

磁力層與其對高緯度擾動之關係

楊 盛 祖

編者按：作者四年前畢業本系，攻讀地球物理。

第一章：磁力層 (Magnetosphere) 之結構

引言：

地球之偶極 (Dipole) 磁場因太陽風 (Solar Wind) 之壓迫而變形為一圓球頂之圓柱。其整體結構可區分如下：

1. 穩定區 (Stable Region)：此區約成一半球，其半徑約十地球半徑。在其偶極形態之磁場中捕獲有帶電之質點。
2. 磁層頂 (Magnetopause)：穩定區與過度區 (Transition Region) 之界面。一向外移動之人造衛星在通過此界面時，能測到原來有條理之磁場突變為無秩序且多變。
3. 過度區：此區中之磁場無秩序且多變。其中電漿 (Plasma) 亦如此，且具各種程度之能量。
4. 震波 (Bow Shock)：磁力層最外之界面。此界面以外即無地磁力線之影響力，而電漿一變而成單向、單能量與均勻之流體。

磁層頂 (Magnetopause)

Chapman 與 Ferraro 於 1931 年首先提出一革命性之假說以設法解釋太陽黑子 (Sun Spots) 之活動性與地磁爆 (Magnetic Storm) 中間之關係。他們假設地球之偶極 (Dipole) 磁場因受發自太陽之高速游離質點之壓迫而變形，此假想之高速游離質點即近年人造衛星所證實之太陽風 (Solar Wind)。

地磁力線因太陽風之壓迫而被局限於一有限空間中，此空間即所謂磁力層。磁力層之界面上——即磁層頂 (Magnetopause) 有太陽風所形成之界面電流，太陽風中之質點被限於界面之外，然而其速度與密度之變化卻能導致磁層中磁力線分佈之變化。

磁層頂之形狀可根據下列三基本公式求得：

$$(1) H_p = -\frac{M_p}{r^3} (I_r 2\cos\theta + I_\theta \sin\theta)$$

$$(2) \frac{H_s^2}{8\pi} = 2mnv^2 \cos^2\psi$$

$$(3) H_s = 2f(I_p \cdot H_p)$$

假設在未經太陽風壓迫之前，地磁場原為偶極磁場，如公式(1)。公式(2)之左端為在磁層頂之地磁磁壓，右端為太陽風中高速質點因被磁層頂反射而在單位面積上獲得動量之變化。在公式(3)中，假設在磁層頂上之地磁強度為原來偶極磁場同方向分量之 $2f$ 倍。在(1)、(2)、(3)式中 I_r, I_θ 為球座標中沿 r 及 θ 之方向之單位向量， H_p 為偶極磁場， M_p 為一常數， H_s 為磁層頂磁場（無法線分量）， m, n 及 v 分別為太陽風中質子之質量，密度及速率。此外， ψ 為磁層頂無線與太陽風方向間之夾角。

$\cos\psi$ 必須不大於零，而磁層頂必須交太陽與地球線於太陽與地球之間。根據公式(1)(2)(3)及以上兩限制，我們可算得磁層頂之形狀如下圖（圖1），至於詳細之計算步驟可參考 Spreiter & Briggs (1962)

上述之假設自然太過簡化，我們略去了磁層頂以外之震波效應，以及行星際磁場 (Interplanetary Magnetic Field) 並略去磁層中環電流 (Ring Current) 之可能，又以一偶極磁場作為地球原磁場之近似（公式(1)），然而此種種近似並不對最後答案有很大影響。根據人造衛星之數據，電磁層頂之理論位置與實驗相去不遠（如圖2）。

震波 (Bow Shock)

當一超音速流體通過一障礙物時，必在物前產生一震波，如超音速飛機之音爆即為一例。在震波面前後之流速、密度、壓力及溫度均為不連續的 (Discontinuous)。

震波產生之必要條件一為流體與障礙物間之相對速度為超音速，二為障礙物之線性空間 (Linear Dimension) 必須較流體中平均自由碰撞路徑為大 (Collisional Mean Free Path)。太陽風之平均自由碰撞路徑約為 $\sim 10^6$ km，遠較地磁層之線性空間 $\sim 2 \times 10^5$ km為大，因此，對於太陽風而言，地磁場實不足形成一障礙物，因而震波亦無從因粒子間之碰撞而產生。

但是，我們知道太陽風粒子間之作用力不僅為碰撞，事實上，行星際磁場構成粒子間之一種連鎖，而

使粒子間能量與動量不須碰撞而得以傳播，因而一切流體中之現象——包括震波——均在太陽風中有類似之演出。

由人造衛星測知，太陽風之密度均為 10 protons/cm^3 ，流速約 500 km/sec. ，而其中之行星際磁場則約為 $5r$ ，根據以上之數據，並假定該震波為流體動力之形式，Kellogg (1962) 及 Spreiter & Jones (1963) 計算出地球震波之形狀（如圖 2）。因為太陽風中之主要機械作用為磁力而非庫倫靜電力（Coulumb Force），而震波必然為無碰撞（Collisionless）形式，他們計算中之假設顯然不成立。然而，如圖所示，他們計算之結果與實驗之數據極相吻合。

