

地球物理學報

第3卷 第1期

1954

中國地球物理學會編輯
中國科學院出版

451.05
864

有

地球物理學報 第3卷 第1期

Acta Geophysica Sinica, Vol. 3 No. 1

編輯者 中國地球物理學會
出版者 中國科學院
印刷者 北京新華印刷廠
發行者 新華書店

(京) 0001—1,940

1954年8月出版

本期定價 白報紙本 10,000
道林紙本 20,000

地球物理學報

第3卷 第1期

目 錄

專論

反射地震勘探中用直射線的計算法.....翁文波(1)

日食與電離層的關係.....莫紀華(9)

綜合論述

地球的密度.....傅承義(23)

地震烈度表的運用問題.....李善邦(35)

譯文

調整後的大地水準面的理論.....薩格雷賓著、方俊譯(55)

報導

中央地質部地球物理勘探工作簡況.....(91)

石油工業中的地球物理勘探工作.....(92)

中國科學院地球物理研究所的工作報導.....(93)

北京地質學院地球物理探礦教研室.....(95)

反射地震勘探中用直射線的計算法*

翁文波

(燃料工業部石油管理總局)

在反射地震勘探中,我們時常可以用直綫射綫的假定,求出反射層的位置、深度、傾角及平均速度等重要資料的近似值。在很多情況下,這種計算法具有一定的方便或必要。本文論列幾種比較廣泛,在實際工作中常會遇到的例子。

在本文中,除了假定平均速度 v 是一個常數,即射綫是直綫的外,更假定地面上檢波器是直綫排列的,並且一個反射面可以用幾個或多數平面連接而成。我們如能求出一個反射平面,也就有可能求出全部反射面。這樣的一個平面,在本文中稱之為局部反射面。

在圖1中,假定 O 點是地面發炮點,對於某一個局部反射面,我們可以作出一個虛發炮點 O^* 。 O^* 在地平面 (xy 平面) 上的投影點稱為 P 點,它的坐標是 (p_x, p_y) 。假使檢波器排列在平行於 x 軸方向的 TS 直綫上,且 PT 垂直於 TS 。因之

$$\overline{O^*S}^2 = \overline{PO^*}^2 + \overline{PT}^2 + \overline{TS}^2. \quad (1)$$

設 S 為任何一檢波器,其坐標為 (x, Y) , Y 為發炮點到檢波器排列綫 TS 的垂直距離, O^* 點的深度為 $2Z$ 。我們可以將(1)式寫成

$$v^2 t^2 = 4Z^2 + (Y - p_y)^2 + (x - p_x)^2, \quad (2)$$

式中 t 為反射波的旅行時。如發炮點 O 固定,則 TS 排列綫上任何一個局部時距曲綫是一段雙曲綫;因為 $4Z^2 + (Y - p_y)^2$ 是一常數,也就是 O^*T 的距離 d 不變。因之我們可以在局部時距曲綫段中,用漸近綫法 (С. Д. Шушаков, 1938)、恆差法

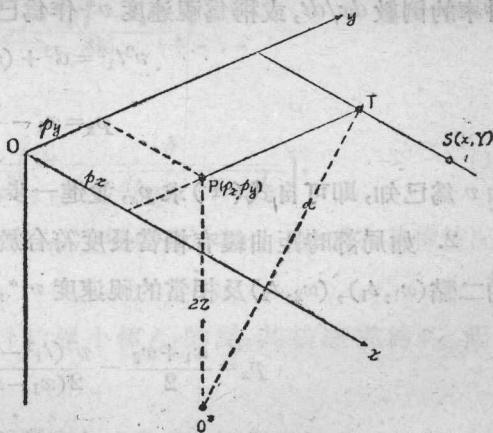


圖 1.

* 1953年10月22日收到

(B. A. Бугаило, 1947)等方法求出平均速度 v , 也可以求出 O^*T 的距離 d 以及 p_x 值。

從這樣一段時距曲綫, 我們可以推斷 O^* 是在垂直於地面、平行於 y 軸、並通過旅行時為極小的 T 點的 TPO^* 平面上。這個平面的公式即為 $w = p_x$ 。並且在這個平面中, O^* 是在以 T 為圓心, d 為半徑的圓弧上。但在一般情況下, 我們不可能從一個局部(或整個)時距曲綫確定 O^* 在圓弧上的哪一點。

