離れた所で最も太く兩端に於て尖つて居る。此現象に對しシャイナーは此元素が光球面から少し間隔を置いた所に薄い層を成して存在して居るものと考へて說明することが出來ると唱へて居るが近來反彩層にもHeの闇線が多數に發見されたことなどと照合して合點のゆき兼ぬる節がある。

彩層の事は此位にとゞめて、コロナの光に眼を轉じよう。コロナの光や熱の分

量及び性質は可なり以前から喧しい論議の的であつた。其光の強さと其分布を詳かにすることは勿論其を構成する物質の密度や溫度を推定する手掛りであり、コロナの性體に一道の光明を投ずるものでなければならない。處が此種の測定は甚だ不精確で觀測者によつて大きな相違がある。ハークネス Harkness は一八七八年の日食の觀測から太陽の緣の直ぐ外の所では滿月の面に比して十五倍の光輝を有し、緣からはなれるに從つて大體距離の二乘に反比例して光輝が減少するとし、又ラングレーは同じ日食の觀測から、緣から一分の角距離の所で滿月の六倍の光度あり、十分迄離れた所でも月の十分の一位の光輝があるとして居る。一九〇五年の日食ではファブリ Fabry が赤道部の緣外五分の所で月の光輝の約四の一といふ値を出して居るし、同じ日食でシュワルッシルトは寫眞的方法に依つて五分の角距離で月の十分の一、十分の所で百分の一と出した。コロナ全體の光は諸家の測定が大體に於て一致し、〇・一乃至〇・二米燭の範圍にあり、滿月の光と同位とされて居る。緣からの距離と光度の關係に就いてはアウェルスは之を距離の六乘に反比例するものとして居るが、大體に於てベッカー Becker の出した

$$i = \frac{c}{(140+h)^6}$$

（h は緣からの距離を直徑の千分位で表はしたもの）

なる式が觀測によく合ふ。

コロナの色に關しては一般に眞珠色と謂はれて居るが、スペクトルの各部の光の強さに就いていふと、赤外部即ち熱線も紫外部即ち寫眞光線も共に可視線に比して遙かに弱いと云はれて居る。シュワルッシルトは一九〇五年の日食で見たコロナに就き波長 3500—5000 A 間（可視域）の連續スペクトルの强度分布を檢べた處、大體太陽自身のと同じであるが紫外部に至ると强さが遙かに太陽に劣ることを確め、强さ極大の點が太陽よりもずつと赤の方に偏つて居るから、コロナは赤味がかつた色を有する筈だとし、又デランドルは $\lambda=1.3\,\mu$ 邊迄の輻射を測定し空の光の半分位の强さはあるとして居るが、何れも、甚だ不確實のものと見做されて居る。

（一三五）コロナの全光度は近代の比較的信用すべき觀測の結果を對比して見ると逐年變化するものらしいが確かなことはまだ言へない。

コロナの光が獨自の輻射に依るものか反射光なのかといふことは其性體を究

める上に重要な問題である。コロナの光が反射光に特有な「偏り」の現象を呈することはこゝ二〇年來の日食觀測で一般に認められたことである。偏光の度はジユリウス、ベリン、ヤング等の觀測に據ると、太陽の緣のすぐ外では殆ど皆無で、遠ざかるに從つて增し、五分位の角距離で三七%といふ極大値を示し、更に遠ざかるとまた次第に減じて行く。斯樣な現象に基いて一部の學者はコロナの光が主として太陽の周圍に浮游する細塵の日光を反射して輝くものであつて、恰も地球大氣の微粒子が日光を擴散して天空の碧色を呈すると同樣であると見做し、たゞコロナの場合に於ては粒子が分子の程度迄小さくないため各の色を略一樣に擴散して白色を呈する點が異るのであると考へて居る。然し計算に據ると太陽の緣に近い所では細塵が四千度以上に熱される筈であるからコロナの內環は少くも一部は獨自の光を發して居るものと見るのが至當であらう。之はコロナのスペクトルに澤山の輝線を含んで居り而かも其輝線が全く「偏り」を示さないことからも肯はれるのである。尤もアボットやラングレーの測定でコロナの光が、比較的熱線にとぼしいといふことが認められて居るので、此點から見ると獨自の發光（熱源）はあるにしても其は極めて微量でなければならない。擴散が何故長波線に少いかといふことは反射粒子の微小なることに歸さるゝことをウード R. W. Wood が實驗的に證明して居る。尙又斯くの如く熱線の少いといふことから一部の人達はコロナの光を螢光線の作用に歸したり放電現象と見なす傾がある。

コロナのスペクトルは連續彩帶の上に一般太陽面同樣のフラウンホーファー闇線を示す外數多の輝線をも現出する。輝線の中最も顯著なのは λ5303.3 なる波長を有する所謂コロニウム線（一九一八年六月八日の日食でカメルは之を 5302.98 アダムス及びセント・ジョンは 5302.0 と測定して居る）と水素の輝線である。何れも太陽の緣から十分位の距離迄見える。緣に近い所では水素線の方が强く、遠ざかるに從つて 5303 の方が勝つて來る。其外 Ca や He の線も見える。一九〇〇及び一九〇五年の觀測に據りダイソン（一三六） Dyson がまとめたコロナのスペクトル線は

第三十五表

5535.8
5303.1
5117.8
5073
4779
4725
4722
4586
4566
4400
4359
4311
4231.0
4130
4087
3987.1
3891
3800.9
3642.5
3505?
3461
3454
3387.9
3361?

の二十四本に達する。此中で 3454 と 3387.9 とは 5303.1 に次いで顯著なものであるが、一九〇一年に見えたぎり他の二回は遂に見えなかつたと謂はれ、又他の線でも場合により見えたり見えなかつたりして定まつて居ない。例へば一九〇八年一月三日の日食にはレウィス[三七]は新たに 3602.3, 3328.2 なる線を發見し又 3390.7 なる線が特に顯著であつたが前三回の日食には之等は全く見えず、之に反し前三回の日食に見えて此場合に見えなんだ線も澤山ある。其他一九一四年八月二十一日の日食にデランドル[三八]は 6374.5 なる線を新たに見出し、コーチー[三九]は微かながら二四本の新線をレコードした上更に赤色部にバンド・スペクトルをも發見したといひ、一九一八年六月八日の日食にリック[四〇]天文臺のレウィス氏は 3602 なる新線を見出して居るなど人と場合とで觀測が大層違ふといふことはコロナの輻射が著しく變化するものではないかと疑はしめる。殊に所謂コロニウム線 5303 は紅焰や黑點の顯著な時期には特に强く現はれ、太陽緣より遠い所迄も其痕跡を示して居る。プルヴィネル Pluvinel の觀測によるとコロナ・スペクトル中のフラウンホーファー闇線も黑點最多期に著しく最少期には微かになり、日光を反射する微粒子の多寡が太陽活動の盛衰に伴つて變化する傾あることを指摘して居る。コロナを噴出狀隆角の發生に伴つて生ずる現象と見るならば其は當然のことであるが之等の觀測を肯定して議論を進めるのは尙早の感を免れない。

之を要するに「コロナ」の光は、(1)液體又は固體の微粒子群の高熱に因り自ら發生するもの、(2)這の粒子が日光を照り返へして輝くもの、(3)瓦斯狀の雰圍氣より發する特殊の輻射の三種を包含するものであつて、(1)と(2)とは光球と同樣な連續スペクトルを出し、(2)は「偏り」現象を呈し比較的遠方の光に多く、(1)と(3)とは緣に近い所に比較的多いのである。以下更に之等三種の光及び之に寄與する物質の性體に關し少しく詮索を試みようと思ふ。

コロナの光の連續スペクトルは太陽を圍繞して居る固體又は液狀の微粒子群に依る反射光及び自己の高熱に因つて發する輻射であるといふ說を肯定するためには其等の粒子が何處から來り如何にして太陽の周圍に保持されて居るかを解釋せねばならない。流星群と同樣に微細な物體の集團が太陽面に吸引され或る距離迄近寄ると太陽から受ける一種の反撥力と引力との釣合で太陽面迄落下

せずに或る間隔を保つて浮游して居るのだとする説と、此粒子は太陽から紅焔に伴つて噴出した瓦斯の凝結滴粒だとする者とあるが、何れにしても一種の析力を設定せねばならぬし、しかも此力の作用する法則が粒子の種類によつて異るものとせねば種々の距離に於て釣合を保つて居る粒子のある所以が分らなくなる。斯様な「力」の存在することは既に前世期の中頃から一部の學者が考へて居た所であつて、しかも其が太陽の光線に基くもので小さい粒子に對するほど強力に作用するものだとし、彗星の尾の成生を説明するに此考を利用したものである。之に據ると彗星の尾は其頭部から噴出する粒子に對する太陽光線の析力に依つて反對の方に一種の『吹き流し』を生ずるものだとするのである。然し斯様な「力」の確かに存在すること、及び其起源や性質等が闡明され稍力學的基礎の上に議論が進められるやうになつたのはマックスウェルが一八七二年に電磁論に基いて此問題を論じ一般に輻射が或る表面に當ると之に對し壓力を及ぼすといふことを證明してから後のことである。此理論に據ると表面が完全吸收性であれば單位體積の内の輻射エネルギーに等しいだけの壓力が加はり、又完全反射性であれば壓力は其二倍だけになる。水面の波浪や音波が或る表面にあたつたりする際も一定の壓力を及ぼすことは我々の日常經驗する所であつて、一般に波狀運動に伴つて斯様な壓力が生ずることは實驗的にも理論的にも證明することが出來るのであるが、マックスウェルは之を輻射の本性に根ざした最も嚴正な立論に據つて證明し非難の餘地なからしめたものである。

今之を簡便法に依つて説明せんに座標軸Zの正の方向に進行する平面波があつて完全吸收性の表面Rに垂直にあたるものと考へる。Rの前面に於て單位容積内に存在する輻射エネルギーをEとし、光の方向に平行なる斷面積qの直筒を假想すると、t なる時間にRに吸收さるゝエネルギーは

$$EbVt$$

となる。但しVは光の速度である。そこでRの表面を光の進行方向にdzだけ動かさうとするとRに入るエネルギーはR靜止の場合に比し qdz だけの容積内に含まれるエネルギー、卽ち

$$qdzE$$

だけ少くなる。一面に於てZの正の方向にqを通過するエネルギーはRの動靜に關せず前揭の値を保つて居る。而してRは完全黑體だから屈折係數が周圍の媒質と等しいこと、卽ちダイエレクトリック・コンスタントが周圍と同一であるといふことを考に入れるとRが動く際に通つたqdzだけの空間に含まれる電磁エネルギーはRの動靜にかゝはらず一定不變である。故にエネルギー不滅の原則に據りqdzだけのエネルギーは熱に轉換されたと見ねばならない。而して之はRがdzだけ動いたため外界から爲された仕事に等しくなければならぬ。從つて此仕事を

$$pqdz$$

なる形に書けばpはR面に對する輻射の壓力である。從つて

$$pqdz=qdzE$$

なる關係が成立ち、是から

$$p=E$$

太陽常數をSとしジュール常數をJとすれば、一糎立方內の太陽輻射エネルギーは

$$\frac{SJ}{60}$$

となり、

$$J=4.186\times10^{7}\ \text{エルグ}\qquad S=1.923\ \text{カロリー・分・(糎)}^{-2}$$

とすれば毎秒一平方糎に受けるエネルギーは1.35×10^{6}エルグである。之は毎秒光線の通過する距離卽ち3×10^{10}糎に含まれるエネルギーである。故に一立方糎に含まれるものは

$$E=\frac{1.35\times10^{6}}{3\times10^{10}}=4.5\times10^{-5}$$

となり、一平方糎に受ける壓力は4.5×10^{-5}ダインであつて、一平方米の表面に對し約〇·五ミリグラムの重力に相當する力が作用して居る勘定である。

尙實驗的方面に於てもレベデフ(一九一一)P. Lebedew、ニコルスE. F. Nichols、ハルG. E. Hull等が之を測定して理論の誤ないことを證することが出來たので、太陽の內外に於ける微粒子の行動を追跡するには是非とも輻射壓の影響を考に入れてかゝらねば

ばならぬことが一般に承認されたのである。

這般の關係を衆に先んじて特に深く研究したのはストックホルムのアレニウス(一四二)である。輻射壓は發光體の距離が其大さに比し非常に大きいときは重力と同樣に距離の二乘に反比例するものであつて、球狀粒子に於ては壓力が其直徑の二乘に比例し重力は立方に比例(同じ比重としたとき)する故に、粒の大きいものは重力の方が勝つて太陽に引き寄せられるが、直徑の小さくなる程輻射壓の重力に對する割合が大きくなつて行く。完全黑體に就いて氏の計算したところに據ると、水と同じ比重の物質なら直徑が一·五ミクロンに減ずると輻射壓の斥力が太陽引力と同等になり、比重が五(鐵位)の物なら直徑〇·三ミクロン迄減じたとき始めて斥力が引力と釣合ふやうになる。直徑が更に小さくなると斥力が勝つて反撥される。此「力」はシュワルツシルトの計算に據ると直徑が受光波長に等しくなる迄は次第に增大し、比重一の物質であれば光の波長〇·六ミクロンの場合斥力が重力の十八倍に達する。直徑の更に小さい物だと回折作用の爲斥力は却つて減少し、波長の三分の一以下の粒子では重力の方が復び勝つて來て太陽に引きつけられるやうになる。卽ち比較的大きいか若くは重い粒子とずつと小さいものとは太陽に引きつけられ、中位の粒子が反撥され、此兩極端の間に在るものが太陽の近所に不卽不離の狀態で彷徨して居ることになるのである。

さて斯樣な粒子がどうして太陽の周圍に出來るかといふことに關してアレニウスは太陽內部より隆角等に伴つて噴出する瓦斯が凝結したものだらうとし、其凝結心核となるべきイオンは、中性の瓦斯原子や分子が稀薄な密度と高溫度とで電離に好適な狀況に置かれてある所に太陽面から發する短波放射線の衝擊を受けたり黑點や噴出紅焰等の附近に於て負荷電の特に大きくて異常な電位を有する部分から出る陰極線に衝擊されたりして荷電粒子をはじき出されるために生ずるものだらうとして居る。同氏の如く地球大氣に於ける水蒸氣の凝結から類推して陰イオンに重きを置くときは、斥力に依つて負電粒子が他の星辰界に逸散して太陽は「陽」に荷電され、もし何等かの中和作用が行はれなければ其電位が無限に增大することになるが、然し一面に於て他の星辰から斥出される負電粒子が太陽の重力と陽電位とで引きつけられ、之を中和するであらうから、電位はある程度

以上に增大することはない。現在は此收獲と損失とが丁度釣合を保つて略一定の電位を保つて居るものであらう。此說に於ては、コロナ流線は陰極線があたつて凝結の特に著しく起つた所であつて、同時にまた粒子の太陽に反撥されて流出する道筋を示して居るものと考へるのである。此假設はコロナ流線が爆發的隆起（プロミネンス）に根を据ゑて居ることが多いといふ前記の諸說及び斯くの如き部域に於て顯著な放電現象の起り易いといふことなどから至極尤もらしく思はれる。流線の彎曲はビジェロウ、アレニウスの如く太陽全體を一つの磁石と見、帶電粒子の運動に對する磁場の影響として之を說明しようとして居る者もある。此場合粒子は磁力線を芯として螺旋狀に磁力の方向に動くのであるが、之を遠方から見ると磁力線に沿うて動くやうに見えるので、若し他に力が働かなければ粒子の流線が其儘磁力線を示すことになるのであらうが、實際に於ては輻射壓で放り出される爲の運動が主となり、磁力は單に其軌道を幾分か變形するやうに働き其結果南北兩極附近等に見る如き流線の彎曲を示すに至るものと考へられる。太陽全體が一つの磁石であること及び此處彼處に局部的の强烈な磁場のあることはヘール一派の學者が研究して實驗的に確認されたことであつて、之に關しては更に節を更めて詳述することにする。

コロナを組成する粒子が流星群の如き外來の物質だとする說がある。之はヤング（二四三）が一八七一年に唱へたもので、近くはシュスター等が之に共鳴して居るが、今日一般に信じられて居るやうな大さの流星では前記の如きコロナ光の性質が解釋出來ない。やはり所謂宇宙細塵がコロナを形成し其中でも特に顯微鏡的な小さなものが主成分を成すものとする方が穩當であつて、噴出したものの外他の星辰から進入して來て太陽に吸引されつゝあるものも含まるゝであらうが、太陽面に生起する他の諸現象と併せて考へると、中から外に放出されつゝある粒子が主な部分を占めて居ると考へる方が比較的辻褄が合ふやうに思はれる。

太陽に落ち込んで行く微粒子の相互衝突や雰圍氣の抵抗に依り高熱を發して輝くのだといふ考も一理あるが、此說はコロナ粒子なり瓦斯なりの密度が非常に小さいことから考へると受入れにくい所がある。其稀薄さの程度は彗星が太陽の緣から數分の角距離まで接近して每秒數百粁の高速度でコロナの中を突進す

る際でも其運動に影響するだけの抵抗を及ぼさないことから考へても想半ばに過ぐるものがあらう。地上百粁以上の上空に於て氣壓〇・一粍以下の非常に稀薄な大氣の中で僅々毎秒數十粁の速度で運動する流星に對してさへ殆ど瞬間的に白熱化する程の抵抗を及ぼすのであるからして、彗星が殆ど無抵抗に「コロナ」の中を長い間通過して來るためにはコロナ物質は言語を絶する稀薄狀態にあるものでなければならない。從つて粒子の數は可なり疎であつて、相互衝突が全體に光輝を與へる程頻繁に行はれようとは思はれない。又瓦斯霧圍氣の密度は後段述ぶる如く光球面上數百粁の所でも一萬分の一氣壓に過ぎぬ稀薄なものであつて、距離が等差級數で增すに從ひ密度は殆ど等比級數的に減ずるのであるから、太陽縁より數分の角距離卽ち約十萬粁の所では非常な稀薄さとならう。太陽の重力は其表面に於て地球上の二十七倍であるから高さの增加に伴ふ密度の遞減率も之に應じて急でなければならない。水素の如き最も輕い瓦斯を主成分とするものと假定しても十粁上る毎に密度が半分になつて行く。其割合で千粁の上層に於ける密度を計算すると下底に比し約 10^{30} 倍だけ薄くなる勘定である。上方に

距たるに從つて密度の遞減する率は小さくなる故に、上記の計算は幾分の更正を要するものではあるが、大體の程度は略此位の見當である。之は大凡百米立方の中に空氣の分子が一個ある位の稀薄さである。斯くの如き稀薄な媒質中で粒子が運動する場合、たとへ毎秒百粁を超ゆる高速度で動いても相互衝突の機會は甚だ僅かであつて到底十分の光輝を發せしむるには足らない。

コロナの主成分と考へられて居る太陽細塵は星辰界に於て非常に重要な地歩を占むるものであることは旣にアレニウスの道破したところであつて、輻射壓のために放散された細塵は空間の所々に集つて星雲と成り、星雲が凝集して恆星卽ち太陽となり、轉々輪廻して窮ないことを說いたのは物理學の原則と相容れぬ點はあるが、或る點に於て近代的宇宙開展論の進路を豫言したやうな觀がある。質量の特に大きくて溫度の高い從つて短波長輻射の强い恆星（所謂〇型星の如き）は細塵の放散著しき爲一種の包圍物質を帶ぶること多く、又カルシウム瓦斯の雲に包まれる結果HKの靜止吸收線を示すのを常とするのは近年の觀測で確められた顯著な事實である。闇黑星雲が細塵の雲集であることも追々確からしくなり、

一昔前迄自體の光で輝くものと考へられて居た所謂瓦斯狀星雲も近頃の觀測によると細塵雲の中や近所に在る恆星の光に依つて輝くやの疑が次第に濃厚になりつゝある。更に一歩を進め、ジーンス等の理論に依り瓦斯狀星雲の凝集する過程として生まれるものと考へられるに至つたところの渦狀星雲が銀河極の方に集つて居る事實を見て、輻射壓の爲細塵や瓦斯分子が恆星の最も少い方面に集合する傾向だとして之を解釋しようとする一派の學者さへあるやうな次第である。

太陽細塵がコロナ圈外に放散さるゝ例證は近く我太陽其自身に求むることが出來る。闇夜の天空を幻の如き薄光の帶を以て彩る彼の黃道光こそ其れである。黃昏後、拂曉前、太陽の在る邊よりピラミツトの如く地平線に立ち上る薄光は元中軸が太陽の視徑路たる黃道と一致するものと考へられて居たので黃道光と名づけられたものであるが、近來は太陽赤道面の延長と一致するものだと分り、又測り得る程の視差を有たぬことより推して地球大氣に屬する現象ではなく、發光の源が主として地球外遙かの遠方に在るものであることも明かになつた。しかも太陽と同樣な連續スペクトルを示し且「偏光」を呈することからして液體又は固體の

粒子群に日光の反射されたものだと考へるのが一番尤もらしい解釋である。極光のスペクトル中に現はれる綠線がこゝにも現はれると言はれて居るが之は黃道光固有の光ではない。這の粒子が如何なる大さを有し如何なる配列をなせるかは未だ明かでないが、或は流星群の如く一定の軌道に沿うて太陽を周行するものであるかも知れない。太陽から放射された細塵が其赤道面の近所に集まつて遙か地球軌道のあたり迄も彌漫し其れが日光を擴散して白光を放つといふことはありさうなことである。惑星や多くの彗星の運動に對し些の抵抗をも及ぼす形跡もないことから察するに其分布は非常に稀薄なものでなければならないが、一二の短週期彗星の軌道には抵抗物質の存在に歸せしめねばならぬやうな變化が認められて居るので、何物かが空間に彌漫して居るものと考へなければならない。

コロナの輝線スペクトルは如何なる瓦斯が如何なる狀態の下に發するものであるかに關しては殆ど定說がない。實驗的に地上の物質から其線を檢出し得た者もなければ理論的に完全に其成生を說き明かしたものもない。或る人は稀薄

な瓦斯に陰極線のあたつて生ずる薄光の如きものだというて居るが未だ具體的に如何なる瓦斯を如何なる狀態の下に置いて如何程の强さの陰極線をあてたら此線が現はれるかを證據立てた者はない。たゞニコルソン(一四四) J. W. Nicholson が量子論的に或種の原子模型に屬する電子の運動からコロナ輝線の成立を說明しようと試みたのが聊か注目に値する。ニコルソンは電子の角速度 ω と原子の半徑 r の間に

$$r^2\omega=\alpha+n\beta$$

($\alpha\beta$は常數、nは整數)なる關係の存在することを證明し、之とケプラー法則からして定常(ステーショナリ)狀態に在る原子に於ては

$$\omega=\text{const.}\times(\alpha+n\beta)^{-3}$$

となることを立證した。此狀態に於てはエネルギーの輻射は起らない。平衡が攪亂されて高位の狀態に移されると平衡狀態の前後に振動して輻射を行ふのである。で主振動の週期は $\frac{2\pi}{\omega}$ である。Cを光の速度とすれば波長は

$$\lambda=2\pi C/\omega$$

となるから

$$\lambda^3=\text{const.}\times(\alpha+n\beta)$$

なる關係が保たれる。卽ち波長の立方根が等差級數をなすやうな「スペクトル線級」が出來る。主振動の外に週期が $\frac{2\pi}{\omega}$ になるやうな副振動が起り得る。而して其が亦一組の「立方根線級」を形成する。コロナの線中