根據質量、能量與動量不滅原理，我們很容易得到在震波面前後太陽風之馬赫數（Mach Number）為 10 ，而其熱容比為 $\frac{5}{3}$ ，則在通過震波面後其壓力，密度與溫度會分別增至 125 、 4 及 30 倍。

當太陽風通過震波而後其方向、密度、能量譜及其中之磁場均呈極端的擾動現象，這位於震波與磁層頂之區域叫過渡區（Transition Region）。在通過震波之前，太陽風原為一大致均勻、單能量之單向流體，而其中之粒子速度亦應大致等速，由於地磁層之障礙，使此超音速之流體被擾動，而此擾動僅向下流傳導，過渡區之作用即在使此失去平衡之流體重新因磁力作用而漸趨平穩。

目前，震波形狀之正確計算，雖尚未有人獲得，過渡區中之機械作用也尚待研究。然而，由電漿（Plasma）物理實驗之結果，我們相信，蘭道消挫（Landau Damping）及各種不同的非線性流磁波（Non-linear Magnetohydrodynamic Wave）能取代庫倫碰撞而使過渡區中之電漿趨向等分能量（Equipartition of Energy）及馬克斯威爾速度分佈（Maxwellian Distribution of velocities）。

在通過震波後，超音速太陽風整體運動之動能大部份轉變為粒子之熱能，因而，在過渡區中太陽風之速率低於音速（在目前情形應以 Alfvén Velocity 取代音速），然而，當粒子繼續流向下流時，其整體速率又漸增至音速以上，最後，當粒子被加速至太陽風原有之速度，以致與震波以外之太陽風粒子不可分辨時，震波與過渡區便逐漸自然消失。

造磁力層內部構

現在，我們對磁層頂及其以外都有了大致概念的，以下便是對磁層頂以內地磁力線分佈的討論。

地磁層中磁力之分佈主要受下列四因素之支配：一、地球本身的磁場，二、磁層頂電流（以下稱 C. F. Current），三、環繞地球的圈電流，四、位於磁尾（Magnetic Tail）中的磁尾流（tail Current）此外電離層電流（Ionospheric Current）及地流（Earth Current）均可忽略。

地球本身磁場可大致視為一偶極磁場 C. F. Current 則由磁層頂之形狀可以算得（見 Midgeley 1965）圈電流之正確分佈，強度及位置尚未能完全確定，

但對地磁層而言，其作用大致為沿軸對稱（Axial Symmetric）因為根據理論及實驗報告，可知圈電流流動方向大致與地磁赤道面（Geomagnetic Equator）平行而環繞地球運行，以便捷計，圈電流之作用可暫時去略，至於圈電流之詳細討論可參考 Akasofu (1963)，此外，磁尾流位在背日面（Anti solar Direction）之地磁層中，因此對於向日面地磁層之作用不大，磁尾流之強度與分佈可根據人造衛星在背日面所得之磁場數據而得一大致之估計。

Mead (1964) 略去圈電流及磁尾流之效應計算出地磁層磁力線之分佈如圖 3，如果加上磁尾流之效應則應如 Willian and Mead (1965) 計算所得之圖（圖 4）。

Mead 所得之地磁層特性如下：在 $L=4$ 以內之磁力線與偶極相近，其因 CF Current 而導致之變形僅在 $L=4$ 以外方呈顯著， L 為 Mc Idwain 助變數，代表偶極磁力線與磁赤道面交點與磁心距離之地球半徑數，在 $\pm 83^\circ$ 緯度以上之磁力線全部被太陽風拉向背太陽方向，在 $\pm 70^\circ$ 處有二「零點」（Null Points）在零上處之磁場強度為零，此二零點即 Spreiter and Briggs 之磁層頂中的 Neutral Points（見圖 1）。此外，因為高緯度磁力線長而多擾動，

以上被補粒子（Trapped Particles）不可能存在，然而，經 Willian & Mead 之修正，他們根據衛星 Injin III 之數據判定，在子夜子午面上因為磁尾流之存在而使被補粒子只在 69° 以下可能存在，子夜子午面方面則不受此磁尾流之影響。

開放模式（Open Mood）之磁力層：

在以上討論中，我們假想之磁力層沒有法線分量穿過磁層頂，全部地磁力線被封閉在磁層頂以內，在 $\pm 75^\circ$ 緯度之磁層頂面上有 20 型之零點，太陽風之粒子僅能自此 20 型之零點穿入磁力層，此種型態之磁力層被稱為封閉模式之磁力層。