儘管如此, 以式(2)代表的局部時距曲綫還是可以供給十分有用的資料的, 略論如下。

一. 時距雙曲綫的特性

由如上所述的局部時距雙曲綫, 我們可以求出 d , p_x 或 v 。現在分述各別條件下的形式。

1. 從小段的時距曲綫出發, 我們可以用其中的一點 (x_1, t_1) 的關係, 及其切綫斜率的倒數 dx/dt , 或稱為視速度 v^* 作為已知數, 因之可得

$$v^2 t_1^2 = d^2 + (x_1 - p_x)^2, \quad (3)$$

$$p_x = x_1 - \frac{v^2 t_1}{v^*}. \quad (4)$$

如 v 為已知, 即可自式(4)求 p_x , 並進一步用式(3)求 d 。

2. 如局部時距曲綫有相當長度符合於雙曲綫, 則可取出相距較遠而有代表性的二點 (x_1, t_1) , (x_2, t_2) 及相當的視速度 v_1^* , v_2^* 出發作計算。自式(2)可得

$$p_x = \frac{x_1 + x_2}{2} - \frac{v^2(t_1^2 - t_2^2)}{2(x_1 - x_2)} = \bar{x} - \frac{v^2 \bar{t} \Delta t}{\Delta x}, \quad (5)$$

式中 Δx , Δt 各為二點間距離差與時間差, $\bar{x}$, $\bar{t}$ 各為平均距離及平均時間 (本式相當於 Nettleton: Geophysical Prospecting for Oil, 1940 版, 公式 257)。

同時又有視速度公式

$$p_x = x_1 - \frac{v^2 t_1}{v_1^*} = x_2 - \frac{v^2 t_2}{v_2^*} \quad (6)$$

可作比較, 由式(6)可得平均速度公式如下:

$$v = \sqrt{\left(\frac{x_1 - x_2}{\frac{t_1}{v_1^*} - \frac{t_2}{v_2^*}} \right)^2}. \quad (7)$$

再利用式(3),(4)的關係

$$v^2 t_1^2 = d^2 + \frac{v^4 t_1^2}{v^{*2}}, \quad v^2 t_2^2 = d^2 + \frac{v^4 t_2^2}{v_2^{*2}}, \quad (8)$$

可得

$$v = \sqrt{\frac{t_1^2 - t_2^2}{\left(\frac{t_1}{v_1^*}\right)^2 - \left(\frac{t_2}{v_2^*}\right)^2}}. \quad (9)$$

式(7)與式(9)合併可得一檢查公式

$$(x_1 - x_2) \left(\frac{t_1}{v_1^*} - \frac{t_2}{v_2^*} \right) = t_1^2 - t_2^2. \quad (10)$$

求 d 可用相當於式(3)的一個公式。

3. 如在局部時距曲線上能取得等間隔的三點 (x_1, t_1) , $(x_1 - \delta, t_2)$ 及 $(x_1 - 2\delta, t_3)$, 則代入式(2)並互減可得

$$\left. \begin{aligned} p_x &= \frac{2x_1 - \delta}{2} - \frac{v^2(t_1^2 - t_2^2)}{2\delta}, \\ p_x &= \frac{2x_1 - 3\delta}{2} - \frac{v^2(t_2^2 - t_3^2)}{2\delta}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

二式相減可得

$$v = \frac{\delta}{\sqrt{\frac{1}{2}(t_1^2 + t_3^2) - t_2^2}} \left(\frac{2}{\sqrt{(\Delta t_{32} - \Delta t_{21})t_2}} \right). \quad (12)$$

括弧中 $\Delta t_{32} = t_3 - t_2$, $\Delta t_{21} = t_2 - t_1$, 並假定 $t_2 \gg \Delta t_{32}, t_2 \gg \Delta t_{21}$. 此式在某種情況下可以方便地應用, 可稱為三點等距法。