$\lambda=3891.0,\ 3602.3,\ 3328.2$

は正に其一組である。

卽ち三つの波長間には

$$(3891.0)^3-(3602.3)^3=0.3991$$

$$(3602.3)^3-(3328.3)^3=0.3991$$

なる關係が成立つて居る。更に又 5535.8, 5117.7, 4722.0 は公差 0.457 なる立方根級數の線に屬する。ニコルソンは $5e$ だけの荷電(チャージ)を有する正電心核の周圍に若干の電子が運行する原子に就き輻射波長を計算したところが、電子の數を二つから七つまで種々に變へることによつて今迄に觀測されたコロナ線の波長が大部分出て

來ることを知つたので此元素を假にプロトフリユオリン Protofluorine と呼んで居る。但し電子の數の區々になるのは電離の度合によるものと考へるのである。それから λ6374.5, 5303.3, 4359.0, 3534.0 は之と別に公差 1.103 なる立方根級數に屬し 7e の心核荷電を有し八個のエレクトロンを有する原子から生ずる。而して電子を亡失した場合よりも餘計の電子を有する陰帶電原子の方が强い線を與へる。つまり實驗室内でよく見る negative glow に類する發光である。コロニウムは窒素の同位元素でプロトフリユオリンは硼素の同位元素である。

以上はニコルソンの假設の梗概であつて、之に據ると可なり迄コロナ輝線の解釋が出來るが其說の根柢には多くの假定を含んで居るので未だ俄に肯ふわけには行かない。此問題は元素の陰電スペクトルに關する智識が今少し進んでから更に實驗的に突入るべきものである。

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狀態

一八九六年パン(一四五)フリース及びモーラーが實驗の結果スペクトル線は壓力の增高に伴ひ增幅又は反彩を呈したり或は赤色側にずれたりすることを發見して、其理を太陽スペクトルに應用し、電弧スペクトルと比較した結果其大氣(一四六)の壓力を二乃至七氣壓と算定し、剩へ種々の元素が大體原子量の順に配列されて居て重いもの程下の方に沈下して居るとまで推斷したので、著しく學界の視聽をそばだてたものである。然るに其後の研究によると壓力と偏移との關係は可なり複雜なもので、斯くの如く單純に應用することを許されないのである。パンフリース(一四七)等の確め得た事柄は

一、偏移は全壓力に比例するも、混合瓦斯の部分壓には依關せず、又溫度も關係しない。

二、シアンCNの線は殆ど壓力の影響を受けず。

三、一元素の相似線に於ては偏移は波長に比例する。卽ち赤色側のもの程著しく偏移する。

四、一元素の異級の線の偏移は同一波長に引直ほして比較すれば

(主級):(第一副級):(第二副級)=1:2:4

の割合である。

等で比較的規則立つたものであつたが、實は到底簡單な法則の下に律することの出來ないものであつて、同時に壓力以外の種々の物理的狀態に左右されるもので あることが次第に分つて來たためにハンフリース等のやつた大氣壓力の測定は殆ど其價値を失つて了つたのである。然しながらハンフリースの仕事は歷史的に見て 常に重要な地步を占むるものであつて、此方面に於ける論究の緒を開いたものであることは勿論のことであるのみならず、近頃喧しい相對原則に據るスペクトル線の偏移に關する實驗的檢證にまで進んで來た發端は或る意味に於て彼等の開いたものだとも考へられる。

ヘール(一四八)、ケント及びアンダーソン(一四九)は火花スペクトルに對する壓力の影響を研究し、キング(一五〇)は電氣爐のスペクトルを檢した結果偏移のぐあひに就いては大體に於てハンフリース等と同じ結論に到達したが、更に電氣廻路の常數、放電電壓、火花のエネルギー、溫度等に至る迄スペクトル線に樣々の影響を及ぼすことを明かにし得たのである。キングの研究では低溫線の方が概して壓力偏移が大きく、又他に Co_2 の如き混合瓦斯のある場合も著しく偏移が大きくなる。然し壓力と偏移の「直線關係」は依然としてかはらない。

其後ゲール(一五一)及びアダムス H. G. Gale and W. S. Adams の研究に依つて各元素のスペクトル線は幾つかの種類に分たれ、各種類毎に壓力偏移が特殊の法則で律せられて居ることが分明となつた。例へば鐵の線に就いていふと、先づ低溫度の火焰線 flame line は他の線に比して偏移が著しく小さくて最も特殊の一群を形成して居る。之を a 類とし、次に a 群に屬さぬものの中之に次いで偏移小なるもので壓力に依り兩側に一樣に擴がるものを b 類となし、次いで b に比較すると遙かに偏移大なる c 類があつて菫と靑の部に密集して居る。最後に偏移格段に大にして壓力を加へると光輝を增し赤の方に幅の增加する特殊の線群があつて、之を d 類と名づける。d 群は主として綠黃部に集つて居るが、菫及び赤部にも少しく集團を形成して居る。全體としては偏移と波長との關係が甚だ不明瞭であるが、斯樣に分類した上で這の關係を類毎に別々に考査すると偏移が波長の立方に比例す

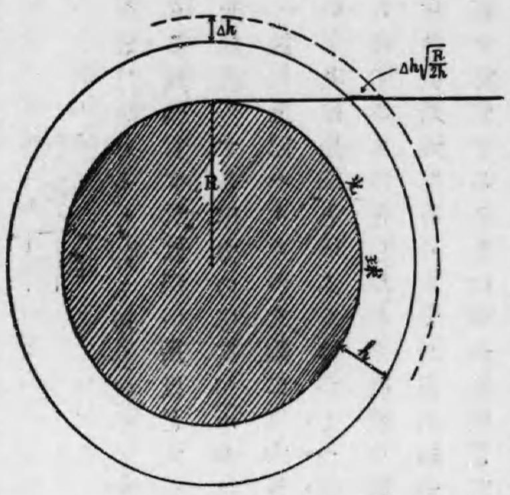
ることが歴然と分るし、又各類の平均偏移間には

$$\Delta_a:\Delta_b:\Delta_c:\Delta_d=1:1.5:3.4:6.6$$

といふやうな關係がある。

元素が異ると全く別の法則に律せられ、全く異る分類法が必要になつて來る。例へばタイタニウムの線に於ては鐵の如く簡單に分類が出來ず、全體としては壓力偏移が波長の二乘に比例して居るが、カルシウムでは一乘に比例する。又タイタニウムの電弧線では壓力偏移と波長の間には大體直線關係が成立つて居る。尙鐵のスペクトルで火花線が電弧線に比し二三割方大きな偏移を示すことも天體雰圍氣中の壓力を檢測する上に重要な事柄である。

ハンフリースに次いで太陽大氣の壓力問題で議論の種子を蒔いたのはハームJ. Halmの檢出した所謂「ハーム偏移」なる現象である。之は太陽像の緣邊のスペクトル線が中央に比して赤色側にずれて居ることで、ハームが赤色部に於ける鐵の線6301.718及び6302.975のドップラー偏移に據り太陽自轉速度の測定中發見した現象である。ハ氏は東西兩緣のスペクトル線の波長(空中酸素のα線群に對する



第十九圖　太陽大氣を中心を通る光線の經路

相對的の)平均値が中央部のに比し些か大きいといふことに氣付いて漸次研究の歩を進めて行つた結果、這の超過額は左の如く中心からの距離の函數であることを確むることが出來た。

中心からの距離	0	$\frac{1}{2}r$	$\frac{3}{4}r$	r(緣)
超過額のずれ	0	+0.002	+0.007	+0.012 A.U.

ハームは此現象を說明するに次の如き考を以てしたのである。各吸收闇線は相當の幅を有するもので、其片方の緣から他の緣に至る各部分は夫々一定の深さの瓦斯の吸收作用に歸され、其積分效果として一本の闇線が成立つて居るものと考へる。すると像の緣から來る光に於ては深層の壓力の高い所の吸收が中央部よりも餘計に利いて居るわけであるから、線の最强部が赤色側にずれなければならない。此道理は右の圖から容易に窺ふことが出來る。

球の半徑をRとし、大氣中其下底よりhの高さに於てΔhだけの厚みを有する薄層を考へると、緣から來る光線が此層を通る道程は凡そ

$$d=\Delta h\sqrt{\frac{R}{2h}}$$

で表はされる。卽ち中央部から來る光に比し$\sqrt{\frac{R}{2h}}$倍に當る。此割合はhが小なる程、換言すれば深い所ほど大きくなる。斯樣な次第で深い所の瓦斯ほど緣の光線に對する壓力の影響が(中央に比して)餘計に作用する勘定になる。

茲に上記ハームの立論には大きな缺陷があることを指摘して置かねばならない。其は光球といふものがくつきりとした限界面を有し太陽の光が總て其所から發するものとしたのと、吸收を選擇吸收(線吸收)に限つたことである。大氣其自身の發光體なることや擴散及び一般吸收に依る光の減衰を考に入れて有效發光面を算定するときは緣の方ほど其が淺い所に在り、從つて吸收闇線の有效層位は緣の方が淺いといふ結果になりはすまいか。

ハームは數年間の觀測に基いて此種のスペクトル偏移が太陽活動と伴つた循環的變化をするといふ說を立て、更に一步を進めて太陽が週期的に膨脹收縮する結果大氣の厚みが變化し、スペクトル線に對する壓力效果が年を追うて增減するものだといふ假設を生み出した。此假設は後年エヂントンが數學的に取扱つた如く理論上から見て甚だ面白い考ではあるが、觀測事實として見るときは甚だあやふやなもので、むしろ觀測の「系統的誤差」の所產として結論を控へるべき代物である。「緣邊偏移」なる現象の性體が甚だ明瞭を缺くに於て尙更のことである。

此問題は其後暫らく閑却された體であつたが一九一〇年ウィルソン山天文臺のアダムスが更に之を蒸し返へして論じ始めたので復び衆目の的となつた觀がある。[一五二]アダムスは種々のスペクトル線の緣邊偏移を測定し實驗室內の結果と相待つて其性質を究める道程に一步を進めた。アダムスの觀測を要約すると左の如くである。

一、水素、カルシウムのHK g線、ソヂウムのD線、マグネシウムのb線等高層に生ずるものが緣邊偏移小なること、

二、緣邊に於て著しく强くなる線が緣邊偏移小なること、

三、線邊偏移が概して波長に伴つて大きくなつて行くこと、

四、シアン・バンドCN-bandには殆ど偏移なきこと、

五、偏移大なる線は線に近づくに從ひ赤色側に幅が擴がること、

六、火花線の線邊偏移特に大なること、

以上の結果は線邊偏移を壓力作用に歸する説に對し有利な材料ではあるが、やはり玆にも解し兼ぬる事柄を含んで居る。例へば火花線は輓近の學説に據ると比較的高層稀薄な部に發するものであるから壓力の影響は少い筈であるのに線邊偏移が大きいのは如何したものであらう。

スペクトル線(一五三)の線邊偏移は瓦斯の上昇速度のために生ずる波長の減少が像の中央部に於て最も著しいからだとする説があるけれども、之は偏移の分布を詳かに調べると理に合はないことが分る。「上昇瓦斯説」では偏移增加率最大の所が線から少しく內に入つた所に在るべきだのに實際には極端の緣に在る。セント・ジョン(一五四)の觀測に據ると像の中央に對する相對的の線邊偏移がカルシウム、マグネシウム、水素等の上層線に就いては負となり、下層になるに從つて漸次正になり、中層迄增加し更に深い所では再び減じ、鐵の最微線の層迄下ると偏移零となつて居る。

表六十三第

層位(線ノ強度)	偏移	元素	數線
0	0.000	Fe, Co, La	10
1–2	+0.005	Fe	18
3	+0.005	Fe	20
4	+0.006	Fe	21
5	+0.007	Fe	20
6–7	+0.007	Fe	28
8–20	+0.004	Fe, Si, Ti	16
最上層	−0.002	Al, Ca, H, Mg, Na	14

此結果は「壓力説」に都合のよい事柄である。

卽ち上層ではセント・ジョンやペロ等の測定した如き一般太陽面の瓦斯の下降氣流に依つて負の線邊偏移(對中央)を來し、又下層に於ては垂直流がなくなる爲壓力效果が主となつて働き正の線邊偏移を生ずるに至る。更に深い所では擴散作用や一般吸收が線邊に對しては格別に强く利いて來るから、同じスペクトル線でも緣では比較的淺い所卽ち壓力の低い所に有效層を有して居るので、波長が中央部と同じくなるか若くは之よりも小さくなる筈であつて、右表の結果は正に此期待に一致して居る。

之に(一五四)反しエバーシェッド及びロイツ等は種々の理由で壓力説を否定して居る。第一壓力の影響が左程著しいものとすれば下層の最も餘計に壓力を受けて居るところの瓦斯は最も溫度高くして吸收作用弱き故、スペクトル線は赤の側にぼか

されて擴がる筈であるのに、太陽の緣邊スペクトルに於てかゝる事實を認めないといふことを擧げて居る。壓力が左程大きくないといふことは後年諸家の研究で明かになつたのでアダムス、ハーム等の如く緣邊偏移を壓力に歸するの早計なることは疑ふべくもないが、エバーシェッドの如く溫度の影響を重要視するのも當を得て居ない。それはスペクトル線の生ずる深さ僅々數百粁の範圍に於ける溫度の差が甚だ少いことから考へて明白である。

次に緣邊スペクトルの波長の電弧線に對する超過額が一般に層位の高低を示すものと見做されて居るところの「線の强さ」に對し何等の依關を示さないのみならず、最も壓力の影響を受け易い線に於て反つて緣邊偏移少く、且偏移が波長と共に增加する形跡がないといふのが壓力說に對してエバーシェッド等の反對する第二の論據である。尤も之は此種のスペクトル線に特に顯著なる密度效果(後述)に依つて線の赤色側の强さが減ずる結果全體の位置が菫色の方にずれたかの觀を呈する爲とすれば壓力說の破綻を救ふことが出來る。

第三の反對理由は若し壓力が主因だとすればアダムス等の分類で e 群として揭げたところの氣壓のために菫色側にずれる特別の線に於ては緣邊偏移が他線の逆になる筈であるのに、かゝる事實を認めないといふに在る。

エバーシェッドはアダムスと反對に壓力效果の殆ど無い筈であるシアン闇帶 CN-band に於ても緣邊偏位の存在を認め、之を以て壓力說に對する反對の具として居る。如何にして兩氏の觀測にかゝる根本的の相違が起きたか分らないが、吾人は寧ろ之を以て斯くの如き精妙な測定が實驗の方法や周圍の條件に依つて如何に懸隔した結果に立到るものであるかを示す好例とし度い。之が後年『アインシュタイン偏移』の測定價値に關し兩研究所間に論爭の種子となつたのは周知の事實である。

スペクトル線の緣邊偏移を選擇擴散に據つて解釋しようとする學說がある(論者忘失)、これは擴散率が吸收線の赤側の方に於ては他側よりも勝つて居るため線の幅は赤の方へ擴がる傾があるもので、緣から來る光は雰圍氣の濃密な部分を通つて來る道が長いため餘計に擴散が利いて中央部の闇線よりも赤の方へずれて見える。といふのであるが、之に據つてアダムス等の觀測した『異る線に對する異

る線邊偏移』を全部解釋することは困難である。恐らく種々の線の選擇擴散が理論的に且實驗的に究明された上でなくば此說の當否を判定することは出來なからう。

却說ハンフリース等の行つた太陽大氣の壓力測定は實驗室内のスペクトル研究の進歩に伴つて更に十分の吟味を受くべき運命に會することとなつた。(一五五)エバーシェッドは一九一三年實驗の結果太陽スペクトル線と電弧スペクトル線の波長差が壓力說の要求する如き波長の增大に伴ふ增加を認めずして、寧ろ紫外部に於て顯著であるといふ事實を指摘し、しかも

一、同程度の波長に就きて高層線と下層線の偏移(電弧スペクトルに對する)を比較するに反つて高層線に著しきこと、

二、若し壓力作用が偏移の主因であるとすれば實驗上壓力の影響を餘計に受けると見られて居る線の方が太陽スペクトルに於ける赤向偏移大なる筈なるに、事實は之に反すること、

といふ理由に基き、ハンフリース等の太陽スペクトルに於て觀測した赤向偏移は壓力に依るものでないと斷じ、且線の强きもの(强さが層位に伴ふものと考へ)程偏移の大きくなる事實を以て上層の瓦斯が沈降しつゝ次第に速度を減ずるに依るものとなしたのである。(一五六)翌年ロイヅが或種の吸收線は眞空中の電弧線よりも菫色側にずれて居る事實を發見して此現象が壓力作用で解釋出來ぬことを說くに及んで太陽スペクトルに於ける赤向偏移の問題は益〻複雜なものとなつて來た。

上記ロイヅの指摘した菫向偏移は電弧の長さを加減することによつて瓦斯の密度を變へると種々に變化するものであつて、氏は之を密度效果と呼んで居る。而して太陽スペクトル線の波長が密度小なる「長電弧」の線の波長に近いのを以て太陽面の瓦斯の密度が甚だ小さいことを物語るものであるとして居る。此結果からやがて壓力も亦甚だ低いといふことに論結されねばならない。ハンフリース等の得た結果とは段が違ふ程の低位に見積られてしまふのである。一面に於て密度效果や壓力效果の特に著しく顯はるゝ線の波長をば此種の效果甚だ小さき線を基準として測つた場合、太陽スペクトルに於ては空中電弧に於けるものよりも小なる値を得るといふことから考ふるも壓力は一氣壓以下と見積らなけれ

ばならない。

其後[一五七]コダイカナル學徒は太陽像の中央や緣邊のスペクトル線と電弧との比較研究を續行の結果遂に中央に於ける赤向偏移は約〇·五粁秒の下降氣流(CN)の層に於て)を意味し、緣に於ける偏移はCN層で〇·六粁秒、鐵の層で約一粁秒の『反地球水平流』の存在に歸さるべきことを論結するに至つたのである。而して波長の變化の太陽面分布から立論して中央部の下降氣流も全體的の循環流の垂直分速度の現はれではなくて、やはり或種の反地球作用に依る瓦斯の運動だと見做してしまつたのであるが、一方に於て、エバーシェッドは此現象の解釋上アインシュタインの重力效果說の用ふべきを提唱して居る。

然るに[一五八]之と前後してロイヅは壓力、密度、磁力、電力の影響以外にスペクトル線の偏移を起す一つの作用を新たに發見して太陽スペクトル線の偏移問題に更に複雜さを加へた。其は格段に「不對稱」な線を電弧の陰電極の近くから來る光に就いて觀る場合、線がぼけて居る方の側に向つてずれて居るといふ現象である。此現象は陽電極でもいくらか認められるし又電流を強くしたり弧を短くすると電弧の中央でも現はれるものである。

斯くの如く種々と條件を變へることによつてスペクトル線の波長が變るといふことが果して事實であるか、卽ち線の最強部が事實一方に偏るものであらうか、又は一方の側がぼやける爲似而非的偏移を呈するのかといふことは更に研究を要する問題である。尙之等の外に波長に影響すべきあらゆるコンヂションを精査した上でなければ天體の物理的狀態を探求する上に安心してスペクトルの波長や態樣を利用することは出來ない。之等[一五九]の點を根本的に詮索する爲に一九一五年ウィルソン山のセント·ジョンは種々の實驗を試み上記の電極效果が實在のものであることを確め、而かも其が電極附近で瓦斯壓力の增す爲に起るのでもなく、其密度が局部的に大きい爲でもなく、又溫度の加減でもないことが分つた。電極の附近で電位が局部的に高まることや局部的に瓦斯壓力の高まることが一部の原因をなして居るらしいが他に更に重要な因子がなくてはならぬ。複合線の部分線が煽昂のぐあひで光度變化をおこす(赤色側が强くなつたり菫色側が强くなつたりする)ために斯樣な現象を呈するのではないかとも考へられるが確かで

ない。倘セント・ジョンの研究に依り鐵の線に對する壓力竝に電極效果の平均數を掲ぐると第三十七表の通りである。

表七十三第

種別	數	λ	壓力效果（對一氣壓）	電極效果
d	25	4085	+0.0048	+0.0099
d	12	5528	+0.0089	+0.0206
d	6	6350	+0.0160	+0.0185
c_5	16	4766	+0.0093	+0.0119
e	7	3755	−0.0035	−0.0009
e	8	5392	+0.017	−0.0026

上述の如くスペクトル線の波長に影響する種種の作用が續々發見され、其他にも同樣の影響を及ぼす未知の作用が潛んで居るかも知れないといふ疑がある以上は、太陽スペクトル線の波長其物の測定から直ちに大氣の壓力なり密度なりを求めることは覺束ない。壓力以外の各種の作用を均等に受け、しかも壓力效果のみが格段に相違せる二本の線を選んで太陽スペクトルに就き其線の生ずる層に於ける『對電弧波長』を測定し、其差を實驗的に分つて居るかも前記各種の『效果』は波長の函數であるからスペクトルの略同じ域に在る線を一對に組合はせて用ゐる必要あるはいふまでもない。卽ち斯樣な一對の線の波長を λ_1 λ_2 とし偏移の係數を c_1 c_2 とすれば壓力は

$$p=\frac{\Delta\lambda_2-\Delta\lambda_1}{c_2-c_1}$$

で計算される。但し $\Delta\lambda$ は電弧線に對する波長差である。

斯くの如き方法に依つてエバーシェッドは嘗て太陽大氣の下底に於ける壓力を $4\frac{1}{3}$ 氣壓と出したことは前述の如くであるが、ペロ（一六〇） A. Perot は一九二二年鐵のスペクトル線 λ4219.5 及び λ4294.3 は壓力偏移少く λ4227.6, λ4233.8, λ4236.1 は壓力偏移著大なることを利用し、太陽スペクトルと電弧と比較して之等の線の層位に於ける壓力を約〇·五氣壓と出して居る。セント・ジョン（一六一）は種々の影響を被ること最も少き一對の線を用ゐて測定をやりなほし、約十對の線から氣壓平均値として

$$p=0.13\pm0.06$$

といふ結果を得て居る。之等の結果を見るに何れも太陽大氣の下底附近の壓力は前に考へられたよりも遙かに小さくて一氣壓の十分の一若くは以下であるら

しい。尙一面に於ては普通の壓力では線の幅が著しく擴がり、非常な低壓力でなくば細く且くつきりと見えぬところのクロームの線 λ4111, 4097, 3912 及びバリウムの 3421, 3183 等の線が太陽では可なりくつきりと見えるといふことも太陽面の壓力が甚だ低いといふことを物語る事實と見られる。

　隨つて理論的方面を窺ふも太陽大氣の壓力が甚だ低いものであることは疑ふ餘地がない。第二章の後部に掲げた大氣の電離度を種々の氣壓と溫度とに配するサハの表に據ると、カルシウムの g 線 (λ4227) が現はれる層の上界、卽ちミツチェルの閃光スペクトルで高さ五千粁とされた所では、カルシウムが完全に電離して居ると見なければならぬから、溫度を五〇〇〇乃至六〇〇〇度と見積る(溫度は下から上迄あまり變化ないものと考へてよい、其事は後で詳論する)と該層に於ける大氣の壓力は 10^{-4} 氣壓以下でなければならない。(一六三)同じく電離說に根據を置くところのラッセルの研究を見るに、アルカリ金屬やアルカリ土類の吸收線の中電離せぬ原子に依るところの所謂電弧線が約六千度の溫度に在る一般反彩層よりも約二千度の低度に在る黑點瓦斯に於ける方が著しく強く現はれるといふことも