然而，部份科學家主張應有部份地磁力線與行星際磁力線連接（見 Petschek 1963, Dungy 1958）此即開放模式之磁力層，此種模式存在之條件為 Sweet Mechanism 見 Sweet Mechanism 見 Sweet 1918 Parker 1963 Pelscher 1963）之有效及南向之行星際磁場之存在，此種模式之地磁層有二， χ 型之零點（如圖 5）太陽風之粒子不但能由此二型之零點進入磁力層亦可能由地磁層上下方沿磁力線進入。

根據 Petschek 之計算僅 $10\sim 20\%$ 之南向行星際磁力線與地磁力線連接。

有的人相信地磁層之型態在太陽平靜時期（Solar quiet time）為封閉型，而在太陽活動時轉變為開放而地磁暴即在此型態轉換之表現（見 Sonnerly 1965）。

磁尾（Magnetic Tail）：

在沒有任何理論性預測之時，人造衛星 Eopilo-rer 10 在 1961 年 3 月發現磁尾之存在，然而直到 1965

人造衛星 Imp I (Anderson et al 1965) 才予以證實並確定。

在磁尾中之磁場全部為沿放射方向 (Radial Direction) 在背日面磁尾之南北二半球間有一平面約自地球半徑開始, 背日沿伸以至50地球半徑以外, 此即中性頁 (Neutral Sheet) 在此中性頁以北之地磁線全部指向地球而在中性頁以南之地磁力線之方向則反之在此中性頁上之磁場強度極弱, 有時幾近於零。其厚度約數百公里, 其平面則大致在赤道面 (Ecliptic plane) 與地球赤道面之間。

中性頁之作用極為重要, 許多科學家認為因為中性頁上之磁場極弱, 故電漿之密度則應極大, 因而各種不穩定性 (Instabilities) 常可能在此頁中被激發。

磁尾之形狀約成一圓柱形, 其半徑約 40Re 地球半徑, 而其長度則至少 60Re 以上。

根據開放模式之磁力層, Dungey (1965) 主張磁尾長當在 $\sim 10^8$ Re 左右, 他的理論如下: 設若, 磁力層為開放型行星際磁力線約在正午子午面上之磁緯度 (參見圖 5), 與地磁力線相連。此相連後之磁力線往背日之方向移動, 其遠離震離層之一端當與太陽風之粒子凝結 (Frozen-in), 而以太陽風速之速度 (每秒數百里) 移動。其在電離層上之另一端則當以 DS 電流之速度 (每秒數百公尺) 移動, 當其在電離層上之一端移至子夜子午面上約 67° 磁緯度時, 行星際磁力線與地磁力線漸離, 而隨太陽風遠去, 此應即地磁尾之終端。在這段期間, 電離層一端所移動之距離約一地球半徑, 故另一端所移動之距離當約一千地球半徑左右, 此即磁尾之大約長度。

根據封閉型之磁力學, Dessler (1964) 主張磁尾長度約 20-50 Au (每一 Au 為地球太陽之平均距離), 此長度約相當 10^6 Re Dessler 認為延長地球磁尾之因素有三: 地磁磁壓, 地磁場中之電漿壓及動磁波之輻射壓 (Radiation Pressure of the Hydromagnetic Wave)。單單動磁波之輻射壓即足以使磁尾達到上述之長度, 亦即太陽磁場與銀河磁場之交界。同時, 因為角動量不減原理, 磁尾中反日而運動之電漿使磁尾與太陽風形成一角度。

到目前為止, 磁尾及中性頁之長度尚無一定論, 惟已確知必遠過月球軌道以外 (約 60Re)。

磁力層中被捕粒子 (Trapped particles) 之分佈:

磁力層中被捕粒子之分佈可以 Anderson (1965) 所做之簡圖表之 (如圖 6)。

在范艾倫陷阱區內, 地磁之變形不大, 而與一偶極磁場之特性相去不遠。因此, 根據 Stömer 對偶極磁場中粒子運動之理論, 我們相信在此區之粒子大都穩定地在南北兩極附近上空各自的鏡點 (Mirror Point) 間沿磁力線往返運動, 陽離子同時向西運動 (Drifting), 而陰離子則反之, 因此形成一西向之

圈電流。范艾倫陷阱區與磁赤道之切面成一半徑為 8Re 之圓形, 而其子午面之切面則大致與 $L=8$ 之偶極磁力線重合。

外輻射區 (Distant Radiation Zone) 可區分為 Cusp 與 Skirt。粒子在此區可在鏡點間作有限之往返運動, 但因此區之磁力線已與偶極磁場之形狀相當不同, 故粒子不能作長距離之運動。換而言之, 此區中之粒子並非很穩定地被捕獲。Cusp 與 Skirt 之交界情形尚不明, Skirt 之緯度佔幅較寬, 而 Cusp 則大約局限於與中性頁平行之緯度上。同時, Cusp 中之粒子羣之特性與磁尾中之電子島 (Electron Island) 較相近, 兩者同為時間性 (Time Dependent) 而非地區性 (Space Dependent), 因此 Cusp 可能為磁尾及中性頁在近地球一端之表徵。

