



รูปทรงเส้นไฮโดรเจนอัลฟาจากบรรยากาศดวงอาทิตย์

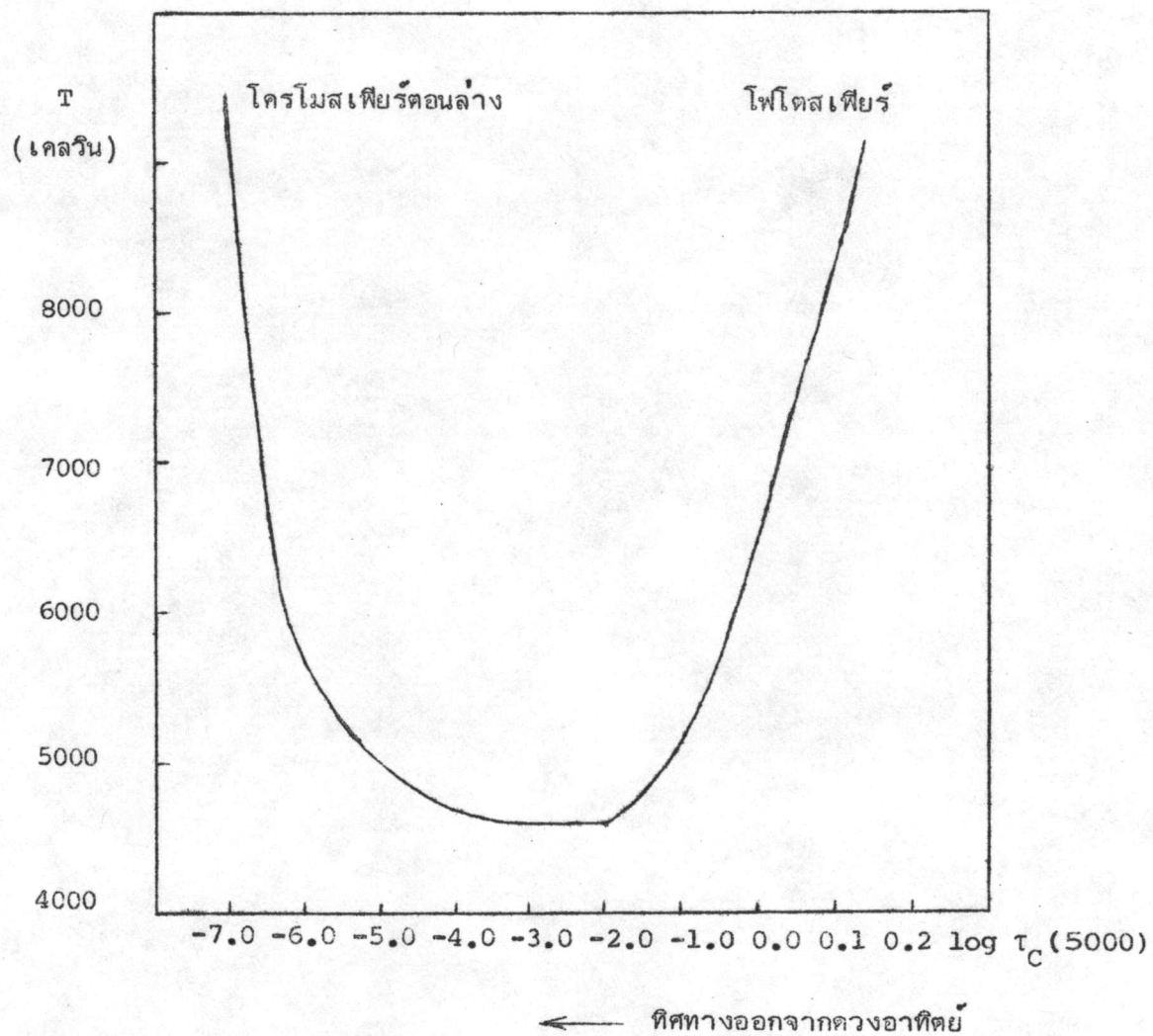
รูปทรงเส้นไฮโดรเจนอัลฟาที่สังเกตได้จากดวงอาทิตย์มีลักษณะเป็นรูปทรงเส้นดุกกลืนที่เกิดในบริเวณตั้งแต่บรรยากาศชั้นโฟโตสเฟียร์ขึ้นไปจนถึงโครโมสเฟียร์ตอนล่าง ในโฟโตสเฟียร์อุณหภูมิลดลงในทิศทางออกจากดวงอาทิตย์ แล้วกลับเพิ่มสูงขึ้นในโครโมสเฟียร์ดังแสดงในรูปที่ 4.1 รูปทรงเส้นจะคิดในเทอมของความเข้มจำเพาะของรังสีที่ถูกดุกกลืนออกจากสเปกตรัมต่อเนื่อง ในขณะที่สเปกตรัมต่อเนื่องที่เกิดจากความลึกต่าง ๆ ผ่านบรรยากาศชั้นนอก ๆ ที่มีสภาวะทางฟิสิกส์ที่แตกต่างกันออกมา การคำนวณรูปทรงเส้นจะต้องพิจารณาการส่งผ่านรังสีในดวงกลางที่เป็นแก๊สซึ่งขึ้นอยู่กับสภาวะทางฟิสิกส์และคุณสมบัติในการดุกกลืนและคายพลังงานของแก๊สที่มีความเกี่ยวข้องกับฟังก์ชันของรูปทรงเส้นโดยตรง