溫度と電離度間の關係から考へるときは百分の一氣壓以上の壓力では起り難い事柄である。

　スチユウォート(一六三)は之と全く別の考から出發して電離したソヂウムの不透明度を計算した處、自由電子の遮光作用を考に入れると太陽大氣中百分の一氣壓の層より下方から來る光は全部遮斷されてしまふといふ結論に達し、從つてフラウンホーファー吸收線の大部は其より上層の所產でなければならぬといふので壓力を 10^{-4} 程度と見積つて居る。

　尙又ラッセル(一六四)及びスチユウォートは電磁論から視線の中に於て一糎平方の斷面上に存在する吸收線を生ずるに足るだけの分子の數を計算し

$$N=1.7\times10^{6}\frac{\text{溫度}}{(\text{糎ノ波長})^{2}\times(\text{分子量})}$$

なる關係を見出し、之に據つてソヂウムのD線を出す原子の數を 3×10^{6} と出した上、種々の條件を適度に參酌して部分壓を 10^{-7} と算出して居る。

　瓦斯體の密度が增す場合吸收を起す振動原子は近隣のイオンや自由電子に依

る電場でスタルク效果を受け其結果スペクトル線の幅が擴がるものと考へられて居るが、此線の幅からも壓力を推算することが出來る。又溫度と電子壓とが分れば幅が理論的に概算される。(一六五)ラッセルは水素H_β線に就き反彩層の溫度五〇〇〇度、壓力10^{-4}として幅を1.7Aと出し、之を觀測値0.6Aと對比し、尙全壓力と電子壓の關係やら他の增幅作用の可能性をも考慮して太陽大氣の壓力を10^{-5}程度と見積つた。

(一六六)同樣の結果は星體の構造論からも到達される。エヂントンの理論(後述)に據ると太陽に於て全壓力が〇·〇一氣壓に達する深さに於ては一九〇〇〇度といふ非常な高溫度となる。然るにフラウンホーファー線の生ずる反彩層は種々の理由から之より遙かに低い溫度でなければならない。從つてもつと淺い而して低壓の層になければならない。又輻射壓の理論からして太陽面上に瓦斯分子が支へられて居る程度を計算することが出來、それから密度、壓力が大體分る。エヂントンの計算によると一平方糎上に太陽の全輻射で與へ得る質量は8×10^{-5}瓦に過ぎない。之から溫度五〇〇〇度として壓力を計算すると壓力は10^{-3}氣壓程度となる。同じく輻射壓の理論に基きファウラー及びミルンは單電離カルシウムの上界の壓力を10^{-13}と出して居る。

(一六七)アトキンソン R. d'E. Atkinson がネルンストの熱力學に基いて恆星霧圍氣中のタイタニウム及び酸素の混合瓦斯とTiO_2との間の平衡を論じた所によると、後者の吸收線が現はれる恆星スペクトル級(卽ちM型)に對する反彩層の溫度を三千度とすれば、其溫度では全壓力が10^{-9}以下ではTiO_2はスペクトルに出るだけの量に達しない。又未だ此線の出ないK_0級の星に於て溫度を四千度とすれば其溫度では全壓力が10^{-6}に上ると此化合物の量が可なりの程度に達しスペクトルに現はれなければならない。從つて此中間型の矮星ではTiO_2の受ける全壓力は10^{-7}程度でなければならない。此理論によると大氣中に於ける此種の瓦斯の含有率の最小限を全體の千分の一(壓力に於て)と見て全壓力を10^{-3}以下と見積らなければならない。太陽黑點では之より溫度稍高きにかゝはらずTiO_2線が現はれるのだから壓力は右の値よりも幾らか高くあるべきだが大體の程度は之と同位と見て差支ない。

又フアウラー(一六八)及びミルンは恆星大氣の電離論に據り、G_0型太陽型)の恆星とF_0型(黒點スペクトル)の中間型に於てλ5711, 5528, 4352なるマグネシウムの線が強度最大に達する事實よりして、溫度を五五〇〇度と見て電子壓を1.58×10^{-4}と算出して居る。

之を要するに理論的方面から見ても反彩層の壓力は其下層に於ても〇・一氣壓を出でぬ低位のものであつて、上層に於ては非常な低壓であるといふことに諸家の說が一致して居る。

アインシュタインの相對性原則に據ると重力の場に於ける電子の振動數νは其場のポテンシアルφ及び光の速度cの函數として略

$$\nu=\nu_0\left(1+\frac{\varphi}{c^2}\right)$$

なる式で表はされる。卽ち其場(フイールド)による振動數增加率は

$$\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}=\frac{\varphi}{c^2}$$

となる。で振動電子が質量M、半徑rの物體上にあるものとすれば、φは

$$\varphi=-k\frac{M}{r}$$

で表はされる故に、振動數は

$$\frac{\nu_0-\nu}{\nu_0}=\frac{kM}{c^2r}$$

なる割合で減少する。故に太陽の如き大きな天體の上から發する光の波長は幾らか大きくなる道理である。換言すればスペクトル線が赤の方へ僅かばかりずれることになるのである。此ずれる程度は右の式からも分る通り大體其線の波長に比例するもので、太陽の場合には波長の約2×10^{-6}倍に當る。例へば0.4μの波長に於ては光源が地上にある場合に比し0.008 A.U.だけ波長が長くなり、0.6μの線なら0.012 A.U.だけ長くなる。

アインシュタインの原則が正しいとすれば水星の軌道の長軸が百年に約四十三秒づゝ回轉し、又太陽其他質量大なる天體の傍を通過して來る他の星の光が

$$\frac{1.7\times(\text{太陽視半徑})^{\text{秒}}}{\text{中心ヨリノ角距離}}$$

だけ該天體の中心の方に偏ることになると共に、前項に述べたやうなスペクトル線の「ずれ」がなければならない。勿論スペクトル線の偏移原因が潜在するやも計られぬので、之等の作用を全部取除いた上でなければ相對原則偏移を論ずることは出來ない。之が此種の研究に非常な困難の伴ふ所以である。

コダイカナル(一六九)天文臺のエバーシェッドが太陽スペクトル線と電弧の比較研究を行つた結果種々の外界の作用を消去した上で太陽の方が幾分波長の大きいといふことを確めて其原因が相對原則偏移ではないかとの疑を抱いたことは前記の如くである。更に其後電極效果(ポール・エフェクト)・壓力偏移の殆どないCN線群(λ3883)に就いて得た結果は

太陽像中央	+0.005 A.U.
同緣の平均	+0.008 A.U.

だけ電弧より波長が長く出て來る。垂直氣流の影響を蒙らぬ緣邊の觀測結果を採ると、アインシュタインの推算した値と殆ど一致して居る。然し異る線からの結果が著しく不同なので未だ十分の信用を置き兼ねる。ウィルソン山のセント・ジョンが一九一八年觀測の結果は、緣部に於ける三十五本の線の中で正偏移を示すもの二十三本負が八本無偏移四といふ割合で、平均+0.0018となり相對原則の要求する値に遠く及ばない。又ポコックR. J. Pocockがコダイカナルで一九一八年の夏やつた觀測では太陽北緣や赤道部では偏移がアインシュタインの計算値の半分位にしか出て來ないが南緣に於ては偏移が平均+0.0081となり推算値と全く一致して居り、之と前後してやつたエバーシェッド及びナラヤナの測定では(λ3883邊のCN群十本)左の如くアインシュタインの値に可なり近い結果を示して居る。

赤道緣	+0.0061
兩極緣	+0.0088
中　央	+0.0043

壓力の影響は前記の如く甚だ小さいものと考へられるから之を度外視してもよい。又同樣の理由で密度勾配の異常に急なことが原因でおこる異常屈折に依る偏移も殆どないものと見てよい。最近セント・ジョンは約三百本のスペクトル

線の眞空電弧と太陽中央との比較により、太陽の方がいつでも波長が大きく、中位の強度の線では平均數が相對原則偏移と殆ど一致することを確めて居る。で結局アインシュタイン偏移の外に上層では〇・三粁秒の下降氣流、下層では〇・二粁秒の上昇氣流があつてドップラー效果の爲線がいくらかずれるものとすれば、全體を通じてよく觀測と理論の辻褄が合ふ。

要するにスペクトル線のアインシュタイン偏移の實證は未だ確實に握られて居るとは言ひ難いが趨勢は極めて好望にあるといつてよからう。

附記　白金に數千倍する平均密度を有するものとされて居る二重星天狼星の伴星についてはスペクトル線のアインシュタイン偏移が非常に顯著てなければならぬのであるが、最近セント・ジョンの觀測で毎秒二一粁の視線速度に相當する著大な偏移を示すことが分つたので、相對原則偏移の確かめが出來たものと見られて居る。

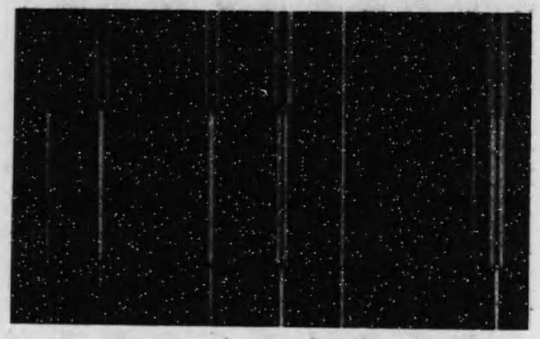
第七章　太陽面に於ける電磁現象

二二　黒點に於ける磁力

瓦斯の中で強い放電があると其分子なり原子なりが電離するため多數の帶電粒子が生ずることは實驗室に於ける普通の事實であつて、又白熱狀態にある物質からは電子を放出することも疑はれない事實である。其他種々の方法に依つて正負の帶電粒子の出來ることは一般に知られた事柄であるからして、太陽を包む高熱瓦斯中には所々に電氣を帶びた粒子が群生して居て、其が太陽大氣中所々に起る激甚な對流に伴つて動く結果は恰も導線の束の中に電流を通じたのと同樣にして、其周圍に一つの磁場を起すに至ることは明かである。蓋し帶電せる物體が動くときは電流を通じたと同樣に磁場を生ずることはマックスウェルが理論的に證明し、ローランドが既に五十年の昔に實驗した所で疑ふ餘地がない。而し

て前諸說に述べた如く太陽黑點が太陽面に起る渦動の一面であるとすれば、電流を通じたコイルの軸を太陽面に垂直に置いたやうに磁力線が黑點心核を貫いて垂直に通つて居なければならない。此磁力はスペクトル線に對する磁場の影響を示すところのゼーマン效果 Zeemann-effect を利用して檢出することが出來る筈である。

和蘭のゼーマンは一八九六年ブンゼン燈を强い磁場に置くと其發するスペクトル線が太く擴がるといふことを發見した。此現象は今日ゼーマン效果として知らるゝもので、增幅は磁力の强くなる程著しくなり遂に線の分裂を見るに至るのである。しかも其現象は視線が磁力線に平行の場合と直角の場合とで大に趣を異にし、平行の場合には線が二本に分れ雙方が互に反對の向きに圓偏光を呈するのであるが、直角の場合は三本に分裂し中央のは磁力線に直角に偏り兩側の二本は磁力線に平行な平面に振動する光となるものである。磁力線が觀測者の方に向つて居れば右旋に偏光した方のが赤色側にある。以上は基準的な場合であるが、三本以上澤山の線に分裂し其各が異つた「偏り」を示す如き複雜な場合も少くない。此處に插入した圖は鐵のスペクトル線に於けるゼーマン效果を示したもので、最下は磁力なき場合、最上は三裂線中央のをニコルで消したもの、中央は兩側の二本を消したものである。



第九十一圖　鐵のスペクトル線に對する磁力の影響

此現象は今日の輻射論から考へると、明かに發光の原因たる電子の振動が磁力の影響を受けて振動週期從つて波長を變じたり本來の振動以外に其週期に近い週期を有する多くの副振動を生じて澤山の波長が重複する結果線の幅が太くなり又は分裂するものと見ることが出來る。

ゼーマン效果に關し更に立入つた說明をする前に順序として「偏つた光」の偏光面が磁力の作用で回轉する現象に就いて一言する。

ニコル・プリズムを用ゐて一定平面內に振動する光だけを通過させ、第二のニコル・プリズムを之に直角に置き其を通して望遠鏡で觀測すると、後者は該偏光面に直

角な偏り光線のみを通過せしむる故に、視界は眞闇で光は見えない。で光源とプリズムの間にコイルを置いて之に電流を通じ其空洞を通して光を觀ると、電流の作用で出來た磁力のため偏光面が廻る結果として闇黑であつた視界は復び明るくなつて來るのであるが、第二のプリズムを更に一定の角度だけ廻はすと復び闇黑になる。此角度が磁力のために偏光面の廻つた角度に相當するものである。

今平衡の位置の左右に直線的に振動しつゝある一つの電子を取つて考ふるに、其運動は(a)磁力の方向に於ける振動と(b)之に直角の方向に於ける振動とに分けることが出來る。而して後者は右旋と左旋の各圓形軌道振動に分解される。此兩者は磁力に直角であるため側方に反撥され軌道の半徑が一方は增し他は減ずる。其結果として振動週期從つて波長が一方は增し他は減少する。(a)は運動が磁力に平行だから斯樣な影響を受けることがない。磁力が若し視線の方向に向つて居れば(a)は振動が傳播方向と一致する故光としての效果を有たない。從つて(b)の互に反對に偏つた光が幾分かの波長差をもつて現はれて來るだけのことになる。之が所謂 longitudinal Zeemann-effect であつて、此場合二裂線の間隔は磁力に比例するものである。若し又視線が磁力線と直角の方を向いて居れば(a)は磁力に平行なる偏り光線として現はれ振動週期に影響なき故、スペクトル線は波長の變化なくして元の位置に保たれる。而して(b)の兩者は圓運動の投影となる故直線偏光として(a)よりもいくらか波長を異にして其兩側にスペクトル線を現出するに至る。之が所謂 transversal Zeemann-effect である。ファラデーの發見した磁力による偏光面の回轉も同樣にして說明することが出來る。

ゼーマン效果を利用して黑點の內外に於ける磁場を檢測することの可能性に初めて着目し之を實地に檢證したのはヘールである。勿論之より前スペクトル線が黑點の所で分裂したり反彩現象を呈することはヤング、ミッチェル等の屢〻指摘したところで、此現象は上記ヘールの發見に照らして考ふるに恐らく磁場の影響に依るものと解せらるゝのであるが、當時の觀測者は未だ這般の機巧に想到するに至らなかつたものと見える。

ヘールはウィルソン山天文臺の六十呎塔狀望遠鏡と焦點距離三十呎の分光儀を用ゐて太陽黑點のスペクトル寫眞を取り右記の如き磁場の影響あるや否やを

檢して見た。其仕掛は分光儀スリットの前にフレネル斜方形鏡（プリズム）を置き、若し光が視線に平行な磁場を通過して來るため二つの相反圓形偏り光線となる場合には其が九十度の位相差を有する二つの直線偏光に變る樣にしておく。而して其背後卽ちスリットの直ぐ前にニコル・プリズムを置いて之を適度に回轉すれば上記二部の偏り光線の中一方が消え他の一方が最も強く現はれる。更に九十度廻はせば反對に他の一方が消える。之を分光儀で取つたスペクトル線に就いていふとニコルの或る位置に於て二裂線の一方が消え九十度廻はすと他の方が消える。而してニコルの或る位置で赤色側の線が消えるか菫色側のが消えるかによつて磁力線が觀測者の方に向いて居るか其反對に向いて居るかを決定することが出來るのである。（一七〇）ヘールは一九〇八年六月四日CNの λ3883 なる線を用ゐて初めて之を黑點に就いて試みたところ、果して期待通りニコルを次第に廻はして行くと或る點で二重線の一方が最强になり、他が最微になり、九〇度を置いて兩者强弱の關係が逆轉することを發見した。勿論此場合磁力線が視線と完全に一致しないことと反射回轉儀の鏡面に於て起る「偏り」のため偏りが楕圓式になり、其結果ニコルの回轉によつて完全に片方の線を消滅させることが出來ずに單に或る程度迄弱くなるだけにとゞまるのである。又分裂する迄に至らぬ增幅線に於てはニコルの回轉によつて黑味の最も强い所が線の右緣に在つたり左緣に在つたりする結果として線のずれが起ることになる。此現象が器械の缺點等に起因するものでなく眞に黑點部に於ける磁場の作用に歸さるゝものであることは地球大氣の吸收に基く闇線には全く此現象を認めざること、實驗室に於ける觀測で磁力の影響を最も多く受けることが知られて居る線に最も著しく此現象を呈すること、及び太陽面上特に黑點の部に於て顯著なること等によつて爭はれぬことである。又ゼーマン效果は、線の種類によつて磁力のためにずれる程度や分裂のし方が大分異るものであるが、其關係が太陽に於ける場合と實驗室內の結果と實によく一致して居るので、其原因を磁力以外の何物にも求むることは出來ないといつてよろしい。更にまた磁力線が黑點心核を貫いて太陽面に略垂直に通つて居るものとすれば、黑點が太陽像の緣に近づいた時は磁力線が視線と略直角になる故、スペクトル線は三本に裂け、ニコルの或る角度で中央の線が消え更に九〇度廻はすと

兩側のが消えるといふやうになるのを以て見るも二重線の觀測から得た黑點磁場の結論は愈〻確實なものと見做さるゝのである。

若し黑點の磁場が荷電微粒子の渦動に因るものとしたならば、渦の旋向が逆になれば磁場の向きが逆になる(荷電の符號が同一として)筈であるから、二重線に於て甲の黑點でニコルが或る角度に來た時に赤色側の線が消えたのに、乙の黑點ではニコルの同位置に於て菫色側のが消えるといふやうな逆轉が起る筈である。で實際にも併列せる二つの黑點に於て斯樣な逆轉が屢〻觀測さるゝのに據つて考ふるに、渦動の逆向きな黑點の隣接して存在することが少くないことを推定することが出來る。

尙ヘールの觀測で注目すべきことは右の如き逆旋雙渦動の頻出することの外、下層に發する線程磁力が强く働いて居り、少しく高い層になると急に磁力が弱くなるといふ事で、つまり黑點磁場の源となる帶電粒子の渦動は主として反彩層の下底若くは更にもつと深い所にあるものと見なければならないのである。

爾來(一七二)ヘール、エラーマン、ニコルソン等はウィルソン山に於て太陽黑點群の各部に於ける磁極性を連續觀測して居る。其方法は前記の原理に依りゼーマン三重線をば四分波板(コーダー・ウエーブ)とニコル・プリズムを通して觀測し三線の中央、赤側及び菫側の强度の比から磁力線と視線間の傾斜が分るのである。其結果を見ると黑點の磁極性は必ずしも其所屬半球(南又は北)によつてきまつては居ない。從つて黑點を帶電粒子群の渦動と見た場合の旋向が地球の颶風系の如く北半球では左旋南では右旋といふやうにきまつて居るものではないのである。此事は單光寫眞畫の水素流線の示す渦流形から得た結果と符合して居る。しかも同一黑點群に屬する隣接黑點に於て磁極性の相反したものが屢〻現はれたり、又主黑點に反對の磁極性の子渦が隨伴する場合や、相反磁性の雙黑點の出現することが甚だ多いのである。一對づゝ揃つて黑點の出る場合は殆どいつも磁性が相反して居る。これは雙方が各まとまつた一つの黑點である場合でも小黑點の集團である場合でも同じである。

對黑點に於て特に面白いことは黑點循環期に伴ふ磁極性の轉換といふことである。ヘールの觀測に據ると、一九〇八年乃至一九一二年(黑點數最少期の前年)に

於ては大抵の場合北半球の黒點は前に立つて居る方のが「北」の磁極性(地球の北極と同じ)を現はし、後に伴はれて居る方のが「南」の磁性を有するのに、他の半球では之が全く逆になつて居る。若し前に立つて居る方のを主黒點と見るならば主黒點の磁性が赤道の兩側で互に逆になつて居るといふことが出來る。處が不思議なことには一九一二年十二月黒點最少期を經過せる後に至つて之が全然逆になつて北半線では前に立つて居る方の黒點が「北」磁性を現はし始めたのである。其傾向は一九一七年の黒點數極大期を過ぎても依然として繼續し一九二三年の極小期迄一循環期を通じて持越して居る。[一七二]此極小期を越せば復び逆になるかといふヘール等の期待は見事に實現して今度の循環期の初頭を劃する高緯度黒點に對して試みられた磁性の觀測は完全に之を實證して居る。此發見は太陽活動循環期の見方に根本的の動搖を來し斯界に異常な反響を見せたものである。卽ち今迄平均十一年半と見た週期は更に根本的な二十三年といふ長週期から誘導さるべきもので、這の長週期を以て行はるゝ太陽内部の或種の重大な變動に基いて黒點に十一年といふ週期が現はれて來るものと見度くなつて來るのである。

[一七三]黒點磁場の源と目されて居る帶電粒子の渦卷は主として正荷電を有するものか負荷電が主かといふことは太陽の構造及び其中に生起する諸々の現象の機巧を明かにする上に大切な問題である。ヘールは其研究の初期に於てはH_α單光寫眞畫に現はるゝ流線から判斷した旋向が反時針的である場合磁場が太陽面から外方に向つて居るといふことに基いて負荷電の渦動だとし、高熱の瓦斯から放射さるゝ負電子が黒點の上層に於て心核の方に向つて流入して行く瓦斯に伴つて集中して來るものだと考へたのである。H$_\alpha$單光畫の流線やエバーシェッド、セントジョン等のドップラー效果に依つて測定した結果は斯樣な吹込氣流の存在を是認せしむるに足るけれども、今日の理論から考へて陰電子だけが此氣流に乘つて集中して行くとするのは無理である。のみならず磁場の强さはスペクトル線の下層に生じたもの程强く上層になるとめつきり弱くなるといふことから磁力の根源がずつと深い所に潛在する渦動に依るやに思はれるのでH$_\alpha$單光畫の流線に依つて荷電の正負を決定するといふことはできまい。現に其後の觀測によれば先頭黒點の水素渦動は南半球では右旋、北半球では左旋のことが多いけれども、

其例外も甚だ少くないし、黒點最少期を界とする磁極性の轉換を示さない。同じ磁極性のものでも流線は右旋のものも左旋のものもあり區々として一定しない。斯様な次第で荷電の正負に關しては今の所何等信頼すべき判斷が下されないのである。

ヘールは更に近頃黒點磁場の生因に關し根本的の疑問を提起して居る。黒點の磁場が帶電粒子の渦動で生じたものとすれば、之に對する電場がなければならない。然るに今日迄の觀測では黒點スペクトルの線にはスタルク效果は殆ど現はれて居ないから左程強い電場はありさうもない。尙一方に於てスペクトル中火花線 spark line が一般に黒點部に於ては他の部よりも弱いといふことから考へても溫度の下降に對抗して原子の電離を支持するだけの電場が存在しないことは明かである。尤も之は黒點本陰影を形成する瓦斯のみに就いていふことで、其下層若くは外域に於ては或は可なりの電場があるのかも知れない。强烈な電場を伴はずして帶電粒子の運動に依る磁場の發生することは甚だ困難なことであるが、玆に一つの道路がある。其はシュスターが大なる回轉體の磁石化を唱へるに用ゐた論法を黒點渦動にあてはめるのである。シュスターの論旨は次節に梗概を述べてある。