4. 如局部時距曲線中包括了旅行時極小值 t_m 的點, 其橫座標為 x_m , 此時 $v^* = \infty$, 相當於上述的公式各為

$$\text{式(4)} \quad p_x = x_m; \quad (13)$$

$$\text{式(3)} \quad vt_m = d; \quad (14)$$

$$\text{式(7)} \quad v = \sqrt{\frac{(x_1 - x_m)^2}{t_1^2}}; \quad (15)$$

$$\text{式(9)} \quad v = \frac{v_1^*}{t_1} \sqrt{t_1^2 - t_m^2}; \quad (16)$$

$$\text{式(12)} \quad v = \frac{x_1 - x_m}{\sqrt{t_1^2 - t_m^2}}. \quad (17)$$

5. 如局部時距曲線中包括了 $x=0, t=t_0$ 的一點, 則

$$\text{式(4)} \quad p_x = -\frac{v^2 t_0}{v_0^*}; \quad (18)$$

$$\text{式(3)} \quad v^2 t_0^2 = d^2 + p_x^2. \quad (19)$$

6. 如局部時距曲綫中同時包括 $w=0, t=t_0$ 及 $w=w_m, t=t_m$ 的二點, 則

$$\text{式(15)} \quad v = -\sqrt{-v_0^* \frac{w_m}{t_0}}; \quad (20)$$

$$\text{式(17)} \quad v = -\frac{w_m}{\sqrt{t_0^2 - t_m^2}}. \quad (21)$$

二. 求虛發炮點位置及反射面傾角

由反射時距曲綫, 我們的要求是求出虛發炮點 O^* 的位置. O^* 的坐標為 $(p_x, p_y, 2Z)$. 其相互關係可用 OO^* 的距離, 設為 $2h$ 相聯系起來, 即

$$\left. \begin{aligned} p_x &= 2h \sin \theta_x \\ p_y &= 2h \sin \theta_y \\ 2Z &= 2h \cos \alpha = 2h \sqrt{1 - \sin^2 \theta_x - \sin^2 \theta_y} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中 θ_x, θ_y 各為反射層在 x, y 方向的組元傾角, α 為反射層的真傾角. 由上述公式, 我們可以由一個排列的時距曲綫求出 v, p_x 及 d . 其中 d 值為

$$d = 4Z^2 + (Y - p_y)^2 = 4h^2 - p_x^2 + (Y^2 - 2Yp_y), \quad (23)$$

或

$$v^2 t^2 = (w^2 - 2wp_x) + 4h^2 + (Y^2 - 2Yp_y). \quad (24)$$

如 d 為已知, 我們還不能同時求出 p_y 與 h . 所以從一條排列綫 (TS) 不可能又求出 h , 又求出 p_y , 在普通的反射工作中, 我們時常採用幾種特殊的條件求解.

1. $Y=0$. 當 $Y=0$ 時可得直綫時距圖, 這是反射法工作中最常用的方法. 這時

$$d^2 = 4h^2 - p_x^2, \quad (25)$$

或

$$v^2 t^2 = (w^2 - 2wp_x) + 4h^2, \quad (26)$$

即可從一條時距曲綫中求得 h . 在這個條件下我們可以在 O^* 與 w 軸所組成的平面中求出 O^* 點. 但這個平面與鉛直平面間的夾角還需要其它資料才能求出, 如做十字排列等.

2. $p_y = 0$, 即檢波器排列垂直於反射面的走向。這樣

$$d^2 = 4h^2 - p_x^2 + Y^2, \quad (27)$$

或

$$v^2 t^2 = (x^2 - 2xp_x) + 4h = Y^2, \quad (28)$$

即可求出 h 的數值。 O^* 的坐標即為 $(p_x, 0, \sqrt{4h^2 - p_x^2})$ 。

3. 用互相垂直的排列, 先求出 p_y 數值, 再求出全部的解。

在每一種條件下求得虛發炮點的位置後, 很易自式 (22) 求出局部反射面的傾角。

三. 對角互射的特例

在反射法中, 對角互射是有特別意義的例子。圖 2 表示這樣的佈置。先在 O_1 點發炮, 在 S_1 點收到反射波的旅行時為 t_1 ; 再在 O_2 點發炮, 在 S_2 點收到同一反射波的旅行時為 t_2 。這四點形成一個長方形。二次反射在反射面上的反射點是很相接近的, 亦可以假定在一個局部反射面的範圍裏。也就是說, 二次反射中, 其 θ_x, θ_y 是相等的。

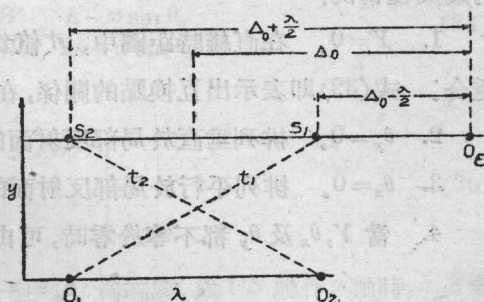


圖 2.

爲了計算方便, 我們將坐標端點移到局部反射平面延長後與 x 軸相交之點。

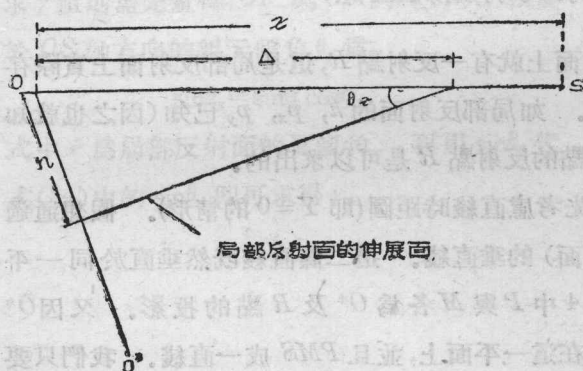


圖 3.