4.1 การส่งผ่านรังสีในบรรยากาศดวงอาทิตย์

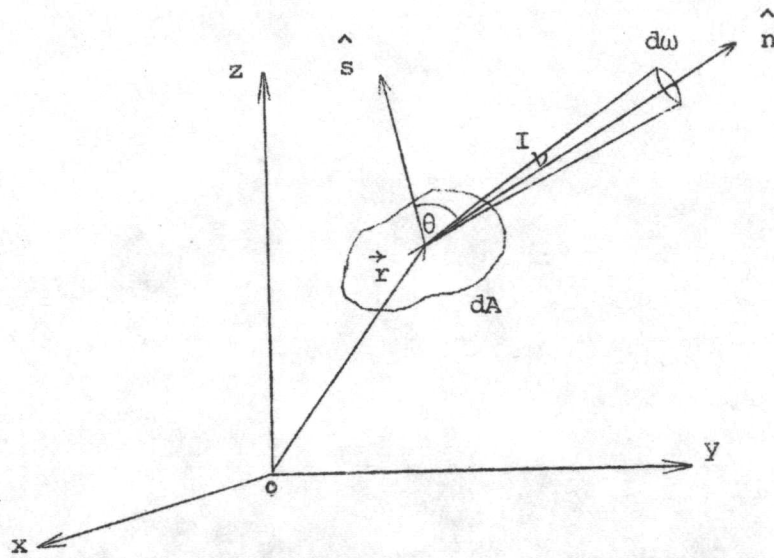
เรานิยามความเข้มจำเพาะของรังสี $I_{\nu}(\vec{r}, \hat{n}, t)$ ที่ตำแหน่ง \vec{r} ในทิศทาง \hat{n} เมื่อเวลา t ว่าเป็นปริมาณรังสีต่อความถี่ที่ผ่าน 1 หน่วยพื้นที่ในแนวตั้งฉากเข้าไปใน 1 หน่วยมุมตัน ใน 1 หน่วยเวลา คือ ถ้า dE_{ν} เป็นปริมาณรังสีในช่วงความถี่ ν ถึง $\nu + d\nu$ ที่ผ่านพื้นที่ dA ซึ่งอยู่ที่ตำแหน่ง \vec{r} เข้าไปในมุมตัน $d\omega$ ในทิศทาง \hat{n} ซึ่งทำมุม θ กับเส้นฉากของพื้นที่ dA ในช่วงเวลา t ถึง $t + dt$ ตามรูปที่ 4.2 จะได้ว่า

$$dE_{\nu} = I_{\nu}(\vec{r}, \hat{n}, t) dA \cos \theta d\nu d\omega dt \quad (4.1)$$

เนื่องจากบรรยากาศดวงอาทิตย์มีความหนาแน่นน้อยมากเมื่อเทียบกับรัศมีของดวงอาทิตย์

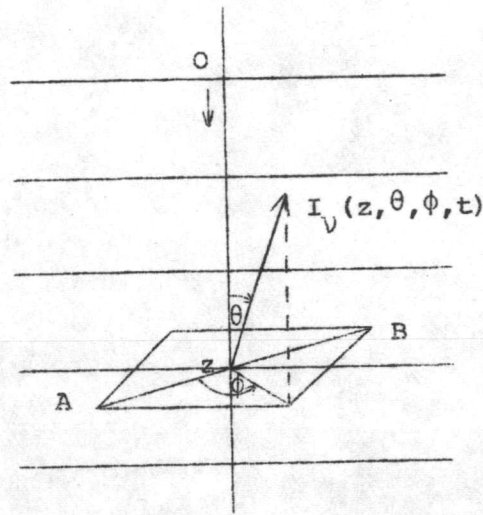


รูปที่ 4.1 กราฟแสดงการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิที่ความลึกต่าง ๆ ในบรรยากาศดวงอาทิตย์