一一三　太陽全體の磁性

ヘールは更に一歩を進めて太陽全體を一個の磁石としてしまつた。非常に大きな物體が非常な高速度で自轉するときは自轉の兩極を磁極とする磁石になるといふことは大分前から一部の學者の頭に浮んだ考であつたのである。ジェー・ジェー・トムソン J. J. Thomson は嘗て原子の正電氣に及ぼす引力が等しくないならば絶大な物體中に於ける正電氣の中心よりの平均距離と負電氣の其れとが異る結果として回轉して居る場合には磁場を生ずる理であることを說き、バウァー Bauer は分子の內部で正電氣が負電氣より比較的中心に近く集つて居るとすれば當然斯様な結果に立到ると考へ、而して其に基いて太陽の極に於ける磁場を三〇〇ガウスと算出したものである。シュスターは各原子を夫々一個の磁石と見做して居る。而して其が心核の周圍に回轉しつゝあるた

め全體の自轉に因り獨樂的（ワイロスタチック）の作用を受け原子の回轉軸が全體の自轉軸と一致しようとする傾ありと考へる。斯様な無數の磁石粒の合成作用として全體が磁石になる。と斯様に考へるのである。斯くの如き假設は到底室内の小規模なる實驗に依つては解決さるべき問題でない。唯一の道はゼーマン效果を利用して太陽全體の磁場を檢出するにある。コロナが太陽細塵の磁力線に沿うて逸散する道筋を示すものであらうとの考はビジェローやステルマーも唱道した所であるが、磁場の爲のふれが實測と一致せぬ點もあり、未だ太陽を磁石として承認せしむる程有力なものではない。

ヘール(一七五)が此觀測に着手したのは一九〇八年の夏であつたが、稍成功の域に入つたのは一九一三年以後の觀測である。太陽を球形磁石と見、自轉軸と磁極とが一致して居るものと考へるときは、ゼーマン效果に於ける三連線の偏移Δはシャールス F. H. Sears の研究に據ると大凡

$$k\Delta = 3\sin(2\varphi - D) + \sin D$$

なる式で表はされる。茲に φ は太陽面緯度、D は太陽赤道に對する地球の緯度、又 k は用ゐたスペクトル線の特性と太陽赤道部の磁場とできまる一つの定數である。k は Δ の南北等緯度の所に於ける値 Δ_n Δ_s を觀測すれば

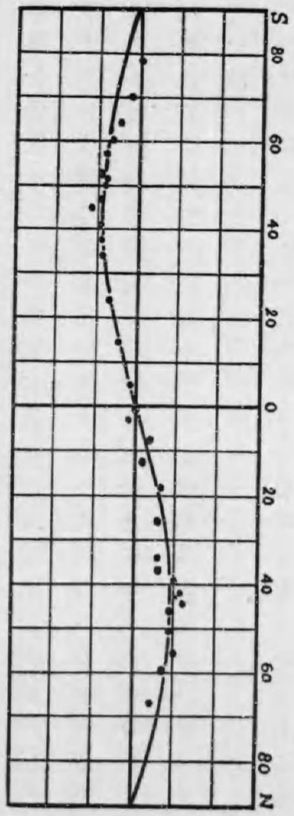
$$k\Delta_n = 3\sin(+2\varphi - D) + \sin D$$

$$k\Delta_s = 3\sin(-2\varphi - D) + \sin D$$

從つて

$$k(\Delta_n - \Delta_s) = 6\sin 2\varphi \cos D$$

に依つて決定することが出來る。でファン・マーネン Van Maanen がヘールを助け



第九十二圖　太陽面の磁場を示すゼーマン線裂

てウィルソン山で測定した各緯度のゼーマン偏移 (λ5930, 5812, 5928)を右記の式で算出した上其結果を曲線で示すと右圖の通りで、理論的に求めた曲線と觀測點とのよく一致せることは太陽全體を磁石と見て大した過ちの無い證據として十分のものと思はれる。又觀測し得たる全體の磁性なるものが所々に出來て居る無數の局部的小渦動に基く磁性ではないかといふ疑も插まれるが右の圖は明かに其然らざることを示して居る。

太陽自轉極に於ける磁場の强さは一ガウスに對するゼーマン分裂度をCとすれば

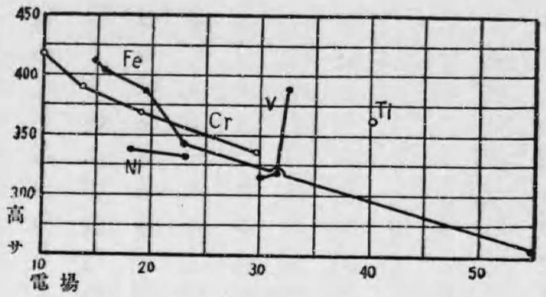
$$H_{\rho}=\frac{2\Delta_{45°}}{3C}$$

で表はされる。(二七七)ファン・マーネンの觀測に據ると λ5930 の線に就いては $\Delta_{45°}$ は 0.0015 A.U. で、又キングの實驗でCは 0.000036 とときめられたから、

$$H_{\rho}=28 \text{ ガウス}$$

と出る。又Crの線三本から出した平均値は一四ガウスとある。尙磁極が自轉軸と大體一致せることに關しては觀測値が理論値曲線と一致することから考へると疑ないことであるが、更に細かに觀察すると $\varphi=0$ の所に於ける値が太陽自轉と同週期で變化することが分るので、之は明かに磁極と斜を別に式を立てて計算すると、6°.0±0°.4 となる。

磁場の强さが上層程弱くなることも黑點の場合と同樣である。卽ちミッチェルの測定した各線の層高に基いて磁場と高さの關係を圖に表はすと上の如くであつて、之を見るに磁場の强さは高さ僅か二〇〇粁の間で五〇ガウスから一〇ガウスまで急減して居る。卽ち太陽磁場が極めて光球に近き薄層に限局されて居ることを示して居る。



第三十九圖　太陽磁場と層高の關係

そこで問題は再び太陽磁場の原因に移る。之を前記の如く小渦動の磁場の合成作用とすることは渦の左旋

と右旋とが同じ頻度で出現することから考へて肯はれない假設であり、自轉軸と磁軸とが大差なきこと及び全體が均整帶磁體に近きことは『大なる回轉體は磁石化す』といふ假設に對して甚だ有利なる材料たるには相違なきも、其解決は更に十分の研究を待たねばならない。

第八章　數理的考察

太陽全體に關する數理的考察は其内部及び雰圍氣の各部に於ける溫度、壓力、密度等の分布及び其變化を研究する方面と太陽を構成せる物質の運動を明かにする方面との二つに分けて取扱ふのを便とする。勿論運動と溫度、壓力、密度との間には離すべからざる連鎖があつて別々に論ずることは不可能である。唯主として我々の注意を向くる方面を二段に分けて進まうといふのである。又之等の要素の外電氣的磁氣的現象に關して數理的に取扱はるべき多くの問題が吾人の目前に横はつて居るけれども、あまりに事面倒となるので其方面は暫らく不問に附して論を進める。尚嚴密なる數理的方法を以て之等の諸要素を論ずるに當つては其れが時とともに變化せざる所謂定常狀態にあるものとし、且各部の運動が大局に於て無いものと考へてやらなければ數式の解が出來ないので、止むを得ず斯様な理想的の場合を假想して議論をするのを普通とする。而して後で運動といふ事を加味して結論を更正するの道をとるか、最初から運動を考慮に入れてやる

にしても其自由度や程度を限定して數式を簡單化するの策をとる。

二四　基本方程式

今太陽を空間に靜止して居る完全瓦斯の團塊とし、其內に於ける任意の直角軸 XYZ に照らし $x\ y\ z$ なる座標で表はされる一點 P に於ける運動の分速度を u v w とすれば、之等の座標、分速度、其點の密度 ρ、壓力 p、外力 XYZ の間には所謂オイラー Euler の方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

が成立つことは一般流體力學の敎ふる所である。處で原點から一定の距離例へば R 以內に於ては密度が何れの方向にも對稱的に分布されて居るとする。卽ち ρ が r のみの函數だとすると R 以內の一點 r に於けるポテンシアル Ω は

$$\Omega=-\frac{4\pi G}{r}\int_0^r \rho r^2 dr-4\pi G\int_0^R \rho r dr$$

で表はされることも一般力學の定理として明かなことである。但し玆に G は重力常數、卽ち一瓦の質量を有する二物體が一糎の距離に置かれた場合に引き合ふ「力」である。

今此瓦斯塊の各部が靜止の狀態にあるとする。無論之より以前に於ては或種の運動を有して居たのであらうが、或種の過程を通つて現在の狀態に到達し、其處で溫度、密度、壓力が或る分布を有するに及んで釣合がとれて斯樣な靜止の狀態になつたものと考へるのである。無論實際に於ては瓦斯の漸次降沈又は上昇し又南北及び東西の漸動が行はれて居る形跡はあるが、其はあまり著しいものではなく第一次的の近似算に於ては省略して可なるものである。又團塊の各部に於ては非常なる擾亂狀態に在つて靜止狀態には遠く及ばぬものではあるが大局の運動を考へるに於ては「擾亂」は不問に附して差支ない。又前項に假定した如き原點

に對する「對稱」も嚴正に考へて決して正しいことではないが之も第一次近似算では認容せねばならぬ假定である。

以上の如き平衡狀態に達する迄の過程及び其を支配する原動力や法則に關しては種々の假設が考へられるが、其は後から詳論することとし、此狀態に達した時の溫度其他の要素の分布を誘導しようと云ふのが差當りの目的である。

靜止の場合に於ては前記三式は

$$\frac{\partial p}{\partial x}dx+\frac{\partial p}{\partial y}dy+\frac{\partial p}{\partial z}dz=\rho(Xdx+Ydy+Zdz)$$

となり、更に之は

$$dp=-\rho d\Omega$$

となる。之に前記Ωの式を加味すると

$$dp=-\frac{4\pi G\rho dr}{r^2}\int_0^r\rho r^2dr \quad \cdots\cdots(1)$$

となり、其れはまた

$$r^2\frac{dp}{\rho dr}=-4\pi G\int_0^r\rho r^2dr \quad \cdots\cdots(1')$$

なる形に書くことも出來る。又之を微分して

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dp}{\rho dr}\right)=-4\pi G\rho r^2 \quad \cdots\cdots(1'')$$

となる。

現在の狀態が大局に於て靜止狀態に在り、中心より一定の距離に於ける溫度、壓力、密度は常にきまつた値を保つて居るといふ定常狀態を考ふるに當つて、此狀態を維持するプロセスに關しては種々に考へることが出來る。外面に於て輻射に依り冷却して重くなつた部分が沈降し內部の高溫部と交替する。而して對流的擾亂が起り內外各部間に絕えず熱の交換が行はれて居る。現在は這般のエネルギー交換が適度に行はれて居る結果各層の溫度、壓力、密度が一定に保たれて居ると斯樣に考へるのが所謂對流平衡論の要旨であつて、レーン、ケルビン等は此假設に基いて太陽內部の狀態を論じて居る。之に對立して輻射平衡論といふのがあ

る。其は太陽の各部は主として輻射吸收に依つて周圍との間に熱の交換をなしつゝあつて其上各部共受入熱量と放捨熱量とが相等しくなつて居るため一定溫度に保たるゝものであるとするもので、太陽の如き高溫で强烈な輻射をなす物體の內部に於ては對流の如きは熱の交換といふプロセスとしては輻射に比しては實に緩慢極まるもので恆久的變化を考へる上に於ては殆ど觀るに足らん位のものであるといふのである。サムソン、シュワルツシルト等が其理論を開展し、近頃に至つてエヂントン、ミルン、ツァイペル等が次第に之を大成しようとして居る。

對流平衡に就いては其系統の理論を大成したエムデンの論法を借りて其一半を說明して見よう。

二五　エムデンの瓦斯球論

エムデン(一七八)は一定量の瓦斯の狀態變化の道行に就いて「エネルギー・カバシチー不變なる道行」といふ一般的な假設をなし、之をポリトローブの道行と名づけ、之によつて到達した現狀をポリトローブ平衡と呼んで居る。此道行に於ては無論瓦斯

微分子に受入した熱量に比例してエネルギーが增し、又之に比例して溫度が上るものであつて、受入熱量は外部から爲された仕事に比例する。斯樣な道行で瓦斯が球の半徑に沿うて移動して或る點に達するとき、いつでも其周圍の壓力、溫度、密度と同じ壓力、溫度、密度になつて靜止するものと考へる。

さて前節に揭げた諸式の外に瓦斯の特性として壓力、溫度、密度間に存する關係

$$p=\rho HT \quad \cdots\cdots\cdots\

定するもの卽ちカパシチーγによつて確定さるゝ數値で

$$k=\frac{c_p-\gamma}{c_v-\gamma} \quad \cdots\cdots(4)$$

で表はさるゝ常數である。kがきまれば上記の式若くは

$$Tv^{k-1}=\text{const.}$$

$$T^k p^{1-k}=\text{const.}$$

$$pv^k=\text{const.}$$

の何れか一つで瓦斯の狀態變化の「道行」がきまるのである。Θ_kはkにのみ依關する數量で現に考へて居る「道行」に固有な常數である。つまり此「道行」によつて單位密度1に持來した場合に到達すべき溫度を表はして居る。だからΘ_kは瓦斯球內で$\rho=1$の所に於ける溫度を意味するものとしてよいのである。で今

$$n=\frac{1}{k-1},\quad u=\rho^{k-1}\quad \text{又は}\quad \rho=u^n \quad \cdots\cdots(5)$$

と置くときは(3)式は

$$T=u\Theta_k \qquad p=Hu^{n+1}\Theta_k \quad \cdots\cdots(6)$$

となる。之が「道行」を表はす式である。之を(1″)の基本方程式に加味すると

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{du}{dr}+\alpha^2u^n=0 \quad \cdots\cdots(7)$$

となる。但し茲にαは此道行に固有な常數で

$$\alpha^2=\frac{4\pi G}{\frac{k}{k-1}H\Theta_k} \quad \cdots\cdots(8)$$

で表はされるものである。

(7)式を解いてuをrの函數として求むることが出來れば(5)(6)に依つて各點に於ける密度、溫度、壓力が分り、當面の目的が達せられるのである。

此方程式はnの或る特別な値、卽ち瓦斯の狀態變化の「道行」が或る特別の型をとる場合に對しての外完全な解が出來ないが、一般に其解には總ての場合に共通な或る顯著な特質あることは容易に看取することが出來るのである。卽ち

(a)　u、ρ、Tは常に正である。從つてpも正である。之は實際問題として、さう

なくてはならない。

(b) (1)の式によつて見ると$\frac{dp}{dr}$は「負」であり、從つて、(6)式から$\frac{du}{dr}$、$\frac{dT}{dr}$、$\frac{d\rho}{dr}$も「負」なることが分る。之は壓力、溫度、密度が何所でも外方に向つて遞減して居ることを意味して居る。

若し(r, u)の曲線に於てrが增すに從つてuが次第に減じ、或る點で曲線がr軸と交叉すると、其處ではuが零であり、同時にT、p及びρが零である。而してuは「負」になれず又外方に增加することが出來ないから曲線は此所で中斷し先の方に續かない。此點から先の方は物質が存在しないので瓦斯球の外界面が劃される。勿論uがrの有限値に對して零となるか、漸近的に零になるかは未決の問題である。

(c) 固體若くは液體の心核を有せざる場合、中心に於てuが有限であり從つて壓力、密度、溫度も有限であるとするならば、(1)の式に據つて中心では$\frac{dp}{dr}$は零となる。從つて又、$\frac{du}{dr}=0$、$\frac{dT}{dr}=0$、(6)式から、故に(ur)曲線(從つて又$(pr)$$(Tr)$$(\rho r)$の曲線も)は$r=0$なる所より$r$軸に平行に出發し漸次$r$軸に接近して行く。

(d) 中心$r=0$に於ける(ur)曲線の曲率半徑は明かに$-3\frac{1}{\alpha^2 u_0^2}$である。

(e) rの有限の値に對してuが零になる場合即ち瓦斯球が有限の半徑を有して居る場合には此境界面に於て$\frac{du}{dr}$も同時に零であると云ふ事は不可能である。何故ならば$\frac{du}{dr}$が零となれば$\frac{d^2u}{dr^2}$及び高次の微係數迄總て零となる故、球の內部總ての點に於て其値が零となり、從つてT、p、ρも亦總ての場所で零となるといふ不合理な結果に立到る。故に有限の半徑を有する平衡狀態の瓦斯球に於ては表面に於ける溫度勾配は零ではあり得ない。T、p、ρは表面では零だが一寸中へ入つても有限値になる。卽ち物理的狀態が表面から中の方に變つて行くくあひは漸を追つて行かずくつきりと段がついた變り方をする。

一般の場合を今少し立入つて論ずる必要があるが、其前に比較的容易に「解」の得らるゝ特殊の場合數例を揭げて見よう。

(1) $n=0$の場合。此場合は(5)式に據りρは1となり、不可縮流體の場合に當る。

此場合方程式は

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{du}{dr}+\alpha^2=0 \quad \cdots\cdots(9)$$

となり、一般の解

$$u=C_1+\frac{C_2}{r}-\frac{\alpha^2r^2}{6} \quad \cdots\cdots(10)$$

が得られる。但しC_1 C_2は積分常數である。

中心に於てuが有限であるといふ條件に據りC_2は零でなければならぬ。又中心に於けるuの値をu_0とすれば又明かに$C_1=u_0$である故

$$u=u_0-\frac{\alpha^2r^2}{6}$$

故に$u=0$即ち球の表面に於てはrの値は

$$R=\frac{\sqrt{6u_0}}{\alpha}$$

之で球の大さがきまる。

(2)　$n=1$の場合。方程式は

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{du}{dr}+\alpha u=0 \quad \cdots\cdots(11)$$

となり、之に對する一般解は

$$u=C_1\frac{\sin\alpha r}{\alpha r}+C_2\frac{\cos\alpha r}{\alpha r} \quad \cdots\cdots(12)$$

である。常數の値は明かに$C_2=0$, $C_1=u_0$で

$$u=u_0\frac{\sin\alpha r}{\alpha r}$$

表面に於ては

$$R=\frac{\pi}{\alpha}$$

偖て一般の場合に於ては解は級數展開に依らなければ求められない。此場合種々なるrの値に對するuの値を表の形に順次に出して行くのであるが、其はn

式に數段の變形を與へる。

先づ r の代りに

$$\mathfrak{r}=\alpha r=\sqrt{\frac{4\pi G}{\frac{k}{k-1}H\Theta_k}}\,r \qquad \cdots\cdots(13)$$

なる自變數を用ゐることにすると、方程式は

$$\frac{d^2u}{d\mathfrak{r}^2}+\frac{2}{\mathfrak{r}}\frac{du}{d\mathfrak{r}}+u^n=0$$

となる。斯くすれば或る一つの n に對しては唯 u_0 の異る値に對して別々の積分をするだけで足る。若し更に $u_0=\mathrm{U}$ とし

$$u=\mathrm{U}u_1,\quad \mathfrak{r}_1=\mathrm{U}^{\frac{n-1}{2}}\mathfrak{r} \qquad \cdots\cdots(14)$$

と置きかへると、方程式は

$$\frac{d^2u_1}{d\mathfrak{r}_1^2}+\frac{2}{\mathfrak{r}_1}\frac{du_1}{d\mathfrak{r}_1}+u_1^n=0 \qquad \cdots\cdots(15)$$

となり、單に $(u_1)_{\mathfrak{r}_1=0}=1$ に對して一通りの展開積分を施すだけですむのである。で u_1 が の種々の値に對して求められれば密度、壓力、溫度は

$$\left.\begin{aligned}\rho&=u^n=\mathrm{U}^n u_1^n=\mathrm{U}^{\frac{1}{k-1}}u_1^{\frac{1}{k-1}}\\ \mathrm{T}&=u\Theta_k=\mathrm{U}u_1\Theta_k\\ p&=u^{n+1}\mathrm{H}\Theta_k=\mathrm{U}^{n+1}u_1^{n+1}\mathrm{H}\Theta_k=\mathrm{U}^{\frac{k}{k-1}}u_1^{\frac{k}{k-1}}\mathrm{H}\Theta_k\end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots(16)$$

で求められる。で結局 u_1 の r に對する分布が溫度の分布、u_1^n が密度の分布、u_1^{n+1} が壓力の分布を示すことになるのである。エムデンは $n=0$ より $n=6$ に至る種々の場合に於て、u_1, u_1^n, u_1^{n+1} を $\mathfrak{r}_1$ の種々の値に對して算出して居る。今其中より $n=2.5$ の場合を摘錄すると第三十八表及び第九十四圖の通りである。

g を重力の加速度とすれば前記の式から

$$dp=-g\rho dr$$

$$p=-\rho^k\mathrm{H}\Theta_k$$

$$g=\frac{GM}{r^2}\quad(\mathrm{M}\text{は}r\text{以內質量})$$

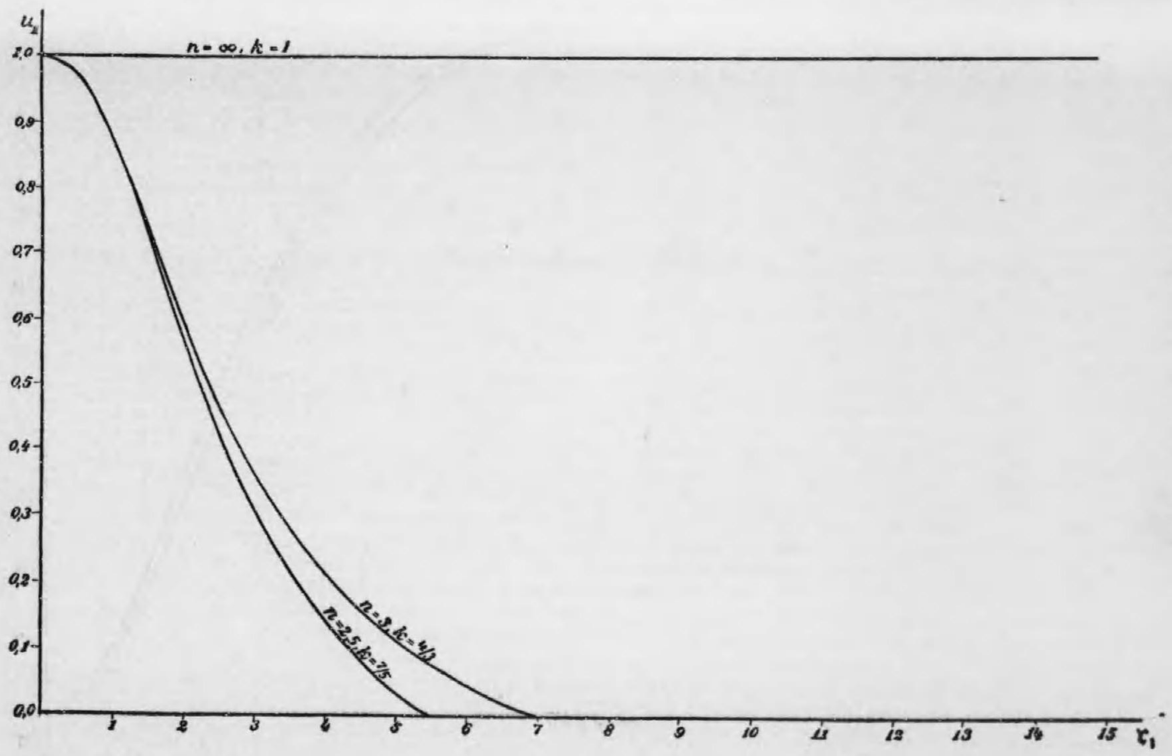
第三十八表

r_1	u_1	$-\frac{du_1}{dr_1}$	u_1^n	u_1^{n+1}	$-r_1^2\frac{du_1}{dr_1}$	$-r_1\frac{1}{3\frac{du_1}{dr_1}}$
1.75	0.63246	0.29532	0.31811	0.20119	0.90442	1.9753
2.00	0.55961	0.28614	0.23428	0.13111	1.1446	2.3298
2.3498	0.46331	0.26290	0.14611	0.06769	1.4516	2.9793
2.50	0.42473	0.25080	0.11756	0.04993	1.5675	3.3227
3.00	0.31000	0.20793	0.05351	0.01659	1.8711	4.8093
3.50	0.21752	0.16783	0.02207	0.004800	2.0560	6.9517
4.00	0.14300	0.13445	0.007733	0.001106	2.1512	9.9170
4.50	0.08263	0.10313	0.001963	0.000162	2.1896	10.539
5.00	0.03334	0.08796	0.002107	7.295×10^{-6}	2.1990	18.948
5.40	0.00128	0.07545	5.862×10^{-8}	7.503×10^{-11}	2.2001	23.857
5.4172	0	0.07500	0	0	2.2010	24.076