令新端點到發炮點 O 的距離為 Δ , 檢波點 S 的新坐標為 ξ 。由端點的轉移可得

$$\xi = x - \Delta. \quad (29)$$

在 $x-\xi$ 軸與虛發炮點所成的平面中可得

$$h = \Delta \sin \theta_x. \quad (30)$$

式 (24) 用了式 (22) 的關係, 在新坐標系統中可寫作

$$v^2 t^2 = (\xi + \Delta)^2 - 4\Delta\xi \sin^2 \theta_x + Y^2 - 4\Delta Y \sin \theta_x \sin \theta_y. \quad (31)$$

現在在 O_1, O_2 二點發炮, 在 S_1, S_2 二點受射。在新坐標系統中, 可令 O_1, O_2, S_1 及 S_2 的 ξ 軸坐標規定如下(見圖 2):

$$(O_1) \quad A_1 = A_0 + \frac{\lambda}{2} \quad (S_1) \quad -\xi_1 = A_0 - \frac{\lambda}{2}$$

$$(O_2) \quad A_2 = A_0 - \frac{\lambda}{2} \quad (S_2) \quad -\xi_2 = A_0 + \frac{\lambda}{2}$$

用 A_1, ξ_1 代入式(31)之 A, ξ , 可得反射時 t_1 ; 同樣用 A_2, ξ_2 代入同式可得 t_2 ; 二者相減即得

$$v^2(t_1^2 - t_2^2) = -4Y\lambda \sin \theta_x \sin \theta_y = A. \quad (32)$$

上式的 A 值可以從時距曲綫求出, 它的意義也可以用式(32)表示出來。現在討論幾種情況:

1. $Y=0$ 。在直綫時距圖中, A 值爲零。 O_1 與 S_2 點相重合, O_2 與 S_1 點相重合。式(32)即表示出互換點的關係, 在反射法中爲一檢查法則。
2. $\theta_y=0$ 。排列垂直於局部反射面的走向, A 值仍爲零。
3. $\theta_x=0$ 。排列平行於局部反射面的走向, A 值亦復爲零。
4. 當 Y, θ_x 及 θ_y 都不等於零時, 可由式(32)及式(22)求出

$$p_y = -\frac{h^2 A}{Y\lambda p_x}. \quad (33)$$

用式(33)及(23)可求出 p_y 及 h , 再利用式(22)的關係即可求出 O^* 的坐標及局部反射面的傾角。式(33)在排列幾乎垂直於反射面走向, 即 $\theta_x > \theta_y$ 時, 比較合用。

四. 求反射點的坐標

相對於每一檢波點 S , 在反射面上就有一反射點 R , 這是局部反射面上實際存在的一點, 與 O^* 的意義是不同的。如局部反射面的 h, p_x, p_y 已知(因之也就知道 θ_x, θ_y, Z 等), 相當於每一檢波點的反射點 R 是可以求出的。

1. 爲了計算方便起見, 我們先考慮直綫時距圖(即 $Y=0$ 的情形)。假想通過 O^* 及 R 各作垂直於地面(x, y 平面)的垂直綫。這二條直綫既然垂直於同一平面, 也就在同一個平面之上, 如圖 4 中 P 與 M 各爲 O^* 及 R 點的投影。又因 O^*R 是在一直綫上的, 所以 S 點也在這一平面上, 並且 PMS 成一直綫。我們只要求出 MS/PS 的比, 如稱爲 γ , 即可在平面圖上先作 PS 直綫, 應用 γ 值即可在 PS 綫上定出 M 點。



图 1.1.1 在 $\triangle ABC$ 中, $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$ 于 D . 求证: $CD^2 = AD \cdot DB$.

证明 因为 $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$, 所以 $\angle ADC = \angle CDB = 90^\circ$.

又因为 $\angle A = \angle A$, $\angle B = \angle B$, 所以 $\triangle ADC \sim \triangle CDB$.

因此 $\frac{AD}{CD} = \frac{CD}{DB}$, 即 $CD^2 = AD \cdot DB$.

证毕.

在图 1.1.1 中, 如果 $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$ 于 D , 那么 $CD^2 = AD \cdot DB$.

这个结论在几何中有着广泛的应用, 例如在证明某些几何问题时, 常常需要用到这个结论.

下面我们来看一个例题.