磁尾中有孤立之電子島, 其特點為時間性及突發性。由人造衛星所測電子島之讀數 (Counting Rate) 大多有一突然之劇增, 然後其讀數漸漸衰退。因此 Anderson (1965) 討論, 磁尾中之電子島為突然發生之一種現象, 並非經常不變地浮游在磁尾中。電子島之時間可由幾分鐘到數小時不等, 其幅度可達數個地球半徑。其發生頻率與地磁活動性成正向關連 (Positively Correlated)。

我們發現磁力層中粒子之變化, 與極尖地磁之活動性以及許多其他地球高空現象有密切之關係。下面兩章討論之主題即在此種種關係之分析。

第二章 范艾倫陷阱區 (Van Allen Trapping Zone) 對一磁暴之反應

前引:

根據人造衛星 Explorer 6, 我們得到在陷阱區中 200 Kev 電子 (電子伏特) 及 2Mev (百萬電子伏特) 質子之分佈及變遷。同時, 有一磁爆發生。因此, 范艾倫陷阱區對此磁爆之反應可得一詳盡之分析。此衛星是在 1959 年 8 月 7 日 1423VT (Universal Time) 發射。其軌道之近地點 (Perigee) 距地心 6600km, 而其遠地點 (Apogee) 為 48600k. m17.6 Re)。其第一個遠地點在下午以東 133° , 並以每日一度之速率向東進動。因此, 在我們所用的數據期間, 此衛星之遠地點位於正午以東 103° 到 104° 之間。因其周期為 12 小時 42 分, 所以每日此衛星約繞地球兩周。其軌道面與 Ecliptic 面成 38° , 其計數器 (Detector) 僅對能量大於 200Kev 之電子及 2Mev 之質子有效 (見 Rosen Farley 1961)。

在磁爆發生前, Trapping Zone 中輻射帶有二頂峯, 分別位於 $L \sim 3.2$ 及 $L \sim 4.8$ 之磁面上。當磁爆在 8 月 16 日初發生時, 外峯立即內移至 $L \sim 4.0$ 之磁面上, 而內峯之位置大略不變。同時二峯之輻射量猛增 25 倍有餘。在磁力擾動期間, 外峯之位置常有大變化, 而且僅存在於低磁緯度。在稍高之磁緯度 (約 10° 左右或以上) 僅一獨峯被測到。一直到磁爆已過天後

，輻射帶仍未恢復磁爆前之情狀，其輻射量之衰落也極緩慢。

在以下之研究中，我們忽略此內磁力層可能之少量變形，而使用一理想偶極磁場。我們依地磁之擾動情形區分數據為磁爆以前期，磁擾動期及磁爆後過期。

磁暴以前期（8月8日至51日）

在磁爆以前期，內外輻射帶之位置極為穩定，並沿 $L \sim 3.2$ 及 $L \sim 4.8$ 之磁力線以至中緯度（如圖7）。外峯之輻射量大於內峯。

在此期間 A_p （ A_p 與地磁之擾動正向關連）量小於23。故可想為平靜區。設若外峯之粒子羣凝結於磁力線上，則外峯位置之波動應可視為其相應磁力線之波動。根據此時期之數據，我們得到除了15日外， A_p 與外峯 L 之變化顯然成正向關連。因而， A_p 變化時，內磁力層中磁力線之反應當如圖9。當增加時，外峯似乎同時外移，當減少時，外峯顯然內移。此磁力線震動之構圖與Hook & Parthasarathy (1966)對高緯度輻射帶之研究結果不謀而合。Hooka Parthasarathy 利用人造衛星 Injin III 在高緯度900km 高度測得輻射帶之數據，發現輻射帶之位置隨磁場活動性而變。當 A_p 減少時，輻射帶隨之北移，當 A_p 增加時，輻射帶隨之南移。而 A_p 僅以40以下為限。他們所研究之輻射帶為500Kev之電子，其峯頂位置在 L 約4.5處。因此，圖8可視為二氏與本文研究結果之合成。

Frank et al (1964) 及 Frank (1965) 對輻射帶移動問題有詳盡之討論。依他們之理論，當一磁爆產生時，自磁層頂附近有 $\sim 1.6\text{Mev}$ 電子向內擴散，其峯頂之內心速率正比於 L^3 ，在 L 為4.7與 L 為3.4處當分別約為每日0.4Re與0.03Re，而輻射帶之有內外二峯之現象概因前後連續磁爆分別導致之結果。以此解釋，似亦可行。故圖9之正確性，尚不能完全確定。

磁擾動期（8月16日至23日）

在8月16日之0.404VT，有一 A_p 達132之磁爆發生，並延續至8月17日。

輻射帶對此磁爆之反應極為明顯。外峯立即於16日之後半天內移至 $L \sim 3.8$ ，然後於17日又移至 $L \sim 4.6$ 內峯之位置始終無大變化。

事實上，在此磁擾動期，整個輻射帶之形性變化極大，甚至於每日不同。僅 5° 至 10° 間之峯頂位置較為穩定，並顯示出有雙峯之存在。在稍高緯度，衛星僅測到單峯，而此在高緯度之單峯的位置似乎變動甚大。直至 30° 左右，仍有一單峯存在。在23日之軌道中，衛星測得之峯頂厚度極大。