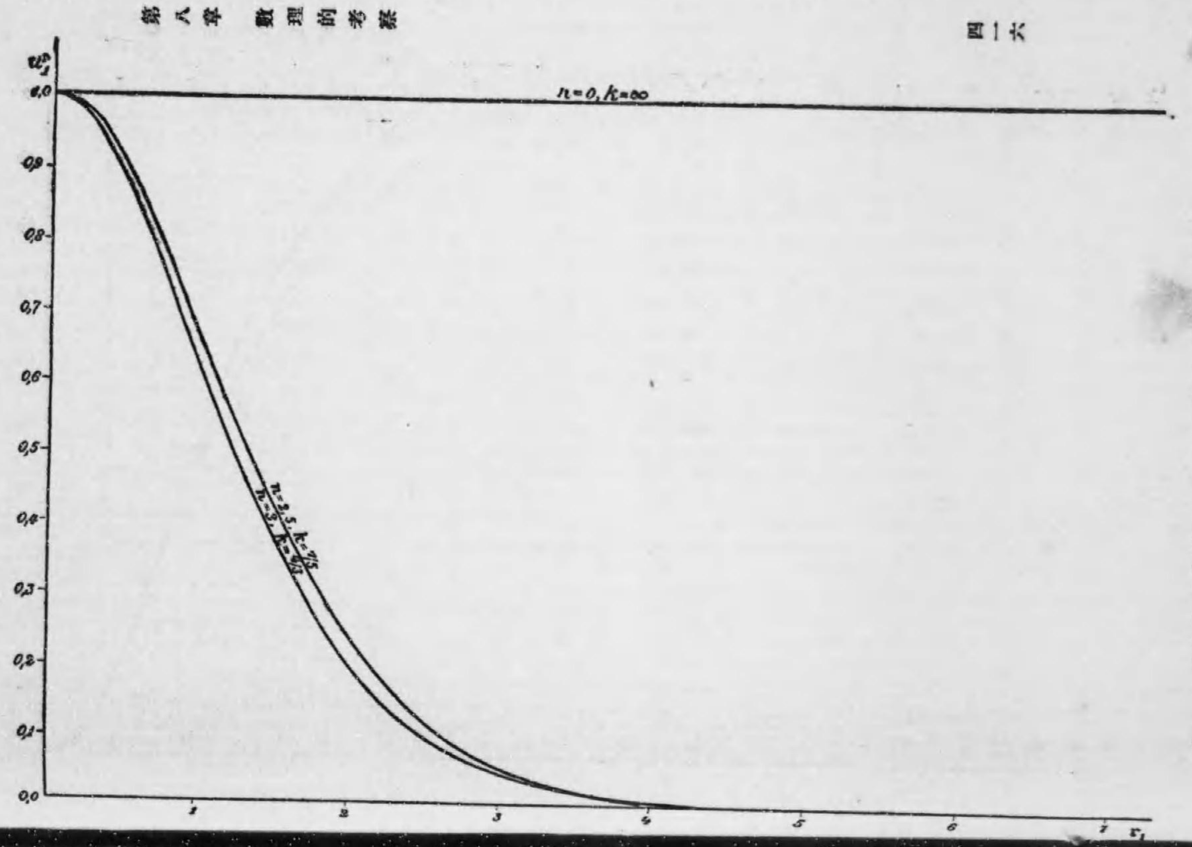
を得、從つて

$$g = -\frac{k}{k-1}\mathrm{H}\Theta_k\frac{du}{dr} = -\frac{4\pi\mathrm{G}}{\alpha^2}\frac{du}{dr}$$

$$\mathrm{M} = -\frac{k}{k-1}\mathrm{H}\Theta_k\frac{1}{\mathrm{G}}r^2\frac{du}{dr} = -\frac{4\pi}{\alpha^2}r^2\frac{du}{dr}$$



第九十四圖　n　温度と中心距離の關係



第九十四圖b　密度と中心距離の關係

なる式が出來中心よりrの距離に於ける重力及び其より内側の總量が求められる。而して平均密度$\bar{\rho}$は

$$\bar{\rho} = -\frac{3}{\alpha^2}\frac{1}{r}\frac{du}{dr}$$

で計算することが出來る。尙前記の變數轉換の式に據つてrとuの代りにr_1 u_1を入れると

$$\begin{cases} g = -\dfrac{4\pi G}{\alpha} U^{\frac{n+1}{2}} \dfrac{du_1}{dr_1} = -\sqrt{4\pi G \dfrac{k}{k-1} H\Theta_k U^{\frac{k}{2(k-1)}}} \dfrac{du_1}{dr_1} \\ M = -\dfrac{4\pi}{\alpha^3} U^{\frac{3-n}{2}} r_1^2 \dfrac{du_1}{dr_1} = -\dfrac{k}{k-1}\dfrac{H\Theta_k}{G}\sqrt{\dfrac{k}{k-1}\dfrac{H\Theta_k}{4\pi G}} U^{\frac{3k-4}{2(k-1)}} r_1^2 \dfrac{du_1}{dr_1} \\ \dfrac{\rho_0}{\rho} = -\dfrac{r_1[(u_1)_0 = 1]}{3\dfrac{du_1}{dr_1}} \end{cases}$$

で此式中の$-\dfrac{du_1}{dr_1}$, $\dfrac{du^2}{dr_1^2}$, $-r_1^2\dfrac{du_1}{dr_1}$, $-\dfrac{r_1}{3\dfrac{du_1}{dr_1}}$はエムデンの計算に據ると次表の如くになる。

第三十九表

n	$\mathfrak{r}_1$	$-\frac{du_1}{d\mathfrak{r}_1}$	$+\frac{d^2u_1}{d\mathfrak{r}_1^2}$	$-\mathfrak{r}_1^2\frac{du_1}{d\mathfrak{r}_1}$	$-\frac{\mathfrak{r}_1}{3\frac{du_1}{d\mathfrak{r}_1}}$
0	2.4494	0.81647	−0.33333	4.8988	1
0.5	2.7528	0.49975	+0.36309	3.7871	1.8361
1	3.14159	0.31831	+0.20264	3.14159	3.2899
1.5	3.6571	0.20316	+0.11355	2.7176	6.0003
2	4.3518	0.12729	+0.06262	2.4107	11.396
2.5	5.4172	0.07500	+0.02795	2.2010	24.076
3	6.9011	0.04231	+0.01282	2.0150	54.360
4	14.959	0.00803	+0.00107	1.8064	623.40
4.5	32.140	0.00168	+0.000164	1.7354	637.77
4.9	169.47	6.013×10^{-5}	$+4.208\times10^{-7}$	1.73554	9.348×10^{5}
5	∞	0	0	1.73205	∞
5	∞	0	0	∞	∞

ポリトロープの種別kによつて種々の平衡狀態が現出するのであるが、$k=\kappa=\frac{c_p}{c_v}$の場合は特に顯著なる型式に屬する。之は$\gamma=0$卽ちエントロピー不變の「道行」を示し、所謂斷熱變化の場合である。此場合にはポテンシアル溫度が一樣であつて、一部の瓦斯を他に移動させても周圍と等溫等密度で其儘靜止する。瓦斯球內を如何に掻きまぜた後でも狀態は前と變らない。

次にk 1の場合、卽ち$n=\infty$の場合は$u=\rho^{k-1}=1$又$T=\Theta_k$で瓦斯球全體に亙り溫度も壓力も一樣である。

kが$\frac{4}{3}$なる場合は特に顯著な性質を有つて居る。輻射に依つて瓦斯球の各部間に熱の出入のある場合に終止同級の(卽ちkが變らない)ポリトロープ瓦斯球であるときには瓦斯の各エレメントは$k=\frac{4}{3}$卽ち$n=3$なるポリトロープ變化をするといふことを證明することが出來る(證明は原著參照)。之は太陽の如き空間に放置されて輻射に依つてエネルギーを放出しつゝある天體の狀況に相當する。

今太陽が空氣と同じ性質の瓦斯からなる球で斷熱平衡にあるものとし

$$H=2.8705\times10^{6}\text{糎}^2/\text{秒}^2$$

$$k=\kappa=1.4=\frac{7}{5}$$

より

$$n=2.5$$

前掲公式に據り，第三十七表の結果を用ゐ

$$\frac{\rho_0}{\bar{\rho}} = 24.074$$

と出る。太陽の平均密度

$$\bar{\rho} = 1.37841 \text{ 瓦/糎}^3$$

を用ゐて中心密度 ρ_0 を求めると

$$\rho_0 = 33.189 \text{ 瓦/糎}^3$$

となる。そこで $U = u_0$，$\rho = u^n$ なる前記の關係に據り

$$U = \rho_0^{n-1} = \rho_0^{0.4} = 4.0587$$

前記 M の公式を Θ に就いて解き

$$\Theta^3 = \frac{M^2 4\pi G^3}{\left(\frac{k}{k-1}\right)^3 H^3 U^{3-n} \left(r_1^2 \frac{du_1}{dr_1}\right)^2_{n_1=0}}$$

を得，之に第三十七表から $r_1 = 5.4172$，$-\frac{du_1}{dr_1} = 0.07500$ を取つて入れると

$$\Theta = 1.1226 \times 10^8$$

となる。之は太陽内部で密度 1 の所に於ける溫度である。中心の溫度は

$$T_0 = U\Theta = 4.5563 \times 10^8$$

又中心壓力は $p = \rho HT$ から

$$p_0 = 4.3405 \times 10^{16} \text{ 瓦/糎}^2\text{/秒}^2$$

$$= 4.2410 \times 10^{13} \text{ 氣壓}$$

第三十八表に據り r_1 の種々なる値に對する u_1 其他を求め，之を r と r_1 との間には前記の式 (16) に入れると，r_1 の各の値に對する ρ T p が得られる。然るに (13) (14) 式できめられた關係あり，卽ち

$$r = 6.42 \times 10^{10} r_1$$

となる故之に依つて r の種々の値に對する p ρ T を算出することが出來るのである。例へば $r_1 = 5$ なる所，卽ち $r = 6.42 \times 10^{10}$ 糎の所では

$$\rho = (Uu_1)^n = 0.00699$$

$$T = Uu_1\Theta = 1.5419 \times 10^7 \text{ C. A.}$$

$p=\rho HT=3.0943\times10^{11}$ 瓦/糎/秒$^2=3.0525\times10^{5}$ 氣壓

之は表面から約十分の一半徑の所の狀態である。同樣にして $T=5.4$ とすれば $\tau=693000$ 年 卽ち表面下角度で約三秒の所に於ては

$\rho=1.9454\times10^{-6}$ 瓦/糎^3

$T=5.8320\times10^{5}$ C. A.

$p=3.2128$ 氣壓

之に據つて見ると表面から少し中に入つたばかりで溫度、密度、壓力は非常な增加を示すものである。

太陽を構成する瓦斯の種類に關し異つた假定をするに從つて $p\rho T$ の値は區區になるが、大體の程度に於ては上記の結果と左程懸隔はない。

太陽光球の溫度が殆ど一定して居るといふことから考へると內部からどうにかして熱の補給を受けて放射エネルギーの損失を補つて居るものと見ねばならない。此補給の役に當る作用として第一に考ふべきものは傳導であるが瓦斯の傳導率は甚だ小さいものであるから溫度勾配に絕大の値を假定しなければ光球面に對して每秒平方糎 1.54×10^{3} カロリーに及ぶ消失熱量を補ふことが出來ない。k を傳導率とし ΔT を溫度勾配とすれば

$$\Delta T=\frac{1.54\times10^{3}}{k}$$

攝氏零度の水素に對しては k は 0.00033 カロリー、糎、秒で太陽の溫度 5600° に於ては 0.0015 となるから、一糎毎に $\Delta T=10^{6}$ 度といふ桁はづれの溫度勾配が必要である。傳導率が銀の如き大きなものとしてもやはり ΔT は 10^{3} 程度の値となる。據つて熱の補給上傳導が主たる役をなすものと考へることは出來ない。

次に考ふべきは輻射であるが、太陽瓦斯は前記の如く表面の淺層を除いては甚だしく不透明であつて、輻射は僅かの距離で殆ど完全に阻止されてしまふ故、內部からのエネルギー補給の主役を輻射に歸することは出來ない。であるから結局非常に激しい上下の對流を假定することが必要になつて來る。斯樣な次第で比較的深い所では大體對流平衡が保たれ、ずつと上層では輻射平衡に在るものと考へるのが至當だ。斯樣に見るのが對流平衡を主張する論者の根據である。然し

ながら内部に於ける輻射の作用を斯様な低度に見積るためには今日の理論から見て許すべからざる程度の擴散作用を假定せねばならないので對流が主たる役目であると斷ずるのは早計たるを免れない。

二六　輻射平衡論

輻射平衡論は既に前世期末に於てサムソン(一七九)が其概念を以て太陽構造論を開展して居るが、輻射の放射吸收の割合に關して假定した法則が適切を缺いた結果密度が外方に向つて增し壓力は大體均一であるといふ奇妙な結論に達したのであつて、約十年を經てシュワルツシルトが此問題に手を觸れるまでは此種の平衡論はあまり重きをなさなかつたのである。

今太陽を構成する瓦斯が靜止して居るものとすれば前記の方程式

$$dp=-gpdr$$

が成立つ。之は卽ち上に負うて居る物質の重量が壓力として現はれるものだといふ靜水力學の法則を方程式として書いたものに外ならない。此外に瓦斯の各部に出入するエネルギーの爲其狀態がどう變化するかといふことを示す法則を取り入れると、其れで全體の構造が解けるのである。エネルギーの出入に關しては、中心よりrなる距離に於けるdrなる薄層(球形)から放射する輻射量と其兩側から之に受入する輻射エネルギーとが互に補消し合つて平衡を保ち、之によつて溫度を不變ならしめて居るものと假定するのである。で吸收は輻射線の遭遇する物質の量に比例するものとすれば、密度と通路とに比例するからして、射入輻射量の$apdr$倍となる。又輻射能をEとすれば放出する輻射は明かに

$$2aEpdr$$

となる。茲にEはステファンの法則に依り

$$E=cT^4$$

で表はされる。茲に注意すべきは、此場合キルヒホフの法則に據る「溫度輻射」のみを考へて居ることである。又全輻射量を或る單一の波長に引直ほして考へて居るものであることも注意を要する。

半徑rの球面を通つて每秒中から外に流れる輻射エネルギーの量をAとすれ

ば、此Aはdrの薄層を通過中吸收に依つて$Aa\rho dr$だけ失はれるから、$r+dr$の面を外方に向つて通過するエネルギーの流れは其殘餘に此薄層自身から出す輻射が加はつたもので、卽ち

$$A-Aa\rho dr+aE\rho dr$$

である。卽ちdrだけ中心からた距たるに從つて外出輻射量Aの增加する割合は

$$\frac{dA}{dr}=-a\rho(A-E) \quad \cdots\cdots(I)$$

之と同樣に流入エネルギーBが中心距離の增すに從つて變る割合は

$$\frac{dB}{dr}=-a\rho(E-B) \quad \cdots\cdots(II)$$

此二つがエネルギー出入のくゐひを表はす方程式で、其上にdr層に吸收されたエネルギーと其兩側に向つて放射するエネルギーとが等しいといふ輻射平衡の條件を加へる。此條件は卽ち

$$Aa\rho dr+Ba\rho dr=2aE\rho dr$$

である。之を書換へると

$$A+B=2E \quad \cdots\cdots(III)$$

となる。右記(I)(II)(III)の式を組合はせて

$$\frac{d(A-B)}{dr}=0$$

從つて

$$A-B=\text{const.}=2\gamma \quad \cdots\cdots(IV)$$

卽ち或る球面から出るエネルギーと入るエネルギーの差は中心距離に關せず一定でなければならない。表面に於ける輻射量をA_0とすれば、此所では流入エネルギーBは零であつて故、上記の常數はA_0であつて

$$\gamma=\frac{A_0}{2}$$

となる。此常數A_0は表面の有效溫度T_eを用ゐて

$$A_0=cT_e^4$$

で表はすことが出來る。

(I)乃至(IV)式から

$$\frac{dE}{dr}=-a\rho\gamma \quad \cdots\cdots\cdots\

$$u=u_0\sqrt{\frac{3u_0}{3u_0+u_0^3\alpha^2r^2}}$$

と出る。表面に近き外層に於ては、$p=u^n$, $T=u\Theta_k$, $p=u^{n+1}H\Theta_k$ に據りTは r に反比例して外方に減ずる。密度は r^5 に反比例する。p は r^4 に反比例する。

右記 u の式は近似的に

$$u=u_0\sqrt{\frac{3u_0}{u_0^3\alpha^2}}\frac{1}{r}$$

として差支ない。之を前記の方程式に置換へると

$$1=\frac{ary u_0}{4\Theta_k^4 c}\sqrt{\frac{3u_0}{u_0^3\alpha^2}}$$

となる。右記の關係を用ゐて u の代りに pT を入れると、此式から

$$A_0=2\gamma=\frac{8cT_0^4}{a}\sqrt{\frac{4\pi G}{3.6\,p_0}}$$

なる結果が得られる。由つて若し中心の溫度、壓力が分れば表面の放射量 A_0 を知ることが出來る。假に吸收能を地球大氣のと同じと見て $a=4.3\times10^{-4}$ 瓲²/瓦 としてステファン常數 c の値を入れて書きかへると

$$A_0=6.4\times10^{-2}\frac{T_0^4}{\sqrt{p_0}}\ \text{エルグ/瓲²/秒}$$

各層の溫度、密度がきまれば其放射及び吸收がきまり、之に據つて地球から見た太陽面の輻射の分布が分る。今半徑 r なる球面上に厚み dr なる薄層を取つて其放射吸收を考へる。此球面上に df なる一小部分を取り df より地球に向ふ輻射線の太陽半徑となす角を i とする。此平行輻射線の强さを A_i で表はし、之に對する該薄層の瓦斯の吸收能を a_p とし、此方向に於ける距離を s で表はすと

$$dA_i=-a_p\rho ds A_i$$

而して

$$ds=\frac{dr}{\cos i}$$

なる故、上式は變形して

$$\frac{dA_t}{dr}=-\frac{a_p\rho A_t}{\cos i}$$

となる。

次に前記輻射平衡の式と同様にして

$$\frac{dA_t}{dr}=-\frac{a_p\rho}{\cos i}(A_t-E)$$

なる式が出る。而して近似算的に

$a=2a_p$

なる事を證明することが出來るから、右の方程式は

$$\frac{dA_t}{dr}=-\frac{a\rho(A_t-E)}{2\cos i}$$

となる。此式の解は明かに

$$A_t=e^{\int_{r_2}^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}dr}\int_{r_1}^{r_2}\frac{a\rho}{2\cos i}Ee^{-\int_r^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}dr}dr$$

積分を無限大迄及ぼせば

$$A_t=\int_{r_1}^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}Ee^{-\int_r^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}dr}dr$$

若しr_1の層を稍深く取れば$\int_r^{r_1}\rho dr$は甚だ大きくなりr_1以下の層を突破して外に出る内部からの輻射は極めて微量であるに由り、r以内は殆ど積分に寄與することがなくなる。で實際は上の方の淺層のみを考へて居るのではあるけれども概算に於ては積分を零から行つて

$$A_t=\int_0^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}Ee^{-\int_r^{\infty}\frac{a\rho}{2\cos i}dr}dr$$

としても差支なし。

そこでボリトロープの式を入れて淺層の大體$\varsigma=\text{const.}$と見られる部分に就き近似解を求むると

$$A_t=\cos i^{\frac{4}{n+1}}A_0$$

但しA_0は見掛の太陽面中心から來る輻射の強さである。

シュワルツシルトが輻射平衡論で求めた結果は

$$A_i=\frac{1+2\cos i}{3}A_0$$

である。

以上の結果により種々の i に對し、從つて又種々の中心距離(見掛上の)に對し、輻射を計算することが出來る(太陽面中心よりの角距離を視半徑の百分率で表はしたものが $\sin i$ である)。

第四十表

中心距離	輻射平衡 測定値	ポリトロープ $n=5$	ポリトロープ $n=1.5$
0	100	100	100
20	99	99	97
40	97	95	87
60	92	87	70
70	87	81	58
80	81	73	44
90	70	63	26
96	59	52	13
98	49	47	8
100	(40)	33	0

此表で見る通り輻射平衡の假定で計算したものが一番觀測値とよく一致し

$n=5$ のポリトロープ平衡も之と大差ないが、解離した瓦斯の斷熱平衡として出したものは全然觀測と合はない。斯様な次第で太陽の表面に近い淺層では大體輻射平衡の狀態にあるものと見てよいやうであるが、吸收能を層の深淺に關らず不變のものとして論じて居るのは大きな疑問と云はなければならない。淺層だけでは大體一定と見て差支あるまいが之を深い所までも及ぼしてよいか否かは別に證明を要する事柄である。又吸收は種々の波長に對して異る影響を及ぼすものであるのを考に入れてない。尙基本方程式中の壓力の項には輻射壓をも入れなければ十分でない。斯様な更正を施した上で計算をしたならば最後の結果はどう變つて來るであらうか。之等の點は後段エデントンの輻射平衡論に於て更めて述べる。

前記太陽面見掛の中心に於ける輻射は

$$A_0=c\left(\frac{\Theta_K{}^n 2g}{Ha}\right)^{\frac{4}{n+1}}\Gamma\left(\frac{4}{n+1}+1\right)$$

となることを容易に證明することが出來る。

之は $T=u\Theta_k$, $p=u^{n+1}H\Theta_k$ の關係を用ゐて更に

$$A_0=cT^4\frac{\Gamma\left(\frac{4}{n+1}+1\right)}{\left(\frac{\alpha}{2}\int_r^\infty \rho dr\right)^{\frac{4}{n+1}}}$$