例 1 如图 1.1.2, 在 $\triangle ABC$ 中, $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$ 于 D . 求证: $AC^2 = AD \cdot AB$.

证明 因为 $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$, 所以 $\angle ADC = 90^\circ$.

又因为 $\angle A = \angle A$, 所以 $\triangle ADC \sim \triangle ABC$.

因此 $\frac{AC}{AB} = \frac{AD}{AC}$, 即 $AC^2 = AD \cdot AB$.

证毕.

这个例题的证明过程, 实际上就是利用了相似三角形的性质.

下面我们来看另一个例题.

例 2 如图 1.1.3, 在 $\triangle ABC$ 中, $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$ 于 D . 求证: $BC^2 = BD \cdot AB$.

证明 因为 $\angle C = 90^\circ$, $CD \perp AB$, 所以 $\angle CDB = 90^\circ$.

又因为 $\angle B = \angle B$, 所以 $\triangle CDB \sim \triangle ABC$.

因此 $\frac{BC}{AB} = \frac{BD}{BC}$, 即 $BC^2 = BD \cdot AB$.

证毕.

日食與電離層的關係*

莫紀華

(湖南師範學院)

由於地磁的日變化,有人推想大氣高層有導電空氣層之存在。1895年波波夫教授發明無線電以後,1901年無線電信號越過大西洋成功,指出此導電層存在之想法並非虛構,我們稱這導電空氣層為電離層。經過很多人的研究,其中我國學者有不少的貢獻,現在電離層的秘密漸漸的揭開了。電離層的研究有各種不同的方式,其中之一就是在發生日食時,因為陽光變化很迅速,觀測其對於電離層的影響,很多電離層方面的情况都因此而得明瞭。本文係根據一些日食時電離層的觀測報告,尤其是1948年5月9日日環食時^[1]及1953年2月14日日偏食時在武昌的觀測紀錄,加以整理;就離子密度、電離層高度及厚度的變化,復合係數的計算,電離能量的來源及其他特殊現象分別討論之。

一. 各層離子密度的變化

電離層分層存在於大氣高處,各層離子密度不同。每層中密度之分佈也不均勻,中部密度大而上下小,其離子密度與高度成拋物線函數之關係。電離層的特性之一就是某一種密度的離子只能反射某一種頻率的無線電波,離子密度與其所反射的無線電波頻率之間有一定的關係。日食時各層離子密度之變化就是根據其對電波作用之變化間接推導的。

電離層所反射的垂直向上傳播的無線電波的頻率與其離子密度的關係為^[2]

$$N = k f^2. \quad (1)$$

(1)式中 N 表大氣中每立方厘米所有離子的個數; k 為常數,對於正常波為 1.24×10^4 ,如果加入勞倫茲改正量則為^[3] 1.86×10^4 ; f 為電波的頻率,單位為每秒百萬週波。當所用的某一頻率的電波剛好能通過某一層時,則此頻率稱為該層的臨界頻率;如果 f 為臨界頻率,則 N 為該層的最大離子密度。因此只要知道各層的臨

* 1953年10月11日收到。

界頻率就可以計算出來它的最大離子密度；日食時由其臨界頻率降低的情形，就可以曉得因日食的影響游離層離子密度減低了多少。

以前每次日食觀測的報告，都證明電離層的離子密度確受日食的影響，不過其影響的程度有很大的差別，而且沒有很多的規律可尋，大概 F_1 層受的影響最大， E 層次之， F_2 層較小（見附表），也曾發現過 F_2 層不受日食的影響。關於 D 層的記錄很少，不過從其對電波的吸收作用減小的情形看起來，可以知道其離子的密度也是減小的；這可以從 1944 年 7 月 20 日日環食時任之恭教授等在昆明所作的觀測結果得到證實^[4]。各次日食時的食分並不相同，有的為全食，有的為偏食；從附表可見電離層離子的減少程度並不與食分成正比，有的偏食時竟至比全食時還要減少得多些，可見電離層的離化能量的來源並不從太陽表面均勻地輻射出來（見第四節）。

從各次觀測的結果，比較離子密度的變化與太陽被食的過程，可以發見 F_1 層與 E 層的變化曲綫和日食曲綫較為近似，即食始時 F_1 層或 E 層的離子密度開始減少，食甚時減少到最大限度，食終時恢復到正常情形，不過有時離子密度降低的最大限度稍微落後於食甚（圖 1、圖 2）。 F_2 層的情形非常複雜，離子的減少並不完全與日食同時開始，甚至早出一、二小時，減少的最大限度不與食甚同步，常在食甚後幾分鐘甚至幾十分鐘，恢復正常情形也不與食終同時，而且經過情形也沒有規則（圖 3）。從這裏我們有理由可以相信 F_2 層和其他各層的