峯頂之輻射量較磁爆以前增加25倍，而其衰退率甚慢。事實上，原有之輻射量與磁爆增加量相比可以完全略去。因此，所謂外峯頂內移之說並不妥當，因

有磁爆而有在磁力層中粒子之加速與增加，於是新峯在上述位置形成。此外，所謂磁爆，粒子之加速與增加及磁力線之振動，莫不可視為太陽風擾動為其近因或遠因。

磁暴過後區（8月24日至9月5日）

除另一小磁爆在9月4日開始外，在此期間之 A_p 低達20以下。因此可見8月24日至9月3日期間為平靜期。

內峯沿 $L \sim 3.3$ 之磁力線以至於 28° 以上，而外峯則僅存在於80以內 $L \sim 3.8$ 之磁面上。內峯曾兩度（26日及30日）被測到有相當大之厚度。以整個輻射帶而言，顯然較磁擾動期安定得多。不但輻射量有繼續衰退之現象，在前期中峯頂波動之現象也告緩和。

至於輻射帶對另一在9月10日之磁爆之反應，因為數據之缺如而不得加以研究。

第三章 極光次磁暴 (Auroral Substorm) 與磁尾中電子流量之關係

前引：

在本章中，我們引用人造衛星 Explorer 14 與 Imp I 所得在磁尾及 Cusp 中電子流之數據及相應之高緯度磁力圖 (Magnetogram) 以研究其間之關係。

首先，我們提出有關極光中粒子之來源及加速的理論。然後，討論高緯度磁力圖與電子流之關係。

研究結果顯示，高緯度地面磁場之活動性與磁尾及 Cusp 中電子流之活動性成正向之相關。當各磁力站測得磁場有高度活動性時，磁尾與 Cusp 中之電子流密度不必定為高，但其活動性必強；當地面磁場為低度活動性時，磁尾與 Cusp 中之電子流密度與活動性都常相應而低落。

我們利用 Nessl (1965) 所假想之磁力層，以研討個別電子流與高緯度磁場在不同經緯度處之瞬時關係。發現北極光環 (Auroral Zone) 之南邊緣處之磁場波動與磁尾中電子島之吻合事件較為有系統。較高緯度之磁場波動與磁尾中電子島之吻合事件則無系統而呈零亂分佈。設若 Cusp 及中性頁附近之磁力線確如假說而沿伸自極光環，則以上現象無異說明電子島中電子能沿磁力線在短時間內侵入極光環近赤道邊緣附近電離層上空。因為絕大多數之電子島之發生，均局限在中性頁近傍之極小緯度之內，而磁緯度大於之電子島極少被發現。

最後的探討是電子島與相應高緯度磁場之最先波動之時間關係。我們發現，高緯度磁場之最先波動恆早於相應之電子島。其平均時間差約一小時，其平均平方偏誤之平方根 (Root Mean Square Derivation) 亦約為一小時，我們未能發現此平均時間差與電子島之緯度及頂峯輻射量之可能關係。然而，在

10~25Re 間電子島之平均時間差較 25~32Re 間電子島之平均時間差小 30 分鐘。此事實說明電子島之可能根源應當在 10~25Re 間，電子島之擾動由 10~25Re 傳播到 25~32Re 區平均須分鐘。

磁力圖中磁灣 (Magnetic Bay) 之開始時間甚難判定，其間之誤差可能大於 15 分鐘以上，而個別電子島之開始時刻亦有數分鐘之出入，加以磁灣之開始時刻與最陡升降之孰為重要尚有可研討之處。因此，以上有關平均時間差之數字結果，只可依為性質上 (Qualitative) 而非數量上 (Quantitative) 之根據。

極光粒子及中性頁：

極光之成因為來自磁力層之高能粒子衝擊電離層中大氣分子而呈之電離現象。極光與極次磁爆 (即極光磁爆) 之關係極密切，雖然二者之擾動現象並無一對一之完全對應，然而，我們相信，二者之產生必有共同之因素。此因素之可能之一，即為我們目前研究之本題 Cusp 及磁尾中之電子流量。

Dessler & Juday (1965) 主張太陽風粒子能在磁尾之磁層頂上被加速，且沿界面上之磁力線旋迴而進入極光圈上空並形成極光。這種理論之根據在於磁尾自磁赤道面一分而成二圓柱形磁柱，此二磁柱與地球之交界即南北極光圈。

Swift (1965) 假設：在極光圈電離層上空，有垂直於磁場之電場，因而導至流向電離層之電流。同時，在磁力層中之離子聲波 (Ion Acoustic Waves) 能產生高能之電子，並使之衝擊電離層而產生極光現象。