と直ほすことが出來る。茲にTは發光面の溫度である。A_0 が觀測で分つて居れば此式に據つてTを計算することが出來る。此の式で cT_4 は發光面の輻射で、分數の形になつて居る最後の因子が雰圍氣の影響を表はして居るものである。此影響は太陽瓦斯の吸收能 α が十分に分つて居ないのと發光面と見做すべき r 面の位置が定まらぬので理論的に計算することが出來ないし、又觀測からも容易にはきめられない。フォーゲルは觀測から此減光係數を約 $\frac{1}{2}$ と推定して居るが甚だ不確實なものである。

假にフォーゲルの減光係數を正しいものとして太陽常數の觀測値 2.00 カロリーから地球太陽間の距離に基いて太陽面に於ける輻射の强さを出して見ると

$A_0=6.45\times10^{10}$ エルグ/糎²/秒

之を用ゐ前記の式よりTを求めると

$$T=\sqrt[4]{\frac{2\times6.45\times10^{10}}{5.36\times10^{-5}}}=\sqrt[4]{\frac{16125}{6.7}}\times10^3=700^\circ$$

之は完全黑體として計算したものだから最底限を示すものである。

又前記の減光係數 $\frac{1}{2}$ から、$n=5$ のポリトロープの場合に於ては

$$\frac{\alpha}{2}\int_r^\infty \rho dr=2.43$$

となり地球の場合に吸收率を觀測に基いて $\alpha=.8$ として出した所の

$$\frac{\alpha}{2}\int_0^\infty \rho dr=0.223$$

に比すると約十倍の大さに當つて居る。故にもし太陽雰圍氣の平均吸收率を地球の其れと同程度と見るときは r 以上の高さにある瓦斯の總量は 1.13×10^{4} 瓦となる。

$n=5$ の場合 ρ は $\frac{1}{r^5}$ に比例するを以て、光球面の半徑をRとし其密度を $\bar{\rho}_0$ とす

れば

$$\rho=\bar{\rho}_0\frac{R}{r^5}$$

從つて

$$\int_R^\infty \rho dr=1.13\times10^4$$

より

$$\bar{\rho}_0=6.50\times10^{-7}\ \text{瓦}/\text{糎}^3$$

となり地上の空氣の約二千分の一の密度に當る。此値はnの値次第で大いに異つて出る。又太陽に於けるαの値が地球の大氣と甚だしい懸隔あればρの値も大分之と異つたものとならう。

二七　新輻射平衡論

エヂントン(一八〇)は輻射平衡に於ては靜水學的壓力pの外に輻射壓P_Rをも取り入れて論ずる必要あることを强調して居る。輻射壓力は高溫度瓦斯に於ては可なり大きな値を有し、絶對溫度Tに於ては、Eを一立方糎內の輻射エネルギーとすれば

$$P_R=\frac{1}{3}E=\frac{1}{3}cT^4$$

なることを容易に證明することが出來る。で全壓力Pは

$$P=p+P_R$$

で表はされ、靜水力學の方程式は

$$\frac{dP}{dr}=-\rho g \quad \cdots\cdots\cdots\

$k\rho J dr$

である。又此薄層が輻射に依つて外部より受くる運動量は兩面に於ける輻射壓の差 dP_R であつて、其れは吸收されたエネルギーの $\frac{1}{C}$ に等しくなければならない（但しCは光の速度）。故に

$$-dP_R=\frac{k\rho J}{C}dr$$

或は

$$-\frac{dP_R}{dr}=-\frac{k\rho J}{C} \quad \cdots\cdots\cdots\

が定數であるといふ假定は結局瓦斯球内の任意の球面を通過して流出するエネルギーが其内側に在る全質量に比例するといふ假定に外ならないのである。太陽内部に於けるエネルギーの源泉が放射能的のプロセスに在るものとすれば、r 面以内のエネルギーの供給は其質量できまり、また嚴密に定常狀態に在るものとすれば此發生するエネルギーが卽ち各球面を通過するエネルギー流出量に等しくあらねばならぬ故以上の假定が肯定されることになるのであるが、エネルギー源泉問題のきまらぬ以上やはり憶測の範圍を出ない。一面に於て斯くの如き假定に基いて多數恆星の光度を計算したる結果は觀測の結果と甚だよく一致するので、全輻射量從つて又各球面からのエネルギー流出量が中の全質量できまるといふ假定は大體正しいものと考へらるゝに至つた。

此結果は非常に重大な意義を有つて居る。アインシュタイン等の唱道する「質量がエネルギーに轉換する」といふ根本問題を實驗的に解明する鍵が吾人の手に漸く近づきつゝあるやの感がある。或る意味に於て太陽は「質量を放射しつゝある」ので其結果太陽の質量は永年に亙り絶えず減少しつゝあるものと見られる。

星體内の物質が其單位質量から生出するエネルギーは場所に關せず一定したものであるといふエヂントンの考に數理的の證明を與へたものは最近(一八二)ツァイベル H. v. Zeipel の發表した研究である。ツァイベルは「同一の水準面(等ポテンシアル面)に於ては瓦斯の性質が一樣である」といふ極めて一般的な假定に基いて輻射平衡に在る瓦斯塊の各部から毎秒毎瓦に發生するエネルギーが

$$4\pi\varepsilon = B\left(1-\frac{\omega^2}{2\pi G\rho}\right)$$

なる式で表はされることを證明して居る。茲にBは其瓦斯塊に固有な常數でωは自轉の角速度を表はす。でωを零とすればεは一定數となり、エネルギーの發生率が瓦斯塊中到る所一定して居るといふエヂントンの假定が實證される。同時に此假定は自轉速度が大きい場合には成立たぬといふことが言はれるのである。

卻說βを常數と見て前記の(iii)式を積分すると

$$P_R=(1-\beta)P \quad \cdots\cdots\cdots\

$$p=\beta P \quad \cdots\cdots\cdots\

$$P=\kappa\rho^{\frac{4}{3}} \quad \text{但し} \quad \kappa=\left\{\frac{3\mathfrak{R}^4(1-\beta)}{cm^4\beta^4}\right\}^{\frac{1}{3}} \quad \cdots\cdots(x)$$

此式と最初の靜水力學の式とで瓦斯球の構造が定まるのであるが此式はエムデンのポリトロープ平衡の式

$$p v^k=\text{const.} \quad \text{或は} \quad p=\text{const.}\,\rho^k$$

に於て $k=\frac{4}{3}$, $n=\frac{1}{k-1}=3$ の場合と同形である。でエムデンの法を應用して之を解くには先づ β の値をきめてかゝらなければねらない。

今單位質量，單位半徑，單位分子量の瓦斯球に就いて解を得たとするときは，質量 M，半徑 R の場合には g が $\frac{M}{R^2}$ 倍，ρ が $\frac{M}{R^3}$ 倍になる，故に (i) に據り中心から相當する距離 R の百分率で)に於ける P の値は $\frac{M^2}{R^4}$ 倍にならなくてはならぬ。由つて (x) 式に據り κ は $M^{\frac{2}{3}}$ 倍となる。卽ち

$$\left(\frac{3\mathfrak{R}^4(1-\beta)}{cm^4\beta^4}\right)^{\frac{1}{3}}=\text{const}\,M^{\frac{2}{3}}$$

之を書換くると

$$1-\beta=\text{const.}\,M^2m^4\beta^4 \quad \cdots\cdots(xi)$$

此式から β がきまる。此式中の常數の値を考ふるに，エムデンは太陽を分子量 18 の完全瓦斯球として前記 $\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}$ の式から $k=\frac{4}{3}$ に對し中心の密度，壓力を

$$\rho_0=74.94, \quad P_0=1.86\times10^{17}$$

と出して居るから，之を (x) 式に入れると

$$\kappa=3.754\times10^{14}$$

となり，之を

$$\mathfrak{R}=8.23\times10^7, \quad c=7.06\times10^{-15}, \quad M=1$$

と共に (x) 式の κ の中に置くと

$$1-\beta=0.0026\,m^4\beta^4$$

を得るにより (xi) 式の常數の値は 0.0026 となる。エヂントンは $m=2.8$ と見積つて β を求め

太陽：　$1-\beta=0.106$

太陽の 13 倍の質量：　$1-\beta=0.615$

故に(iv)式に據り輻射壓は太陽の場合は普通の瓦斯壓力の一割、又十三倍の質量の星では六割に上る勘定である。

エヂントンは(i)及び(x)式にエムデンの解法を應用して平均密度〇・〇〇二、質量一・五(太陽單位)なる瓦斯球の密度、溫度、壓力の分布を計算して左表の如き結果を得て居る。

第四十一表

r	ρ	T
0	0.1085	4650000°
0.14	0.0678	3980000
0.29	0.0215	2710000
0.43	0·00503	1670000
0.58	0.00100	974000
0.72	0·000149	517000
0.87	0.0000039	207000
1.00	0.0000000	....

太陽の如き密度の大きい($\bar{\rho}=1.38$)瓦斯球に上記の如き理論を其儘應用すること

は出來ない。此場合にはボイルの式の代りにファン・デル・ウァールの式

$$p=\Re\rho T\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-1}$$

を用ゐなければならぬので、エヂントンは之に對し

$$p=\frac{4}{3}c\frac{\beta}{1-\beta}T^4$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr}=-\beta g$$

なる方程式を得た。茲にρ_0は其物質の達し得る最高密度で、太陽に於ては其大部分を通じて密度がρ_0に近くなつて居るものと考へられる。今ρ_0を一・五とするとβを如何に選んだら内部のρが之に該當するやうになるかを試みるに、質量一・五、密度〇・七なる瓦斯球では$\beta=1.8$とせねばならぬことが分る。で級數展開の法に依り右記三式より左の如き結果が得られる。

第四十二表

	ρ	T
9.92×10^{10}	0.0	....
9.33	0.05	3.4×10^{6}
9.05	0.15	5.0
8.87	0.25	6.1
8.70	0.35	7.0
8.54	0.45	7.8
8.37	0.55	8.6
8.18	0.65	9.5
7.95	0.75	10.4
7.67	0.85	11.3
7.29	0.95	12.5
6.76	1.05	13.8
5.86	1.15	15.4

エヂントンの所論は太陽内部の比較的深い所の狀態に關するものであつて、表面近くに於てはエネルギーの流れを境界面に垂直とせずに今少し嚴密の取扱方を必要とする。又前に記したシユワルツシルトの方法も輻射を單に境界面に垂直な流れとして取扱つた點に於て大きな非難がある。ミルンは之を訂正し表面からxの深さに於て垂直線とθの角度をなす輻射の强さIと其點の溫度Tに相當する輻射エネルギー密度B(卽ちcTで表はさる)との間に

$$\cos\theta\frac{dI}{dx}=k\rho(1-\beta)$$

なる關係を求め、輻射平衡の條件から半徑の方向に單位面積を通過して流出するエネルギーの流れが一定して居るといふことが分り、其れを

$$2\int_0^{\pi}I\cos\theta\sin\theta\,d\theta=\text{const.}=F$$

なる方程式で表はした。で問題は此式と

$$I(0,\theta)=0,\quad(\tfrac{1}{2}\pi<\theta\leqq\pi)$$

といふ限界條件とにかなふやうに上記の方程式の解を求めるに在るので、ミルンは之に對し累進近似算法を用ゐ

$$B(\tau)=a+2b\tau$$

$$I(0,\theta)=a+2b\cos\theta$$

$$\frac{T_1}{T_0}=1.232\quad(T\text{は全輻射からステファン法則で出したもの})$$

$$\frac{a}{b}=\frac{4}{3}$$

なる結果を得て居る。但し茲にτはxの函數で

$$\tau=\int_0^x kpdx$$

で表はさるゝ量である。

上記の$I(0,\theta)$は太陽像の光輝の分布を示す式で$\theta=0$は中心、$\theta=\frac{\pi}{2}$が緣邊の光度を示すものである。今之に依つて計算した光度を觀測値と比較するに第四十三表の如くである。

第四十三表

中心距離	觀測(アボット)	計算(ミルン)
0	1.00	1.00
.2	0.95	.95
.4	0.91	.90
.65	0.87	.86
.75	0.82	.80
.85	0.78	.74
.875	0.71	.69
.92	0.66	.64
.95	0.60	.59

計算と觀測との一致はシユワルツシルトやエムデンの結果よりも餘程の優越を示して居る。

太陽雰圍氣(一八二)の溫度の分布に關してはミルンが輻射平衡の立場から之を論じて居る。其結果を摘記すると、スペクトルの各部に對し一樣に吸收するやうな物質であるときは、溫度は大氣下底よりの距離の平方根に逆比例して減じ、主として赤外線を吸收する性質を有するものなるときも大體之に類し、又紫外線を主に吸收するものならば大體均溫的分布をなすものである。尙吸收の法則が如何であつても溫度低減率が「平方根逆比例」よりも急になるやうなことはないといふ結果に達したのはシユワルツシルトの所論を更に一般化したもので甚だ重要な事柄である。卽ち太陽雰圍氣の溫度は上層でも下層に比して格段な懸隔がないといふ結論に達したのである。

太陽大氣の溫度分布を今少し細かに論ずるには種々の高さに於ける成分の吸收係數を知らなければならない。這の吸收係數の分布を詳かにするといふ事は

今日の智識では到底及びもつかないことであるがスチユウォート Stewart が吸收竝に擴散係數と壓力、溫度、電離度との關係を論じた結果を利用し、尙サハが求めた電離度と溫度壓力の關係をも併せ用ゐるときは瓦斯の不透明度が溫度と壓力の函數として表はされるので、シユワルツシルトの輻射平衡式は壓力、溫度間の微分方程式となり、之を累進近似算法で解くと、溫度の分布が得られるわけである。勿論此場合瓦斯の組成に關しては或る簡單な假定をおいてかゝらねばならぬので、今假(一八三)に大氣がカルシウムのみから成るとして計算を行ふと左の如き結果になる。

第四十四表

壓力	電離度	溫度
10^{-10}	1.000	4928°
10^{-5}	0.993	4928
10^{-4}	0.879	4929
$10^{-3.5}$	0.727	4947
$10^{-3.0}$	0.570	5041
$10^{-2.75}$	0.550	5187
$10^{-2.5}$	0.646	5562
$10^{-2.25}$	0.896	6545
$10^{-2.1}$	0.962	7335
$10^{-2.0}$	0.978	7871
$10^{-1.9}$	0.987	8423
$10^{-1.8}$	0.991	8926

壓力 10^{-5} の所はカルシウムのHKの上界に近く、前記の如くミツチェルの測定では約一四〇〇〇粁の高さにある。又電離度から見ると 10^{-4} の壓力は大體カルシウムのg線の上界に當り其高さは約五千粁と推されて居るので、此高さ迄は溫度が次第に低減して行き其以上は殆ど均溫的であることが窺はれる。(一八四)ミルンは更に自轉を考慮に入れて輻射平衡を論じたが、其論旨は複雜な數理に滿ちて居るので此處には立入らず其輪廓だけを抽出するに止める。

ミルンはやはりエヂントンと同じく單位質量より發生するエネルギーと吸收率を一定のものとして出發して居る。ω を自轉角速度(小さいものとす)とすると $\frac{\rho}{T^3}$ は中心距離 r のみの函數で、しかも中心を遠ざかるに從つて減少するものであることが容易に證明される。又

$$\beta = 1 - \frac{k\omega^2}{CG}$$

なる量を導入すると、ρT 等の無自轉の場合に對する差は (i) $\varepsilon^2/\beta p^2$ に比例する項と (ii) $\varepsilon^2/\beta p^2$ に比例する項とに分れる。前者は r のみの函數で、後者は r の函數

と$P_n(\mu)$なる函數として表はされる(r、θ、φは極座標、ρ_mは平均密度)。之等の補正項はωのあまり大きくない限りは可なり小さいもので、大體に於てエヂントンの結論と大差はないのであるが、定性的に見て特に擧示する價値のある點は兩極部が赤道部に比し高溫となる傾のあることである。之を通解するに、先づ瓦斯が靜止から次第に自轉を始むるものとする。赤道部は遠心力で或る程度迄膨れる。遠心力が輻射壓で物質を支へる作用に力を添へるから赤道部では輻射壓、從つてエネルギー流出量が極に比し小量であらねばならない。其結果極の方が赤道部より暑くなる傾があらう。此結論は完全瓦斯の法則があてはまる場合の「解」であつて、直ちに太陽の如き高密度の天體に及ぼすことは出來ないが、地球の如く外部からの受熱關係の相違により季節現象のあるものでなくとも、極と赤道部の間に於て雰圍氣の溫度を異にし得るといふことが分つたのであつて、又太陽大氣に南北流の存在するを主張すべき有力な論據が提供された次第である。而して此南北流は恐らく自轉の偏向力で東西流を誘出するだらう。

二八　太陽瓦斯の東西分運動に關する數理的研究

此問題は別言すれば自轉の考察である。太陽自轉の問題を數理的に取扱つたものは甚だ少い。其は瓦斯球の自轉を表はす流體力學の方程式が餘程の單純化的假定を設くるにあらざれば解が不能であつて、斯樣な單純化は實際問題の論究をして殆ど無價値ならしむるが故である。

ウィルシング(一八五)Wilsingは全體が密度の均一なる不可縮流體で成るものとし、其各部分が自轉軸Zの周りにZ座標と中心距離rとのみに依關する速度を以て圓形軌道を畫いて動くと考へて、角速度の平均値よりの偏差が甚だ小さいといふ假定の下に、流體力學の方程式と連續性(コンチニュイチー)の式とから、$r=R$なる所に於ける角速度として

$$\omega=a+b\frac{a^2}{R^2}$$

或は

$$\varepsilon = a + b\sin^2\varphi$$

なる形の解を見出すことが出來たことは既に自轉の項で述べた通りである。而して z^2 の係數 b は時刻 t の函數で次の如き形を有つて居る。

$$\Phi(r,t) = 1 - \frac{3}{2r^3}\sum_n h\ q_m e^{-a^2h^2mt}\left[c_{m1}\psi(h_m,r) + c_{m2}\chi(h_m,r)\right]$$

此式の中で α は内部抵抗の係數 k と密度 μ の函數であつて $\alpha^2 = \frac{k}{\mu}$ で表はされ、又 ψ χ は起算時及び境界の條件できまる h_m, q_m, c_{m1}, c_{m2} なる常數の函數であつて

$$\psi_n(h_m,r) = (-1)^n 2^{n+1} h_m{}^n r^n \frac{\partial^n}{\partial(h_m{}^2 r^2)^n}\frac{\sin h_m r}{h_m r}$$

$$\chi_n(h_m,r) = (-1)^n 2^n h_m{}^n r^n \frac{\partial^n}{\partial(h_m{}^2 r^2)^n}\frac{\cos h_m r}{h_m r}$$

なる形を有する。ウィルソンは起算時に於ける b の値が或る二つの中心距離 R_1, R_2 で零になるとし

$$\Phi(r,\ 0) = A(r-R_1)(r-R_2)$$

なる形に表はされるものと考へて上記級數の各項を計算したのである。例へば $R_1 = 1$, $R_2 = 3$（太陽光球の半徑を單位とし）とすれば

$$\varphi(r,\ 0) = \frac{A}{r^3}\left[158.0\,\psi_3(2.366,r) + 195.3\,\psi_3(3.688,r) + 145.3\,\psi_3(5.111,r)\right.$$
$$\left. + 127.5\,\psi_3(6.59,r) + 100.0\,\psi_3(8.09,r) + 91.3\,\psi_3(9.63,r)\right]$$

となり、此級數の各項に $e^{-a^2h_m^2t}$ を乘ずれば $\varphi(r,t)$ の値が得られる。例へば $r = 1.25$ に於ける値を計算すると

$$\varphi(1.25,t) = A\left[-2.339\,e^{-2.366^2a^2t} + 2.713\,e^{-3.688^2a^2t} - 1.440\,e^{-5.111^2a^2t}\right.$$
$$\left. - 0.838\,e^{-6.59^2a^2t} - 0.410\,e^{-8.09^2a^2t} + 0.212\,e^{-9.63^2a^2t}\right]$$

マクスウェル・マイヤーに據ると k は絶對溫度の平方根に比例し

$$k = \beta\sqrt{T}$$

と置き得る故、密度を地上の空氣の百萬分の一とし、零度に於けるkの値として水素の0.00098を用ゐると

$$\alpha^2=\frac{773.5\times0.00098\times10^6}{5.577^2\times10^{20}}$$

此値を用ゐて自轉公式中の$\sin^2\varphi$の係數が變る割合を計算すると6.8%の變化を生ずるに1860000年を要する勘定になる。斯樣な次第で或る時代に何等かの原因によつて賦與された角速度の不均等が平均されずに現在に殘されて居るものであらうといふのがウィルシングの見解である。

要するにウィルシングは同心回轉面で表はされる等密度面を假定し、之に垂直な氣流は星體の年齢の進むに從つて速かに消殺される傾あるも、此面に沿ふ流れは此面内の瓦斯粒子が揃つて同軸の周りに回轉して居る結果として、内部摩擦の外に消殺作用を逞うするものがないからして、永遠に殘留することが出來たものであらうと見て居るのであるが、上記計算の結果は現今一般に想定されて居る太陽の年齢から見ると極短い時間に自轉の不均等が消殺されてしまふことを示して居るので、どうしても他に絶えず此不均等を助成若くは維持すべき作用が働いて居るものとしなければ解釋が出來ないのである。茲に於てやはり前に述べた如き南北の溫度不均等といふやうな原因を考へる必要が起つて來る。

因に上記ウィルシングの解は不可縮流體に就いて得たものであるが、議論の筋を點檢するときは必ずしも不可壓縮の場合に限らず$\alpha^2=\frac{k}{\mu}$が一樣であれば同一の解が成立つものであることが分る。其れには溫度が密度の二乘に比例し$T=\alpha^2\mu^2$なる形に表はさるればよいのである。尤も之も可なり特別な條件であつて、實際に此樣なぐあひになつて居るか否かは甚だ疑はしいので、可なりの理想論であることはいふ迄もない。

ハルツァー Harzer の考も大同小異で密度と溫度が瓦斯球の中心距離及び極距離のみの函數であり、等密度面及び等溫度面が球面に近い回轉面(自轉軸を回轉軸とする)であるといふ假定の下に方程式を解いて

$$\omega^2=A-\sum_m B_m\cos^2\varphi$$

なる形の解を得て居る。茲でBは内部摩擦から起る係數でAに比しては小さい

數である。此式は少しく變形してBの高次項を省略するとウィルシングと同じく

$$\omega^2=a-b\sin^2\varphi$$

なる形に直ほすことが出來る。

ウィルチンスキー(一八六)E. J. Wilczinski の行つた論法は一部の論者には可なりの非難はあるが、此種の理論中有數のものであるから、其輪廓だけでも玆に抽出するのは徒爾でなからう。氏の議論は先づ内部抵抗を考に入れた一般の流體力學の方程式から出發する。瓦斯球の各微要素が xy 面に平行で z 軸上に中心を有する圓形を畫いて動くものとし、しかも一つの軌道上では何所も變らない角速度を有するものとすれば(内部摩擦ある場合斯樣な運動が成立ち得るか甚だ疑問とせざるを得ない)、連續性(コンチニュイチー)の式から直ちに

$$\sigma=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0$$

$$\frac{dp}{dt}=0,\quad \frac{\partial p}{\partial t}=0$$

の三式が得られる。此事は回轉瓦斯球の一點に於ける密度が不變であり、しかも或る同一の流動微要素に就いていふと其密度が終始不變であるといふことを意味するものである。で運動の方程式を變形すると

$$-r\omega^2=f\frac{\partial V}{\partial r}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}$$

$$0=f\frac{\partial V}{\partial z}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

$$\frac{\partial\omega}{\partial t}=\frac{k}{\rho}\left(\frac{2}{r}\frac{\partial\omega}{\partial r}+\nabla^2\omega\right)+\frac{\partial k}{\partial r}\frac{\partial\omega}{\partial r}+\frac{\partial k}{\partial z}\frac{\partial\omega}{\partial z}$$