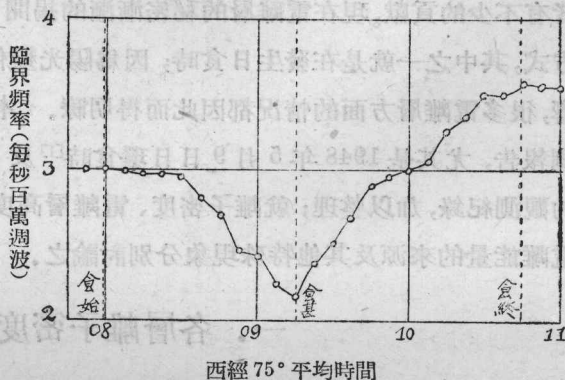


圖 1. 1944 年 1 月 25 日罕開約日食時 E 層臨界頻率之變化

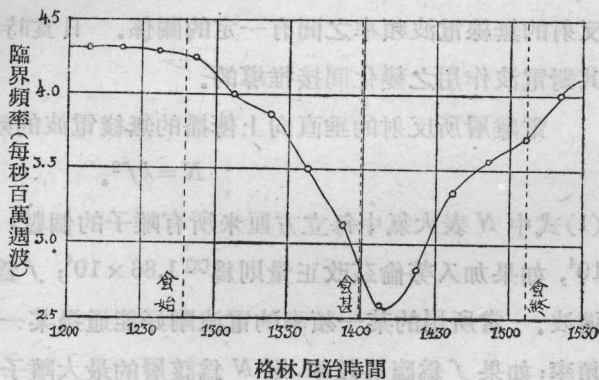


圖 2. 1945 年 7 月 9 日奧斯特桑 F_1 層臨界頻率之變化

組成以至其電離能量的來源是各不相同的。

根據已有的記錄還不能明確地找出電離層的離子密度在日食時的變化規律，因為季節、緯度、日食時間的早晚、地磁及太陽表面的情形，與電離層都有密切的關係，因此這個問題還需要根據更多的觀測結果作深入的探討。

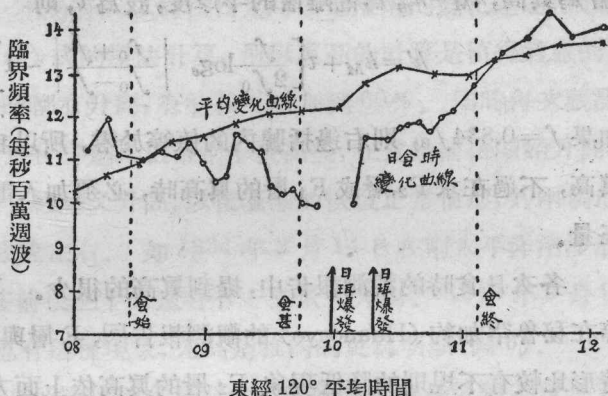


圖3. 1948年5月9日日食時武昌F₂層臨界頻率變化曲線與正常情形的變化曲線

二. 電離層高度及厚度的變化

電離層的高度有兩種，就是真高與視高；某層的真高就是其最大離子密度層的高度，視高是垂直發射的探測電波從發出到受反射而返回地面所需時間的一半乘

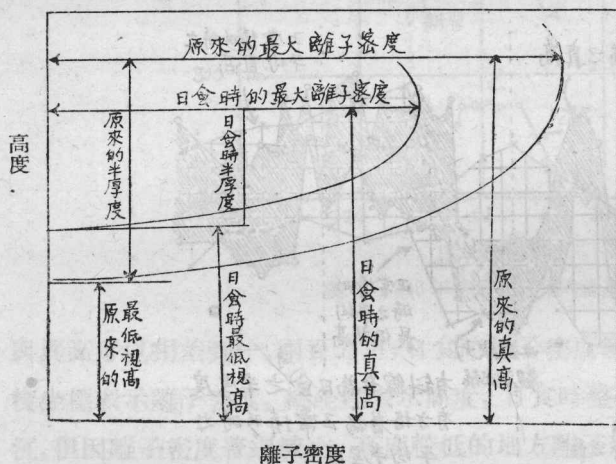


圖4. 日食時電離層離子密度、高度及厚度的變化

以光速所得的距離。電波的頻率不同，所達的高度也各異，所以所得的視高是隨頻率變化的，我們取其最低視高代表電離層最低限度的高度；因為真高是電離層中部的高度，所以真高與最低視高的差可以代表其厚度的一半(圖4)。

真高不能直接求得，

只能用理論去推導。H. G.