Ness (1965) & Konradi (1966) 認為：因為中性頁附近之磁場極小，因而可能含有大量電漿，以

維持壓力之平衡。同時，因為中性頁上下之磁場方向相反的關係，不穩定性極易發生，因而產生電子流量之突變——即電子島及 Cusp 中之電子流。

Williams & Mead (1965) 估計陷阱區之外界面之磁力線，約相當於 67° 磁緯度，Rosewell 則估計應相當 64.5° 。總之，一般人相信：北極光圈之南緣應當由磁力線與 Cusp 之內緣相接，而極光圈之北緣則應相應於 Cusp 以外的中性頁了。

Ness 和 Williams (1966) 證明：當磁擾動時期，陷阱之外緣向內移動。Imp I 又發現：當磁擾動時期，磁尾中磁場強度增加而陷阱區中磁場則減少。此種種事實證明：地球磁場之擾動，能導致陷阱區封閉之磁力線斷裂成開放狀，而併入磁尾中。

Konradi (1966) 比較 Cusp 中電子流，極光中電子及電子島之能量譜，分佈之緯度及輻射量之性狀。他結論三者必產生於同一之基因。

Anderson (1965) 及 Ness (1965) 證明：電子島必產生在開放之磁力線上。O'Brien & Taylor (1964) 認為：極光可以產生在閉封之磁力線中。因此，若電子島與極光的確產生自同一根源，則電子必須能擴散而穿越不同之磁力面。

電子流與高緯度磁場之一般性的關係：

我們省略此節中之分析工作，僅把結果做一簡略之報告。

在相應於 Imp I 之電子島數據的三十個阿拉斯加夜晚之磁力圖，所有平靜磁力圖皆對應於低密度及低度活動性之電子島數據。所有活動性磁力圖，則對應於高度活動性之電子島數據。

以下表格中之數據如例：

Table 3-1

Figure	Time (UT)	L(Re)	Distance(KM)	GML $^\circ$	θ°	δLog	LogA	kg
3.1	1320~1420	12.7~11.9	80970~75650	-3	37	2.6, 2.3	3.5~4.4	5-
3.2	1044~1140	12.7~11.9	81090~76206	1.1	0.5	2.3	2.5~38	4+
3.3	0920~1012	12.7~11.9	79870~75190	6.5	8	0.8, 0.9	2.1~3.2	2 ₀
3.4	1001~1057	12.7~11.9	80636~75682	3.6	5	1.4, 0.9	0.8~2.0	I ₀
3.5	1133~1200	12.7~11.3	81040~78670	2	-1	0.6	0.6~1.2	1-

A table of the electron activities with the planetary magnetic activity as the parameter. The electron data are related for the period that the satellite was located in the region of $L=12.7\sim11.9$, $GML=-3^\circ\sim0.5^\circ$, where L is the Mc Ilwain's parameter, GML is the geom-

agnetic latitude. θ represents the angle between the midnight meridian & the meridian of the satellite. LogA is the logarithm of the $\sim 40\text{Kev}$ electron flux and $8\log A$ is the main fluctuation of LogA within six minutes. The three-hour-range planetary magnetic index kp

stands for the average magnetic activity on the ground.

當 k_p 從5減至1，相應的 $\sim 40\text{Kev}$ 電子流即自3.5~4.4減至0.6~1.2，而 $\delta \log A$ 則自2.6減至0.6。因為 k_p 與 $\delta \log A$ 分別代表地球磁場與電子流之活動性，故此二者之活動性顯然為正向之相關。

電子流與地磁擾動之個別關係：

假設 Ness 所作極區磁力線簡圖（圖9）為正確，對於磁尾中之每一電子島，則有相應之磁力線與相應緯度。設若電子島中之電子能沿其相應磁力線而進入電離層之上空，並引起極光磁爆，則在該相應緯度之磁力圖應當顯示與該電子島吻合之擾動。至少，二者之初發時刻應當大概一致。準此假說，我們可以選擇數不同經緯度之磁力站，比較其磁力圖中之擾動，是否有與電子島吻合者，並將此吻合事件之相應緯度記下。如上述假說成立，同時 Ness 之簡圖正確，則必有若干磁力圖之吻合事件集中於該磁力站之緯度附近。該等磁力站之相應磁力線必通過相應之電子島。同理，設若某磁力站之相應磁力線遠離中性頁，則該磁力圖所記錄之吻合事件必屬偶合而相應緯度應成凌亂分佈。

我們採用 Impl 及九高緯度磁力站之數據，而得到一系列的圖形（類似圖10所示）。我們區分吻合事件為良好吻合事件及可能吻合事件。此種區分無明顯之準則，唯憑個人之經驗與判斷，無吻合可能之電子島則從圖中被除去。