รูปที่ 4.2 แสดงนิยามของความเข้มจำเพาะ เมื่อ \hat{s} เป็นทิศทางของเส้นฉากของพื้นที่ dA (Mihalas, 1970)

จึงสมมติให้บรรยากาศดวงอาทิตย์สามารถแบ่งออกเป็นระนาบที่ขนานกัน (plane parallel atmosphere) โดยแต่ละระนาบจะมีสภาวะทางฟิสิกส์เหมือนกัน (homogeneous) เรากำหนดตำแหน่งใด ๆ ในบรรยากาศ \vec{r} ได้ด้วยความลึก z เพียงตัวเดียว โดยที่ z วัดจากระนาบใดระนาบหนึ่งที่กำหนดในทิศทางเข้าสู่ใจกลางดวงอาทิตย์ และบอกทิศทาง \hat{n} ด้วยมุมโพลาร์ θ ที่วัดจากแนวตั้งฉากกับระนาบ และมุมอะซิมุท ϕ ที่วัดจากแกน AB ใด ๆ ที่กำหนดในระนาบที่มีความลึก z นั้น ดังรูปที่ 4.3 ดังนั้น $I_{\nu}(\vec{r}, \hat{n}, t)$ จึงอาจเขียนได้เป็น $I_{\nu}(z, \theta, \phi, t)$ จากข้อสมมติเกี่ยวกับบรรยากาศข้างต้นทำให้ทราบว่าความเข้มจำเพาะไม่ขึ้นกับมุม ϕ เมื่อพิจารณาการส่งผ่านรังสีที่ไม่ขึ้นกับเวลา เราก็จะสามารถเขียนความเข้มจำเพาะ $I_{\nu}(z, \theta)$ แทน $I_{\nu}(\vec{r}, \hat{n}, t)$ ได้ ในที่นี้เราให้ความเข้มจำเพาะมีหน่วยเป็นเออร์กต่อตารางเซนติเมตรต่อสเตอเรเดียน



รูปที่ 4.3 แสดงการอธิบายทิศทางของความเข้มจำเพาะที่ความลึก z
(Mihalas, 1970)

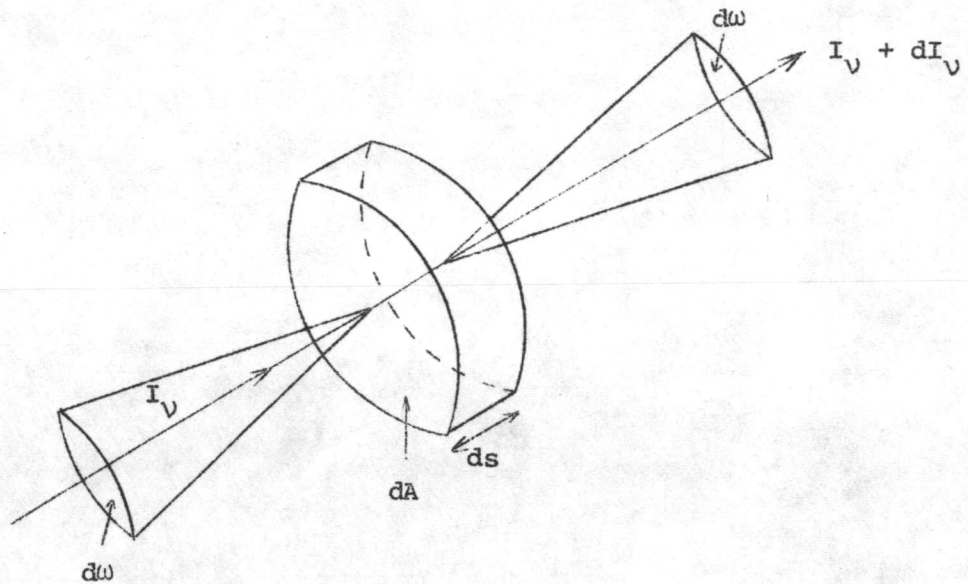
เมื่อลำของรังสีที่มีความเข้มจำเพาะ $I_V(z, \theta)$ ผ่านเข้าไปในตัวกลางชนิดหนึ่ง เราจะนิยาม K_V ว่าเป็นสัมประสิทธิ์การดูดกลืนรังสีของสารที่เป็นตัวกลางต่อหน่วยปริมาตร ที่จะทำให้ปริมาณรังสีที่ถูกดูดกลืนโดยตัวกลางที่มีพื้นที่หน้าตัด dA และความยาว ds ออกจากลำของรังสีที่ตกตั้งฉากกับพื้นที่ dA นั้นมีค่าเท่ากับ dE_V^- โดยที่