Booker 與 S. L. Seaton 根據離子密度與高度為拋物線函數關係之假設，定出頻率與高度的關係式為^[3]

$$\frac{h' - h_m}{h_M - h_m} = \frac{f}{2f_0} \log_e \left| \frac{f_0 + f}{f_0 - f} \right|, \quad (2)$$

式中 f_0 為臨界頻率， f 為小於 f_0 的頻率， h' 為相當於 f 的視高， h_m 為最低視高，

h_M 爲真高, $h_M - h_m$ 爲電離層的半厚度, 設爲 τ , 則

$$h' = h_M + \tau \left[\frac{f}{2f_0} \log_e \left| \frac{f_0 + f}{f_0 - f} \right| - 1 \right]. \quad (3)$$

如果 $f = 0.834f_0$, 則右邊括號內的值等於零, 所以我們可以簡單地求得電離層的真高, 不過在求 F_2 層或 F_1 層的真高時, 必須加入電波受下面各層減速作用的改正量。

各次日食時的觀測報告中, 提到真高的很少。1944年1月25日 P.G. Ledig 等在秘魯罕加約 (Huancayo) 的觀測報告^[5], E 層與 F_1 層在日食時的真高與正常情形比較有不規則的降低現象; F_2 層的真高依上面方法求得而不加受下面各層的影響的改正量時比平常增高很多, 但是該次日食時 F_2 層的下面有另外一層出現, 所以不能肯定真高是否升高。1940年4月7日 L. V. Berkner 與 S. L. Seaton 在華盛頓的觀測^[6], 其真高與視高都有顯著的降低。

據1948年5月9日日食時武昌及日本雅內 (Wakkanai) 觀測的記錄, 作者依上述方法計算的結果, F_2 層真高有顯著的降低。武昌的降低率約爲 17% (圖5),

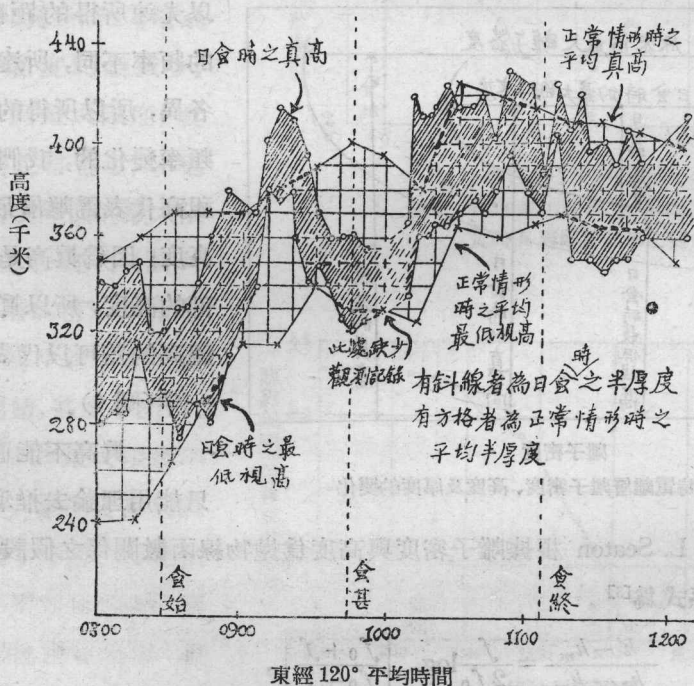


圖5. 1948年5月9日日食時武昌 F_2 層之半厚度與正常情形時平均半厚度之比較

而且與離子密度的變化同步。不過有人以爲在日食時因電離層的變化迅速，其離子的分佈擾動很厲害，不能用(3)式的辦法計算，所以真高的計算是值得考慮的。

最低視高差不多每次日食時都有升高，有的甚至增加到60%。同時每次觀測的結果都證明最低視高在整個日食時是比正常情形要高些，在食始前後開始升高，不久即稍微降低，經過食甚，在食終時又升高，以後漸漸的恢復正常情形，其兩個最大值發生在食甚前後三、四十分鐘左右。如1934年2月14日在南太平洋洛沙浦島(Losap I.)的觀測^[7]，在食甚前後三十分鐘各有一次最大升高。1948年5月9日武昌及日本雅內的記錄^[8]，也有這種現象，尤其是雅內的更爲明顯(圖6)。