將這一系列的圖依緯度之高低順序排列。高於極光圈緯度之磁力圖中，其吻合事件之分佈，顯然係偶合而與系統之分佈。緯度次低的磁力圖中之吻合事件之分佈較有系統，似乎並非純係偶然可造成。而緯度在極光圈內之吻合事件顯然有集中於某一特別緯度之現象。雖然此緯度與相應磁力站之緯度有相當之差別，此差別可以視為種種誤差之當然結果。例如 College 緯度與吻合事件分佈之極大有 30° 之差別，而 Macquarie 則有 90° 差別之大。

以上的討論似乎表示，在高於北極光圈北緣之磁擾動與電子島無直接之關連，其吻合事件純係偶然。而此北極光圈南緣附近之磁擾動則與電子島有直接關係。僅部份吻合事件係偶然。此事實說明， 65° 左右之磁力線，沿伸入 Cusp 及磁尾區中而通過電子島常發生之區域。

事實上，Ness 之磁力圖形並不正確，而且僅為一平均之圖形。磁力圖之判別及其擾動之最初時刻又不易判定。同時，磁力線擾動之可能原因甚為複雜，不是單純電流之可代表。因此，以上種種誤差應為當然之理。

電子流與相應磁擾之時差關係：

假設電子島係由某一根源而向四方傳播擴散，而電子島之粒子能沿磁力線進入電離層上空引起磁擾。因為，電子沿磁力線以進入電離層上空所須之時間極短（數十秒），而較電子橫跨磁力面擴散之速度快得多，故人造衛星所測到電子島之初發時刻應當不早於極光圈附近磁擾之初發時刻。

根據以上假想，極光磁爆應當首先開始於某一點，然後向四方由近至遠而傳播。這正與事實符合。

極光解體（Breakup）與極光磁爆通常發生於午夜之極光圈，然後，擾動之極光以約 550m/sec 之平均速度向磁極進行，此擴張期共約10~30分鐘。因為在 College $L=5.5$ 及 Barrow $L=8.5$ 之磁力面應分別沿伸至10及16之處。因此在 College 與 Barrow 間 500km 之距離應相當在中性頁上 6Re 之距離。換而言之，假若極光之解體為電子在磁力層中崩發之表徵，則極光北向擴張之速度應對應於電子島以 0.4Re/min 往外擴散之速度，而20分鐘之擴張可造成 8Re 之電子島。此種大小之電子島的確經常被人造衛星觀測到。

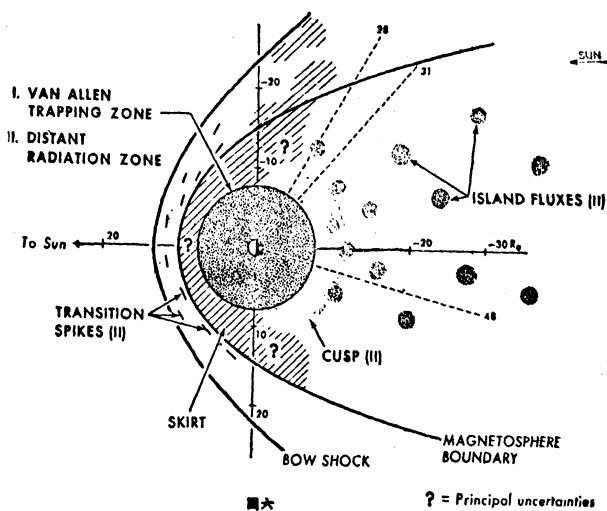
既然極光磁爆通常自子夜之極光圈向四方擴張，電子島與各磁力站所得磁爆之時間差便依磁力站之經緯度而定。假設極光磁爆之最初時刻，代表電子島在磁力層中開始崩發之時期，則衛星所測得電子島與此極光磁爆之最初時刻之時差，應即為電子由其根源擴散至當時衛星位置所須之時間。

根據 Imp I 之數據中67個電子島與相應之各磁力圖比較，我們得到67個磁爆最初時刻及相應的時間差，其平均值為57分鐘，而其平均平方偏誤之平方根則為58分鐘。絕大部份之磁爆之發生，均遠在相應電子島之光。

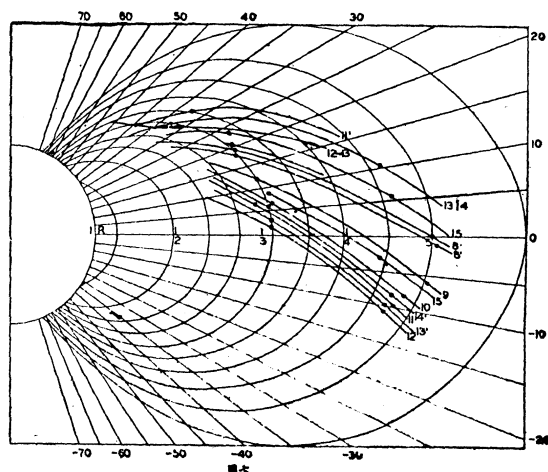
我們又依電子島之極大流量，區分此67個時間差為二組。然而此二組間，其平均時間差並無明顯之分別。此外，依電子島之磁緯度亦可分為二組。而此二組間平均時間差亦僅11分鐘。因為上述之種種誤，差11分鐘之差別實不足以為憑。