となる。玆に V は $x\ y\ z$ なる點に於けるポテンシアル、k は内部抵抗の常數、f は單位の選擇次第できまるところの或る常數である。

此三式から更に

$$\omega^2=\frac{1}{r}\int_{z_0}^{z}\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial r}\frac{\partial p}{\partial z}-\frac{\partial p}{\partial z}\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)dz+f(r)$$

なる式が導き出される。$f(r)$ は $z=z_0$ なる平面に於ける ω^2 の値を表はし、r と t のみの函數である。玆でまた等壓面と等密度面とが一致するといふ新たな假定を置く。さうすると右の式は

$$\omega^2=f(r)$$

なる簡單な式となつてしまふ。卽ち z 軸を軸とする一つの直圓筒の上に於ける總ての點の角速度は一定であるといふ結果に到達したのである。

尙

$$P=\int\frac{dp}{\rho}$$

とおくと前記運動の方程式は

$$\frac{\partial(fV-P)}{\partial r}=-\omega^2 r$$

$$\frac{\partial(fV-P)}{\partial z}=0$$

$$\frac{\partial\omega}{\partial t}=\frac{k}{\rho}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial r^2}+\frac{3}{r}\frac{\partial\omega}{\partial r}\right)+\frac{\partial k}{\partial r}\frac{\partial\omega}{\partial r}$$

と變つて來る。最初の二つから

$$f\quad fV-P=-\int_{r_0}^{r}\omega^2 r\,dr+C$$

なる式が出る。玆で C は t のみの函數である。之に

$$p=c\rho T,\quad K=\beta\sqrt{T}$$

なる關係を加へて ω を t r の函數としてきめようといふのである。

更にポアソン Poisson の方程式

$$\nabla^2 V=-4\pi\rho$$

を用ゐて前式を少しく變形すると

$$4\pi f\rho+c\nabla^2 T+cT\nabla^2\log\rho+\frac{c}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial r}\frac{\partial T}{\partial r}+\frac{\partial\rho}{\partial z}\frac{\partial T}{\partial z}\right)=2\omega^2+2r\omega\frac{\partial\omega}{\partial r}$$

$$\frac{\beta\sqrt{T}}{\rho}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial r^2}+\frac{3}{r}\frac{\partial\omega}{\partial r}\right)+\frac{\beta}{2\sqrt{T}}\frac{\partial T}{\partial r}\frac{\partial\omega}{\partial r}=\frac{\partial\omega}{\partial t}$$

此二式からして、若し T が均等である場合には ρ は r のみの函數となることが分る。卽ち等密度面が直圓筒であるか、全體が一つの剛體樣に自轉しなければ最初

の假定の如き單純な運動は成立し得ない。等密度面が大體球形である場合には瓦斯球の各微要素は圓形軌道をとらず螺旋狀に動いて行く。又kが小さいものであれば圓に極近いものである。

ウィルチンスキーは內部の狀態を假定して上記の式に依り角速度分布を求むる代りに,角速度に就いて觀測から分つて居る分布則を採り之に對應する內部壓力の分布を吟味するといふ方針に出た。前記

$$\int fV-P=-\int_m^r \omega^2 r dr+C$$

の式からして等壓面の式が

$$fV+\int \omega^2 r dr=\text{const.}$$

であることが容易に分る。又觀測から知られて居る自轉法則は

$$\omega^2=\lambda+\mu r^2$$

なる形に表はされる。之を入れて等壓面が球に近い形で重心が原點と一致して居るといふ假定の下に近似算法で解くと,等壓面の方程式は

$$R=a\left[1+A\left(\frac{3}{2}\cos^2\theta-\frac{1}{2}\right)+B\left(\frac{35}{8}\cos^4\theta-\frac{15}{4}\cos^2\theta+\frac{3}{8}\right)\right]$$

となる。茲にRは座標原點よりの距離,θは餘緯度,aはρなる等密度面以內に含まるゝ容積と同じ體積の球の半徑である。尙此解はρがa^2に反比例し$\rho=\sigma/a^2$で表はされるものとしての結果である。

表面に於けるaの値をa_1とし,以上の式から境界面の橢率eを求むるに

$$e=\frac{\text{赤道半徑}-\text{極半徑}}{\text{赤道半徑}}=\frac{5}{4\pi f\sigma}\frac{a_1^2\lambda}{3+\sqrt{17}}+\left\{\frac{1}{16}-\frac{3}{448}(\sqrt{73}-7)+\frac{1}{4(3+\sqrt{17})}\right\}\frac{a_1^4\mu}{\pi f^2\sigma}$$

地球軌道の半徑,太陽の質量,平均太陽日を長さ,質量,時間の單位とすればfはk^2(kは重力常數)に等しくなり,aの定義から

$$M=4\pi\int_0^{a_1}\rho a^2 da=4\pi\sigma a_1$$

Mは1であるから此式でσの値がきまり,ハルツァーの求めた自轉角速度の觀測式

$$\omega^2=0.06032-0.03458\cos^2\theta$$

と前記の式との對比によりλμの値をきめ、之をσの値と共にeの式に入れると

$$e=0.000010268$$

といふ非常に小さい値が出る。之は前にも述べた如く太陽の楕率が觀測では到底分らない程小さいものである事とよく相應して居る。之に反しρを均等なものとして計算するとeの値が可なり大きく出で觀測と合はない。

舊來の研究者は多くは太陽自轉の赤道加速度を太初に於て加へられた衝撃の影響が殘留して居るものとして解釋して居る。(一八八)ムールトン Moulton はチャンバーリン Chamberlin の唱へた微惑星說を利用して之を說明せんとした。此假設は太陽系の成生を二つの恆星(太陽)の接近して相互の起潮力の爲回轉球體の兩端が膨れ出し、其れが甚だしくなると遂に內部より物質が飛濺して中心體の周圍を轉週する微惑星群を形成し、次いで此微惑星群の所々に心核が出來て引力の中心となり周圍の微惑星を吸引して一段と大きな惑星が出來るものであると唱へるものである。斯樣に二つの恆星が接近するといふ機會は現在知られて居る恆星分布のぐあひ(相互の距離)から考へると極めて稀な現象と思はるゝが絕無とは言へない。此場合近接恆星の起潮力と太陽表面の重力との比卽ち太陽面の膨れ出す傾向は太陽の半徑の二乘に比例し、相互距離の三乘に逆比例するもので、太陰對地球の場合を單位として之を表はすと、太陽と同質量の恆星が一千萬哩の距離まで接近した場合には約二千倍、距離が此の半分に短縮すれば一萬六千倍になる勘定である。太陽が均質な流體から成るものとして計算すると、斯樣な起潮力の作用に依り表面が五〇〇哩だけ膨れ上る。此現象は太陽の表面近くに於ける如き高熱の稀薄な瓦斯に於ては更に幾層倍も激しく起らねばならない。極度に膨れ上り力の均衡が破れると內部から流動物質が噴出する。噴出した瓦斯は冷却して無數の固體核を形成する。此假想的の微小天體が所謂微惑星 Planetesimal である。微惑星は遙か遠方まで飛び離れて太陽の周圍を其引力に導かれて運行するものもあるし、又一部は重力のため復び太陽面に歸來するものも少くあるまい。微惑星は太陽から飛び出すときは近接恆星の攪亂作用に依り角運動量を增加するので其の太陽面に落下せず、いくらか前方への運動を持つて衝下して來る。卽ち太陽は之に依つて角運動量を獲得する結果となり、遂には之が

其自轉運動を支配するやうなことになるのである。尙潮汐隆起部は近接恆星の運行の方向に引きずられて行く結果、其の方向に向つて自轉流を生ずるに至ることも見逃せないことである。でムールトンは微惑星群が〇・九なる離心率の軌道を畫いて運動し、其近日點の近所で太陽に吸引されたものとして、現在の自轉速度を起すに必要な微惑星の總質量を計算し、太陽質量の〇・二パセントと見積り、赤道部には最も澤山の微惑星が衝突する故に一番角速度が速くなり、角速度の向極傾度の最も急な帶域に黑點が出來るのだと唱へて居る。

ムールトンの說は恆星接近の機會が非常に稀であるの故を以て極端な否定說を持する者が多いけれども、最近ジーンス等の唱ふる如く恆星發展史の主線から一寸外れて居るやの觀あるセファイド變光星、惑星狀星雲、長週期變光星等の支系に屬するものは隣接恆星の攪亂作用で主線を少しく脫したものと見るのが最も自然であるといふ理由で、微惑星說は一部恆星の生立を說明する方便として復活し來つた形である。太陽系が普通の星雲說(近代的)の、主張するが如き分裂作用に基くものでないことは回轉運動量の甚だ小さいことから明白であつて、他に之に代るべき適當の假設を見出し難き現狀に於ては、太陽をば以上の如き恆星發展史中の除外例的道程にはめこむといふことは强ちに無理なやり方ではない。

偖て以上の如き作用に依つて太陽の自轉の不均等が生じたものとするも、其れが現今迄途方も無く永い年代の間持續するためには、微惑星の落下が非常の長期に亙り其全質量は可なりの大量に上らなければならない。其結果として豫想さるゝ太陽質量の增加率は莫大なもので、前章に述べた如き理由に據り到底之を認容することは出來ない。で結局我々は斯樣な原因以外に自轉角速度の不均等を起すべき內部的の原因を他に尋ねなければならぬことになつて來る。其は更に後節に於て黑點の成因と併せて考へることにしよう。

第九章　太陽の性體

二九　太陽の實體に關する學説の開展

太陽の實體に關する理論は無論天文學の歴史と共に數百年の昔に遡つて追跡することが出來るけれども、其は殆ど單なる趣味の仕事に過ぎない。實驗を主として數理に確實な基礎を要求する近代科學の研究法と其成果を紹介しようとする現著に於ては寧ろ其領域外のこととして割愛しなければならない。近代科學の行き方による太陽の理論が出始めたのはガリレオが黑點を發見して以後のことで今日迄僅か三百年を出でない。此期間を科學的理論の時代と言ひ得べくんば其以前は哲學的乃至は宗教的理論の時代とも言へよう。科學的理論の時代は更に大別して二期に分けられる。卽ち第一の時代は(一)單に太陽面に現はれた形象の觀測に基きあやふやな推理に據つて太陽其物や之等現象の性體に關し種々

の憶測を逞うして居た時代、(二)分光器の應用が開始されて太陽の內外に於ける物質の性狀を確實な物理學の原理と實驗的方法で詮索し、之に基いて諸種の理論が開展された時代で、其はキルヒホフが分光學の原則を確立した時に端を發し、次第に進んで現在に及んで居る。此第二の時代は更に前後二期に分たれよう。卽ち最近二十年程の間物理學に於て物質內部の構造に關する方面の研究が格段の進歩を示したのに伴つて、其應用に依つて天體物理學上續々新たな領域が開展されたと同時に數理的の研鑽が一層緻密を加へて來たので、物理學が舊物理(ニュートンの)からアインシュタインの新物理學によつて立て直ほされたと同時に、天文學が新天文學から新新天文學へと姿を變へ、其一部門である太陽に關する理論の上にも一新期を劃するに至つたのである。で我々は科學的理論の時代でも主として分光器時代に入つてからの進歩を概觀し、所謂近代の太陽觀を紹介し兼て現代の趨向の一端を窺つて見ようとするのである。

三〇　太陽の性體に關する近代學説

キルヒホフの原則の齎らす太陽の實體に關する歸結は既に前章に於て略說したところで、太陽輻射を單に高溫度に基く現象と見るならば、其れが最も自然の歸趨と思はれるが、連續スペクトルの發源場たる光球の性質及び其內部の狀態に關する結論に至つては未だ容易に黑白を決し難いものが多い。ツォルナー Zöllner 及び一派の學者の所見(一八七〇年前後)では太陽光球は液狀心核を包む白熱狀態の雲層と考へたものである。成程是はスペクトル線の觀測やキルヒホフの輻射律に照らして一應尤もな假設ではあるが、太陽の平均密度の甚だ小さいこと(地球の約四分の一)から考へると固體若くは液體の心核を有するとするのは大分な無理がある。太陽に鐵、ニッケルの如き重い金屬が多量に存在して居ることは分光器的檢證の結果爭はれぬ事實で、若し其れが液體や固體として太陽の內部に藏されて居るものとすれば平均密度が斯樣に小さくはあり得ない筈である。而して左表に揭げた氣化溫度の示す如く太陽の表面又は內部に於けるが如き五千度以上の高溫に於ては大抵の物質が瓦斯體としての外存在し得ぬことが實驗的に分つて居るので、太陽は內部も主として瓦斯體であると見るのが自然である。

第四十五表

元素	氣化溫度(189)(一氣壓)	測定年及ビ測定者
アルミニウム	1800°	1909 グリーンウード
アンチモン	1440	1909 同
鉛	1525	1910 同
クローム	2200	1909 同
鐵	2450	1909 同
黃金	2610	1919 ルフ，ペルゲダール
ヘリウム	−268.8	1911 オンネス
インヂウム	1450	
イリヂウム	電弧	
カリウム	757.5	1905 ルフ，ヨハンセン
コバルト	2375	1914 ルフ，カイリツヒ
炭素	3917 4432(八氣壓)	1920 コーム
銅	2100	1903 フェリー
リシウム	1400 以上	
マグネシウム	1120	1911 グリーンウード
マンガン	1900	同 同
ナトリウム	877.5	1905 ルフ，ヨハンセン
ニツケル	2340	1914 同
パラヂウム	電弧	同 同
燐	287.3	
白金	3804	1920 ファン・リームプト
銀	電弧ニテ蒸發	1909 グリーンウード
水銀	357	
シリコン	1200–1300	1913 ウァルテンブルヒ
窒素	−195.46	1900 バリー

太陽内部の壓力に就いては何等觀測の結果を有せざるも、前章に於て略説した二三の理論的考察に基きて推定するときは、途方もなく大きなものであることは確かである。斯様な高壓の下に於てもなほ物質が瓦斯狀を保ち得るものであるか否かと云ふことは疑問である。其は非常な高溫度に於ける物性の問題であつて、近代の進歩した實驗法を以てしてもなほ太陽内部に於ける如き高溫高壓の下に物性を試驗することは出來ないのであるからして、以上の如き疑問に對しては何等の斷案をも下し兼ぬるのであるが、大抵の物質は如何に壓力を加へても溫度が或る臨界點を超えると液の性質を保ち得ないものであるから、太陽内部の如き一萬度以上にも達する高溫の下に於ては總ての物質が氣體となつて居るものと考へるのが至當である。臨界溫度は若干の物質に就き測定された成績があるのみで、其他大多數の物質に關しては實驗的の材料が無いけれども、種々の根據から一萬度を超えると大抵は液體として存在し得ないものと考へられる。

茲に注意すべきことは非常な高壓の下ではたとへ瓦斯體であつても完全に瓦斯の法則を具有して居るものとは考へられまいと言ふ疑である。或者は之を半

ば液體の如き性質を具へて居るものと考へ、また非常な高溫度にあるため非常に粘性の勝つた、而かも相當壓縮性膨脹性を有つた流動體であらうと考へて居るが、エヂントンが高密度の恆星に對し完全瓦斯の法則をあてはめて理論的に其光度關係を吟味した結果はよく觀測の結果と一致するに由り、太陽の内部は殆ど完全に電離して居るため高密度でありながら完全瓦斯の性質を具有して居るものだらうと論斷して居る程であるから、太陽全體を普通の意味に於ける瓦斯球と見做しても差支ないと考へる。

光球の白光即ち連續スペクトルは如何にして生ずるか。太陽大氣(太陽瓦斯體說に立脚する場合大氣と心核とを區別するのは如何と思はれるが便宜上此文句を用ゐることにする)の中には固體又は液體の粒子を澤山に含んでは居るであらうが、其れが下底に於て特に濃密で連續スペクトルの發源層を成すと考へることは理論上に無理がある。第一下層は溫度が非常に高い。又光壓が强い。從つて粒子の密度はむしろ上層に於て大きくあるべきである。でロッキアーは瓦斯體が壓力を加へるとスペクトル線の幅を增すといふ實驗の結果に基いて、光球の光

を太陽深層の高壓部より發するものと考へるに至つた。同樣の觀測はウィルソン山でキング等が繰り返へし確めたところで一般に信じられて居る現象であるけれども、近年フラウンホーファー線の觀測から出した壓力値の非常に小さいことと撞着するので光球層の高壓說には贊同されない。

最近の原子物理學の觀念に據ると稀薄な瓦斯體でも周圍の條件次第では連續スペクトルを發することが出來ぬことはない。アトキンソン（一九〇）R. d'E. Atkinson は電離した瓦斯內のイオンの電場に因りスタルク效果でスペクトル線の增幅を來し、遂に連續スペクトルになることが出來るといふ說を理論的の立場から主張して居る。實際强度の火花で溫度を思ひ切り高め同時に電離を完全にすると輝線が著しく增幅し連續スペクトルへの轉換を示すことがある。然し又一面に於て此說が正しいとすると、溫度と連續スペクトルの光度分布の關係を表はすウィーンの法則は物質に依り又電磁的の條件に依り異る形をとらねばならなくなるといふ困難が生ずる。

サハ（一九一）は連續スペクトルの輻射は各の波長の光が夫々一つの薄層から發して出來上つたものだらうとの見解を持つて居る。又スチユウォートの推算した如く電離に依つて生じた自由電子の輻射吸收が主要な役目をつとめるものとすれば原子所屬の振動電子と異りあらゆる週期の振動が雜然と入り亂れて生起する結果連續スペクトル卽ち白光を生ずるに至るであらう。之等の說は未だ十分まとまつた形に於て提唱されて居らないから單に好望な一說として將來の發展を期待するに止めねばならない。

三一　黑點及び關係諸象の性體

太陽面に生起する各種の現象は悉く太陽黑點に關聯して居るものである故に、黑點生滅の機巧を探究するといふことは隆角、白斑、其他諸象の性體に光明を與へることとなり、又黑點の理論は同時に他の形象の說明に役立つものであらねばならぬ。

先づキルヒホフの黑點論から始める。地球大氣の所々に浮ぶ雲層が水蒸氣を含む空氣の冷却に依つて生じた凝結水滴の群集したものであることは今更說く

迄もない。太陽の大氣中に於ても何かの原因で其組成分たる各種の高熱瓦斯が凝結を起し一種の雲層を形成することは不可能でない。すると此雲層より上方に於ては光球面の輻射が遮蔽される結果冷却を起し雲層は上へ上へと成長して行くものと考へられる。而して其れが光球の光を遮る結果其部が闇黒に見え所謂黒點を現出するに至るだらう。第一雲層の更に一段と上層に於て第二の雲層が出來る。而してそれは第一雲層より薄くして廣い面積を占める故に、第一雲層の周圍にはみ出し其部分が下の光を多少すき透して半黒に見え、中央部は雲層厚きため格段の闇黒さを保つて居る。斯くして本陰影と半陰影の區別が出來るものであらう。而して雲層の上に在る大氣は輻射を遮られて冷却する結果下降氣流を生じ其層面に達するに及んで四方に吐出され、其流線に沿うて雲粒が縞狀の配列をなし半陰影の放射狀縞模樣を現出することにならう。斯ういふのがキルヒホフの理論の筋であるが凝結が起きても絶えず之を促進するやうな作用が續いて働かなければ雲層は忽ちに消散してしまはねばならない。下からの輻射を遮つて上層に於ける雲の成育を助けるといふことは下層の雲が安定であるといふ斷定の下にのみ許さるべきプロセスである。凝結粒子群は輻射能が大きくて其部が反つて周圍よりも強く輝き而して上層が反つて溫められるといふ結果にならぬとも限らない。

ツォルナーの黒點論も遮光層の成生を說く點に於てキルヒホフのに似通つた所があるが、全體を包む雲層は光球の輝きを添へるものであり同時に內殼の冷却を防ぐ覆被と見做され、其一部に生じた裂害が熱の放射を助くる結果內球（液體）の表面を冷却せしめて固體の浮揚物が出來、其部に對する熱の供給が阻碍されるため冷却が更に進行して輻射が弱り、其結果闇黒に見えるのだと考へて居る。而して、之が黒點本陰影の性體で其上面近くに生ずる雲層が半陰影として現はれるのだといふのであるが、斯樣な恆久的の雲狀覆被が平衡狀態として成立ち得るものとは思へないし、固體の冷却成生物が一時出來るとしても太陽の如き高溫度に於ては永續し得ないことは明かである。無論くつきりとした界面の存在を否定する今日の太陽瓦斯球觀に於ては、固形物が表面に浮游するなど云ふ考は容れらるべくもない。ツォルナーの學說に於て紅焰を氣泡の爆發に伴ふ瓦斯の噴出となす

す如きは今日の太陽觀に於ては一顧の値なきものである。

セッキが隆角（プロミネンス）を以て太陽内部に於て或種の化學作用で起つた爆發に伴ひ噴出する瓦斯であると考へ、噴出柱が太陽面に投影された場合に其吸收作用に依つて黑點を現出するとしたのは卓見といはねばならない。殊に黑點に於けるスペクトル線の特性をも之に依つて說明しようとしたのは一段の進歩である。金屬吸收線の特に增幅することや二重反彩の現象を濃密な厚く盛り上つた噴出瓦斯の作用に歸したのは不十分ながら近代的の論法に一歩を蹈み入れたもので感服の外ない。噴出した瓦斯は重力で復び周圍に落下し其勢で光球面を押し下げ且中央の闇黑瓦斯塊に向つて急激に流れ込む結果として半陰部の放射縞、時としては螺旋形の縞を形成し、而してウィルソン現象として知らるゝ凹狀を示すものであると言つて居るが、同一の場所から長い間同じ狀態の噴出が持續さるゝといふことは化學作用に依る爆發現象としては受取れない。それには連續的にエネルギーを供給するものがあつて定常的の局部的循環系を維持して行くのでなければならない。而して太陽の熱度に於ては多くの物質が解離して居なければならんのでセッキの想像するやうな化合が内部に於て屢〻起り得るものではなからうと思はれる。尙セッキの考では黑點は噴出瓦斯が主として金屬性である場合に限つて出來るもので、水素紅焰の場合には其が吸收層の物質を押し除けるのと光球が其部に於て吸收層の淺い所迄陷凹するので反つて光輝を增し白斑が出來ると考へて居るが、何故に場合によつて主に水素を噴出したり又主に金屬を吐き出したりするかが明かでない。

ファイエ Faye が同じ頃唱道した黑點論に於てもやはり黑點の「黑味」を比較的冷かな瓦斯の吸收に歸したのは近代的分光研究の結果と符合した卓見である。殊に上層大氣の渦卷を黑點成生の主因と見た點は最も指摘すべき特色であらう。地球大氣中に出來る龍卷や颶風（低氣壓）と似寄つた渦卷が太陽上層の水素層に出來、周圍から其中心に向つて水素其他稀薄な瓦斯が螺旋狀に流れ込む。此渦動は次第に下層に傳播して行く。中心に流れ込んだ瓦斯は下方に吸ひ込まれて行く。其結果中心では比較的冷かな瓦斯が柱狀に堆積する。斯くして此瓦斯柱の吸收作用が黑點心核を現出せしむるのであるといふのがファイエ說の骨子である。