如果所發見的在日食時真高的降低現象是對的，那麼爲什麼最低視高反而升高呢？這是由於電離層的厚度相當大，最低視高與真高相差很多， F_2 層的最低視高

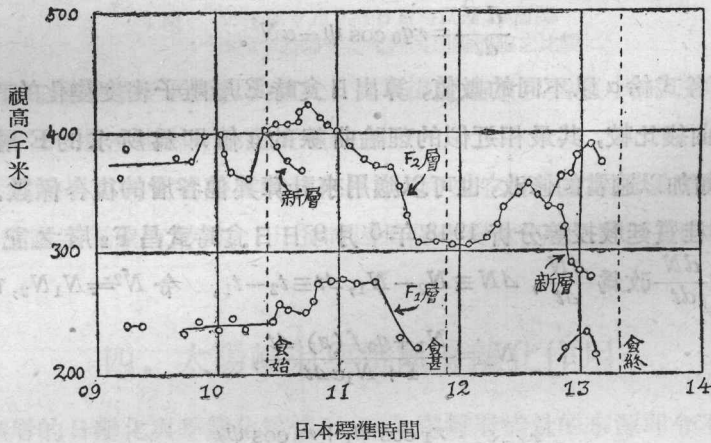


圖6. 1948年5月9日雅內視高變化

與真高可以相差到一、兩百公里；日食時離子密度減小，厚度也隨着變化。如圖4橫坐標表示離子密度，縱坐標表示高度，日食時整個電離層本身因溫度降低而下沉，但因離子密度普遍減小，高度較低的地方離子幾乎完全消失，所以最低視高與真高互相接近，結果厚度減小了。圖5是1948年5月9日日食時武昌電離層 F_2 層厚度變化的情形；斜線的部分代表日食時的厚度，方格的部分代表該日前後十二天正常情形時的平均厚度，兩者比較，日食時的厚度比正常情形的要小些。1953年2月14日根據武昌觀測的記錄，也可以觀察到日食時厚度也變薄了(紀錄尚未完全整理出來)。

三. 復合係數的計算

電離層中的離子數目時刻在變化着, 新的不斷地產生, 舊的也不斷地復合為中性原子或分子, 因此某層最大離子密度 N 隨着時間的變化率有下列關係:

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2 + q, \quad (4)$$

式中 q 為任何時刻該層離子的產生率, $-\alpha N^2$ 為復合率(均為每秒每立方厘米的離子對數), α 為復合係數。假定在平時

$$q = q_0 \cos \psi, \quad (5)$$

式中 q_0 為正午時 q 的數值, ψ 為太陽的天頂角。在日食時若 r 代表某時刻太陽未被月球遮去的部分與太陽全面積之比, 則由(4)及(5)得日食時離子密度變化率為

$$\frac{dN}{dt} = r q_0 \cos \psi - \alpha N^2. \quad (6)$$

可利用上面各式給 α 以不同的數值, 算出日食時 E 層離子密度變化的許多理論曲線; 與實際曲綫比較, 其最相近似的理論曲線的 α 值即為所求的 E 層的復合係數^[9]。但如加以適當的修改, 也可以應用來計算其他各層的復合係數。

作者與桂質廷教授等分析 1948 年 5 月 9 日日食時武昌 F₂ 層之記錄時, 曾將(6)式中的 $\frac{dN}{dt}$ 改為 $\frac{\Delta N}{\Delta t}$, $\Delta N \equiv N_2 - N_1$, $\Delta t \equiv t_2 - t_1$ 。令 $N^2 \equiv N_1 N_2$, 可得

$$N_2 = \frac{N_1 + q_0 f(z) \Delta t}{1 + N_1 \alpha \Delta t}, \quad (7)$$

其中

$$f(z) = \frac{r_1 \cos \psi_1 + r_2 \cos \psi_2}{2}.$$

我們利用(7)式, 並命 $\alpha = 2 \times 10^{-10}, 4 \times 10^{-10}, 6 \times 10^{-10}$, 算出其理論曲綫, 其中 $\alpha = 4 \times 10^{-10}$ 的曲綫與實測結果最相近似(圖 7), 所以我們確定該次的復合係數為^[1] 4×10^{-10} 離子對/立方厘米秒。

以前各次日食時所得的復合係數列於附表中; 可見其數值由 E 層至 F₂ 層依次減少, 大概 E 層的復合係數的數量級約為 10^{-8} , F₁ 層的約 10^{-9} , F₂ 層的約為 10^{-10} , 這個結果表示復合係數隨高度的增加而減小。1947 年 5 月 27 日巴西巴加約瓦(Bacayova)的日食觀測, 按不同高度計算復合係數的結果, 也表明復合係數隨高度而減小^[1, 10]。

據有些研究的報告^[11, 12], 復合係數有季節的變化, 這是因為復合係數與溫度的