最後，我們將電子島以 $10\sim 25\text{Re}$ 與 $25\sim 32\text{Re}$ 而區分為二組。此二組之平均時間差分別為38分鐘與68分鐘。此分鐘之差別，表明電子之可能根源在 $10\sim 25\text{Re}$ 中，而非 $25\sim 32\text{Re}$ ，而電子之擾動由 $10\sim 25\text{Re}$ 區傳播到 $25\sim 32\text{Re}$ 區平均須30分鐘。假設一電子島起源於 $10\sim 25\text{Re}$ 區之中央，而以 0.4Re/min 之速度擴散至 $25\sim 32\text{Re}$ 區之中央，所須時間當為28分鐘。

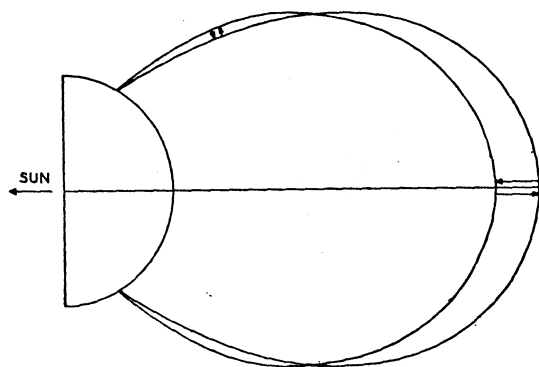
0.4Re/min 之速度係根據極光擴張速度而得之估計，而30分鐘之差別，係根據以上之假說及人造衛星之數據而得。因此，雖然有種種之誤差，我們所得30分鐘之結果與28分鐘之吻合為極驚人之結果。此結果之成功，可逆推至以前對極光與電子島間關係之種種假設皆相當可靠。



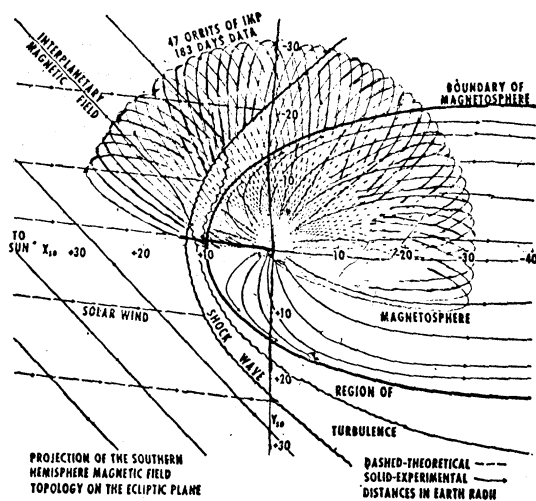
圖六



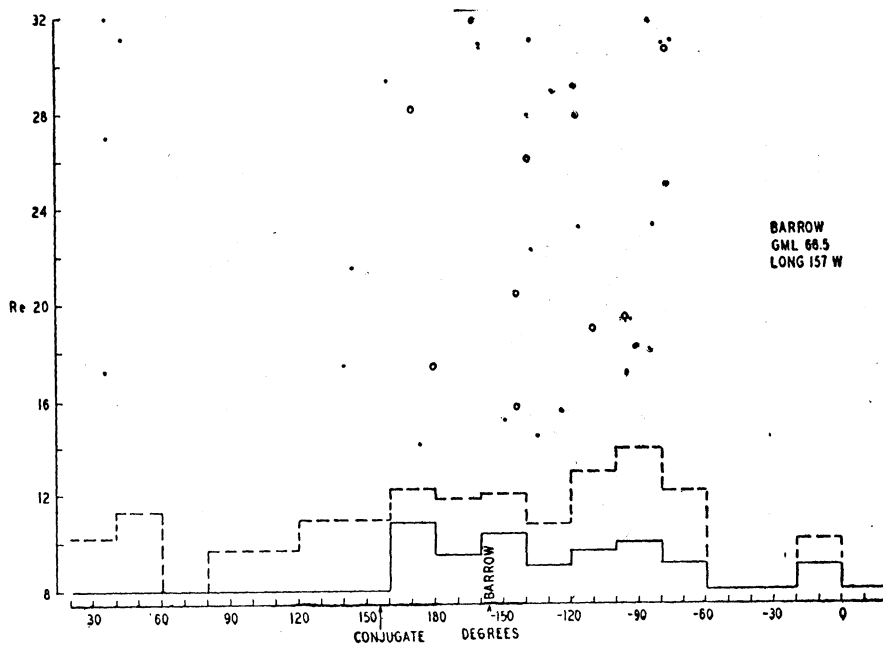
圖七



圖八



圖九



圖十