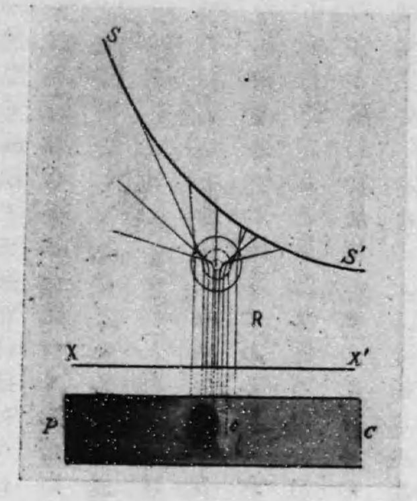
而して隆角に關しては下降水素流が大氣下底に於て四方に吐き出され其間に更に高熱を賦與されて上方に奔騰するものであるといふので、黑點中心と其周圍の區域間に局部的の對流系を想定するものである。上層に吹込、下層に吐出運動があるといふことは正しく近年の分光觀測の結果と一致する所であるが、渦動エネルギーの源泉に關しては明かにする所がない。下降瓦斯柱が周圍に比し著しく低溫度であるといふことも單に上層の低溫部より來たるの故だけではきまらぬ問題であつて大氣の溫度勾配(上下の)が異常に急峻であるとせねば成立たぬ議論である。周圍から上昇し膨脹の結果冷却した瓦斯の中心に吸ひ込まれたものだとするも同樣の非難を免れない。近代の觀測や理論では少くもカルシウムのg線の層(氣壓約一萬分の一氣壓、高さ五千粁)以上では溫度勾配は非常に緩かなものとされて居る。ファイエの考へる如き現象ありとすればそれはずつと下層の數百粁間でなければならない。黑點の輻射吸收が主として下層のスペクトル線に限られて居るといふ事實を握らぬ限りは下降瓦斯流を以て黑味を解釋することは出來ない。

黑點周緣部の放射狀構造はやはり吹込の流線として解釋し、ウィルソン現象は、中心と周圍の氣溫差從つて光差が下層に於て顯著になり恰も黑塊が下底に沈下して居る如くであるといふ考で說明される。

シュミット A. Schmidt が太陽は瓦斯球であつても密度の分布が或る特別の條件を充足して居れば輪廓がくつきりと見えるといふ道理を說いたことは既に前章に於て述べた通りであるが、此理を太陽大氣中の所々に生ずる異常な密度分布に推し擴げると、黑點其他の現象は光球の各所から發する光が大氣を通つて外部に出る際異常屈折に依つて種々の特殊な光度分布を呈するがために現はれるものではないかといふ奇拔な理論が生まれる。此學派の見解を代表し極度に「光學的幻象論」を振りかざして居るのはジュリウスである。

前記の如くジュリウスはスペクトル線の極めて近くでは光の屈折係數が非常に大きくなる結果異常分散や異常擴散を起し、光球面の光が遮られたり若くは特に强まつたりするので黑點其他の現象を呈するのだと主張して居る。ジュリウスの考もやはり渦卷說に根據を置いて居るのであつて、其說では、渦卷の中に於て

は瓦斯の密度が中心に近づくに従つて次第に低減して居り其低下率は心核に近い程著しいとする。渦動軸が光球面に大體垂直であるとし、光球面の一部SSに於ける斯様な渦巻を地球から見ると、心核に近い所から來る光線は密度勾配最大の所を通るので彎曲が甚だしくaaの様な道筋をとり、芯からの距離に應じてb、c、c、……といふ様に漸次彎曲度を減じて行く。aaの如き線は光球面外の光輝の微弱な大氣中から來て居るので光薄くして黒點心核の微光部を形成するが、bの如き線は光球面に對し非常に斜めに出發して來るので吸收が著しく利いて光輝の強い部となり、白斑が現はれる。本陰影と半陰影の境界は太陽の水平線である。半陰部の放射的な刷子狀構造は渦動の成層面(例へば圓筒狀)に於ける壓力波に因つて生ずるものとし、「光橋」の突如として心核を横ぎり言語を絶する大速度の噴焔が現はるゝなどいふことは皆密度の急激な變化から起る光線通路の曲歪といふことに據つて難なく解釋することが出來る。是が黒點及び之に關聯する諸現象の正體に對するジュリウスの假設である。ジュリウスの説は前にも述べた如き非難があり一般の認容するところとならない。



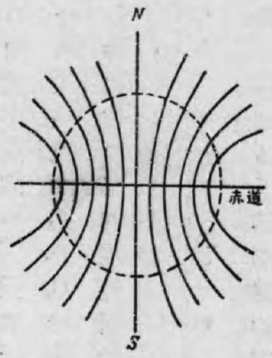
第九十五圖　異常分散に依る黒點の成立

前記諸説に於て假定された様な渦巻の成因に關しては、流體力學上最も難解の問題に屬し、容易に説を立てることは出來ないが、エムデンはヘルムホルツの大氣波浪説を利用して巧みに之に解釋を與へて居る。無論此説にも種々の難點はあるが此方面に於ける代表的の理論であるから一例として其梗概を掲げる。

一般に密度の著しく異つた流體が境界面に於て接觸しつゝ之に沿うて相對的に運動して居るときには、其面に波動を生じ速く動く方の流體の運動方向に傳播して行くのは周知の事實である。水面を吹く風の作用で波の起るのも其一例で

あるし、地球大氣中の波狀雲の成生なども此考からすると上下に溫度の急變層が重り合つて其境界面に沿うて互に滑り動く結果として生ずる波浪と解釋することが出來る。斯樣な浪が高くなると遂に其頂部が卷き崩れて渦になるといふことも磯波などの經驗から明かであつて、また理論上からも相當支持さるゝ事柄である。

此理論を太陽に應用するに當つてエムデンは對流平衡の考を基礎にし、上層で冷えて重くなつた瓦斯が沈下し、之に入れ替はるために上昇する瓦斯ありて各所に上昇流柱と下降流柱とが錯綜して存在して居るものと考へた。上昇流と下降流の接觸する所の狀況を考へるに、上昇流の方では下方の溫度高くして自轉實速度遲き所に發する瓦斯であり、下降流中に在る部分は低溫高速の上層に發したものであるため、相當の溫度の差を保有し且東西運動の速度が著しく異つて居る道理である。之を全體として考へると速度と密度を異にする幾つもの層が接觸して存在し相對的に滑り動いて居るといふことになるのである。此境界面の形狀はエムデンの計算に據ると左圖の如き切口を有する回轉面系である。尤も太陽



第六十九圖
太陽内部に於ける不連續面

の中に常に斯樣な不連續面が完全に成立つて居るといふのではなく、平均に於て斯樣な位置に不連續面が出來勝ちであるといふ意に過ぎない。而して偶〻或る條件に依り何所かに此種の不連續面がよく發達するときは其所に前記の如き渦動が生じ、若くは生じ易い狀態になるのである。つまり斯樣な面が斷片的に、一時的に、而して局部的に區々の度合を以て出現するといふのである。

エムデンは太陽全體を完全瓦斯とし、粘性を度外視し且子午線の方向に於ける運動なきものと假定し、斷熱的對流平衡の下に各部が東西の向きに定常運動をなせるものと考へて、流體力學の式から

$$\frac{dV}{dx}+\theta\frac{d\Pi}{dx}=0$$

$$\frac{dV}{dr}+\theta\frac{d\Pi}{dr}=\frac{\Omega^2}{r^3}$$

なる式を誘導した。但し r は自轉軸(z)からの距離、R は中心(原點)よりの距離で、Ω は回轉運動量、V は

$$V=-4\Pi\left\{\frac{1}{R}\int_0^R \rho R^2\,dR+\int_R^{R_2}\rho R\,dR\right\}$$

なる式で表はされ、θ はポテンシアル溫度に比例する量である。又二つの不連續面間に含まるゝ θ 及び Ω の均等な層の中に於ては

$$V+\theta\Pi=-\frac{1}{2}\frac{\Omega^2}{r^2}+C$$

なる關係が成立つ。玆に π は壓力に比例するパラメターである。

今 θ_1 Ω_1 C_1 及び θ_2 Ω_2 C_2 できまる (1) (2) なる二つの隣接薄層を考へるに $\Pi_1-\Pi_2=0$ なる條件に依つて其境界面の方程式が得られる。卽ち其面と子午面との切口は

$$V\left(\frac{1}{\theta_2}-\frac{1}{\theta_1}\right)=\frac{1}{2}\frac{1}{r^2}\left(\frac{\Omega_1^2}{\theta_1}-\frac{\Omega_2^2}{\theta_2}\right)-\frac{C_1}{\theta_1}+\frac{C_2}{\theta_2}$$

で與へられる。其切線の方向を與ふる式としては

$$\frac{dx}{dR}=r^3\frac{dV}{dR}\left(\frac{\theta_2-\theta_1}{\Omega_1^2\theta_2-\Omega_2^2\theta_1}\right)$$

が得られる。其値は(1)の方が溫度高くして角運動小なるときは常に正で大體前圖の如き形となることが明かであるし、又溫度相等しく角運動のみ相異るときは零となり不連續面は z 軸(自轉軸)に平行なる軸を有する直圓筒となる。

又 $\theta_1>\theta_2$ なるときは

$$\left[\frac{d(\Pi_1-\Pi_2)}{dR}\right]_{r=\text{const.}}=\frac{dV}{dR}\left(\frac{1}{\theta_2}-\frac{1}{\theta_1}\right)>0$$

$$\left[\frac{d(\Pi_1-\Pi_2)}{dr}\right]_{R=\text{const.}}=\frac{1}{r^5}\left(\frac{\Omega_1^2}{\theta_1}-\frac{\Omega_2^2}{\theta_2}\right)$$

なる故に不連續面は安定であつて、太陽中心を圍る同一球面上に於てはポテンシアル溫度高くして角速度小なる方が極に近い側に在る。從つて太陽表面では極に近い方が赤道部より高溫であるといふことが出來る。

不連續面の方程式は自轉軸を X、赤道面を YZ の平面とせる直軸に照らせば

$$\frac{d\omega}{dy}=\frac{1}{x}\left\{\frac{R}{r^3}\frac{dV}{dR}\frac{\phi(\Omega,\theta)}{}-y\right\}$$

なる形にも書ける。但しφは

$$\phi(\Omega,\theta)=\frac{\theta_2-\theta_1}{\Omega_1^2\theta_2-\Omega_2^2\theta_1}$$

なる式を表はすものである。此式からして不連續面は赤道面と直角に交ることが分る、而してφが小さい程此面は赤道に對する垂直面に近くなる故に、兩側の層の溫度の差と角速度の差が大きくなる程曲率が增大する。

同一の層内に於ては回轉運動量の一定であると云ふことからして、角速度は自轉軸よりの距離rの二乘に反比例し、實速度は其一乘に反比例するといふことが言へる。從つて二層の接觸面に於ける速度の差は自轉軸に近づく程大きくなる。卽ち太陽の内部に入る程不連續面に於ける滑べり動が著しく從つて渦動成生の傾向が顯著になつて行く。で渦卷の源は内部に在つて其が表面に傳播して來るのである。

極に近い部では瓦斯の垂直方向の對流が不連續面に沿うて行はれる結果として比較的自由に行はれるが、赤道部では之が不連續面で支へられるやうになり、而かもロールの成生は益〻上下の速度の平均しようとする傾向をにぶらせる。換言すれば極の方では表面の角速度がにぶり易く赤道部ではにぶりにくい。斯樣にして太陽自轉の赤道加速を說明することが出來る。

エムデンは黑點を以上の如き機巧で生じた渦卷の中心に於ける低壓部に周圍から瓦斯が吸ひ込まれて行く過程とし、又渦動が内部に潛み表面に現はれぬときは白斑を生ずるものとして居る。

黑點の分布に關してエムデンの說く所は次の如くである。境界面に於ける不連續の度合は深部程著しいことは前記の如くであつて、赤道部では境界面が十分深部迄達して居らぬため黑點渦動は起りにくい。又遙かに極の方に至れば境界面に於ける實速度の差が小さくなる故にやはり渦が生じにくい。從つて黑點は主として中緯度に出現する。

エムデンの理論は或る點に於て甚だ巧みに諸々の現象を說明することが出來

るが、其基礎假定としたところの對流平衡なるものが太陽の實狀に適應せるものであるか否かは甚だ疑なきを得ないので實際にはむしろ輻射平衡に近いものと考へねばなるまい。況や南北運動の除外、粘性の閑却等止むを得ぬ策ではあるが異論の餘地も少くあるまい。

ジユリウスはエムデンの渦動論を極端に持ち廻はつて、紅焔の異常上昇速度を始め異常密度勾配の傳播する爲に現はるゝ光象の移動として解釋し、從來物體其自身の運動として說明することの不可能とされた其の行詰りを打開しようと試みたが、そもそも密度配布の傳播といふことが毎秒百粁といふやうな高速度を有し得るであらうか其が第一疑問であると思ふ。更に黑點出現度の週期性をばコロナ圈の外迄も延長せる不連續面の影響で起る光線屈折の爲地球からよく見えるときと見えぬ時との差別を生ずるのであるとして居る如きは寧ろ脫線の氣味あるものと言つてよからう。

オツボルツァー(一九三)はエムデンと反對に均溫平衡に近いものと考へて計算をして居る。先づ黑點部の吸收が光球の雲層に生じた裂罅中を低溫の瓦斯が塡充したものであるとし、其上には異常に溫度の高い層があると考へ、裂罅の出來るのは上層から沈降して來る瓦斯が壓縮昇溫の結果凝結粒子を蒸發せしめたためで、其に伴つて其上部の大氣は異常に透明になり下層の放熱を促進する結果裂罅の下底に於ける瓦斯が冷却するのだとして居る。此說は着想を地球大氣の高氣壓性冷却の現象に取り、ウィルソン現象を强ひて說明せんとしてこね上げたかに見える。黑點の中央部に放射狀構造なく至つて靜寂にして吸收線の曲歪を認めないのを以て渦動が無い證據として居るが、之は渦動を否定する理由にはならない。

黑點出現の週期性の原因に關しては未だ滿足なる說明を與へた者がない。惑星の引力(起潮力)が之と關係あるかの疑を以て研究した者もあるが、理論上其起潮力は甚だ微弱なものであつて黑點發生上格別の役をするものでないことは明かである。ゼルマイアー W. Sellmeier は木星と金星が太陽に對し同時に「衝」又は「合」の位置に來る年數を計算して約十一年となることを確め、又エクホルム N. Ekholm の研究も同樣の結果に到達したのであるが往々惑星の位置と黑點數の極大とが伴はぬ場合があるので兩現象の因果關係を主張する根據とするに足らない。エク

ホルムはコロナの荷電粒子に對する惑星の電力に依つて其流線の變形を起し太陽各部の熱放射に異狀を呈する結果其大氣の氣流に變調を生じて黒點發生の機緣の濃淡が出來るものだらうといふ假設を提起して居るけれども、計數的の根據が甚だ薄弱であるし、惑星の位置に伴ふコロナの變形に就いては何等實證の材料がないので、單に一個の可能な因子として多少の考慮を拂ふに止めねばならない。惑星の作用が顯著なものであれば黒點數の調和分析に際し相當の週期が算出されねばならんのに諸家の計算は未だ十分に其證跡を擧げ得ない。

流星群が其軌道の近日點に於て太陽に吸引されて落下するためにエネルギーの增大を來し太陽瓦斯の活動を促すといふことが黒點の生因だと考へて居る者もある。ターナーは黒點出現數の週期が時に急變（不連續）することに着目し約十一年の週期で運行する一つの流星群が三三年の週期を有する獅子座流星群に會して其重力で加速若くは減速さるゝ結果、落下數極大の時期が平均週期に比して前後にずれるものだとして居る。ターナーは這の不連續期は一七六六年、一七九六年、一八三八年、一八六八年、一八九五年に當り此は獅子座流星群が近日點近くに來て攪亂作用を逞うし得る時期であるとして居るが、斯樣な「黒點流星群」は未だ觀測されて居ないものであるからあまり重きを置くことは出來ない。

之を要するに以上の如く黒點の成因を外界の作用に求むる學說は觀測上からも又理論上からも吾人を首肯せしむるに足らないので、別に內在の力學的プロセスに向つて探究の眼を轉ぜねばならない。

ウィルシングは太陽自轉論に於て太陽物質の不均整分布から生ずる振動的流動を以て黒點數や隆角出現度の消長の原因と見、又ウィルチンスキーは回轉的振動に伴つて密度溫度の週期的變化を起し、其れが太陽活動の增減を齎らすものと考へたが前にも述べた如く何れも實狀とは大分懸離れた假定の上に論を進めて居るのみならず、週期の長さを計算して觀測と照合することが出來ないので理論としては甚だ不十分の憾みがある。

ハーム（一九四）は放熱收縮と、收縮昇溫と、次いで起る膨脹との繰り返しに依る一種の脈動に伴つて起る週期的の爆發として太陽活動の循環期を說明しようとして居る。今a_1なる所にある光球が輻射冷却の結果收縮してa_2 a_3 ……と次第に內方に退い

たとする。此變化は或る程度迄光球が收縮して(例へばa_n迄)、發生する熱と放射する熱とが平衡を保つに至る迄進行するのである。然るに霧圍氣は外面に在つて冷却し易きため更に濃厚を加へ光球よりの輻射に對する遮蔽作用を增し、其下底に於ける溫度が高まつて來て、遂に溫度勾配が非常に急峻となり、極度の不安定釣合が現出するに至るだらう。此時些かの刺戟を受ければ釣合が崩れて內部から高熱の瓦斯が隨所に奔騰し、又上方から冷えた瓦斯が流下し來つて激烈な對流が起らなければならない。卽ちボテンシアル・エネルギーが一種の張力として蓄積され、次第に其が增大して或る限度を超えると平衡を破つて動的のエネルギーとなつて現はれるものである。暫らくすると攪拌の結果上下の溫度が平均して釣合が復舊する。而して更に上層の冷却に伴つて同前の經過を繰り返へす。

ハームは數理的に此種の對流の起る度合卽ち太陽活動の經過を表はす曲線を求め、其の上り坂が急で下り坂の緩なることや、上り坂の特に急な時には次いで來る極大が特に著しいことを擧げ、觀測から知られて居る事實と一致することを指摘して居るが、其數理には可なり重大な缺點があり且取扱方が抽象的で數理とし

て重きをなすに足らない。

同樣(一九五)な着想で脈動に依つて太陽活動の週期性を說明しようとした者に近頃出たベロの說がある。太陽が赤道及び極に於て交互に縮張する結果として對流や溫度分布に變化を來し黑點數の消長を現はすと云ふのであるが、計算に依つて出て來る週期は何日といふ程度であつて、十一年といふやうな長い週期がどうして導き出せるかといふことに對する數理的支持點が甚だ薄弱である。

東京帝國大學の寺田敎授も同樣脈動論を唱へ、又エヂントンが、セファイド變光星の研究に用ゐた如き脈動も可能だが、やはり週期の長さといふ點が困難である。

三二　太陽の生立と行末

時々刻々に莫大なエネルギーを放捨して止むことない太陽が這の消失に瑞を發する諸現象の生滅と轉變に依つてエネルギー轉換の理法の嚴乎として全宇宙を支配せる事實を吾人に示して居るとともに、恆久の過程に於ても亦步々漸變の行路をたどりつゝあるものだといふことは物理學の原則に照らして否むことが

出來ない。之を天文學上天體の開展と稱へる。絶大な體積を有つた稀薄の團塊が重力のため次第に收縮し、收縮に依つて生ずる熱量を以て赤熱、黃熱、而して更に白熱の球體に進展するものだとするヘルムホルツの假設に關しては既に詳述せる所であるが、其着想は遠くカント、ラプラースの唱道した星雲說に緒を得たものと考へられる。當時の星雲說は今日の進歩した物理學の理法から見て受入れ兼ぬる數多の難點を有し、大なる更正を要するものではあるが、依然として此觀念が諸說の基調を成して居るといふことは彼等先哲の偉大を物語るものである。

カントの理論が觀測事實と重力の原則に基いて唱へられたものであることは特筆せねばならない貴さである。カントの出發點は各惑星と當時知られた總ての衞星が悉く太陽の周圍を太陽の自轉と同方向に圍つて居るといふことを解釋するためには始源に於て加へられた或る共通の作能を想定する必要あること、及び總てが同方向の公轉をなすことは嘗て其の間に存在した物質的の連鎖に依つて共同動作を强ひられたものとせねば說明し難いことであつたのである。然しカントの理論の中には到る所に彼一流の哲學的の思想が流露して居る。太陽系の總ての個體は渾沌たる全體から分化し、無差別均整の渾一狀態に應はしい靜寂は所々に結ばれた心核の吸引作用に依つて破られ、次第次第に個體の運動を惹き起す。而して最强の引力を有する個體に向つて諸方より引寄せられて行く。初は中心體の方に眞直に動いて行くが、其軌道は中間媒質の彈性と個體同士の衝突の結果雜多な曲線軌道になつて中心體を週行する。衝突の結果自轉が生ずる。之等微小個體は相互に衝突し融合成長して次第に大きさを增して來る。之が惑星の前身で中心體は太陽の始である。同樣にして惑星の周圍に衞星が生じ又惑星の自轉が起る。

以上はカント星雲說の梗概であるが之を今日の力學的考察に照らすときは見遁すべからざる缺陷がある。卽ち最初心核として成生された多數の微小個體は全體の重力中心に引寄せられ結局唯一個の自轉中心體が出來上り決してカントの信じたやうな多數の惑星に分れるやうなことはないのである。又カントは太陽及び惑星の自轉は中間の媒質の彈性を仲介として次第に其速度を增し今日の狀態を釀成したものと考へて居るが近代的力學の原則からは斯樣なことはあり

得ないのである。

ハーシェルも同樣な說を立てたが、其は彼の得意な星雲の觀測に基いたもので あつて、蒸氣の如き物質より成る厖大な發光體が次第に濃密になり、其最濃部を中心として次第に引きしまり、遂に一つの恆星(卽ち太陽)になるものだと考へたのである。各種の星雲を這の收縮過程の所々にあてはめたのも面白い。卽ち形の不規則な茫漠とした星雲は收縮の未だ始まらぬもの(第九十七圖)、形の稍まとまつた光の濃い星雲は內奥部で可なりに收縮が進んで恆星が出來かゝつたもの(第九十八圖)、星狀の心核を有するものは旣に恆星が出來上つたものと見て居る。

ラプラースもやはり惑星の自轉や公轉が總て同方向で殆ど同一の平面內に運動し且軌道が大體圓形であるといふことに立脚してカントと同樣の說を唱へた。ラプラースの考に依ると之等の事實を說明するには惑星なるものが太陽と共に自轉する廣漠たる大氣中に出來た物だとしなければならない。其カントの說と異る點は渺溟渾沌の原始狀態に遡らずに、何時の頃からか中央に心核を有する星雲が存在して居るものとして其行末を考へて居るのである。力學的に見て此說

第九十七圖　サジタリウス星座の星雲
(てウィルソン山に於て六月三十日一九二一年)