$$dE_V^- = K_V I_V(z, \theta) dw dv dt dA ds \quad (4.2)$$

และนิยาม ϵ_V ว่าเป็นสัมประสิทธิ์การคายรังสีของสารต่อหน่วยปริมาตรที่ทำให้ปริมาณรังสีที่ถูกคายกลับเข้าไปในลำรังสีในมุมตัน dw มีค่าเท่ากับ dE_V^+ โดยที่

$$dE_V^+ = \epsilon_V dw dv dt dA ds \quad (4.3)$$

ในที่นี้ K_V มีหน่วยเป็นต่อเซนติเมตร และ ϵ_V มีหน่วยเป็นเออร์กต่อลูกบาศก์เซนติเมตร ต่อสเทอเรเดียน ปริมาณรังสีที่เปลี่ยนแปลงไปเมื่อลำของรังสีผ่านเข้าไปในตัวกลางดังกล่าว ตามรูปที่ 4.4 ก็จะมีค่าเท่ากับปริมาณรังสีที่ถูกคายออกมาลบด้วยปริมาณรังสีที่ถูกดูดกลืนเข้าไป



รูปที่ 4.4 แสดงการเปลี่ยนแปลงของปริมาณรังสีเมื่อผ่านตัวกลาง (Mihalas, 1970)

โดยตัวกลาง นั้นคือ

$$\frac{dI_V(z, \theta)}{ds} = \epsilon_V - K_V I_V(z, \theta) \quad (4.4)$$

$$\text{หรือ} \quad \frac{dI_V(z, \theta)}{ds} = \epsilon_V - K_V I_V(z, \theta) \quad (4.5)$$

สมการ (4.5) เรียกว่า สมการของการส่งผ่านรังสี ก่อนที่จะหาคำตอบของสมการ เราจะแทน ds ซึ่งมีทิศทางออกจากดวงอาทิตย์ให้อยู่ในรูปของความลึก z เมื่อ z เพิ่มขึ้นตามความลึก จากความสัมพันธ์

$$dz = -\mu ds \quad \text{เมื่อ} \quad \mu = \cos \theta \quad (4.6)$$

แล้วคิดความลึกในบรรยากาศดวงอาทิตย์เป็นความลึกทางแสง τ_V ซึ่งมีนิยามว่า

$$d\tau_V = K_V dz \quad (4.7)$$

นี่คือ $d\tau_V = -K_V \mu ds \quad (4.8)$

จากนั้นเราจะนิยามฟังก์ชันกำเนิด (source function) S_V ว่าเป็นอัตราส่วนระหว่างสัมประสิทธิ์ของการคายและสัมประสิทธิ์ของการดูดกลืนรังสีของสาร

$$S_V = \frac{\epsilon_V}{K_V} \quad (4.9)$$

สมการของการส่งผ่านรังสีจะเขียนได้ใหม่เป็น

$$\mu \frac{dI_V(\tau_V, \mu)}{d\tau_V} = I_V - S_V \quad (4.10)$$

ถ้ากำหนดว่า รังสีที่เกิดที่ความลึกมาก ๆ ไม่สามารถผ่านออกไปถึงบรรยากาศชั้นนอกสุดได้ และตั้งแต่บรรยากาศชั้นนอกสุดออกไปไม่มีรังสีเกิดขึ้นเลย เราจะแก้สมการ (4.10) หาความเข้มจำเพาะรวมของรังสีจากความลึกต่าง ๆ ที่ส่งออกไปภายนอกได้เป็น (Mihals, 1970)

$$I_V(0, \mu) = \int_0^{\infty} S_V e^{-\tau_V/\mu} \frac{d\tau_V}{\mu} \quad (4.11)$$

ในย่านความถี่ที่เกิดเส้นสเปกตรัม ซึ่งการส่งผ่านรังสีมีความเกี่ยวข้องกับการเปลี่ยนแปลงพลังงานของอีเลกตรอนระหว่างระดับยึดในอะตอม สัมประสิทธิ์ของการคายและการดูดกลืนจะประกอบด้วย 2 ส่วน คือ ส่วนที่ต่อเนื่อง (continuum component) และส่วนที่เกิดเส้น (line component) (Jefferies, 1968)

$$\epsilon_V = \epsilon_C + \epsilon_L \quad (4.12)$$

$$K_V = K_C + K_L \quad (4.13)$$

เมื่อ ϵ_C, K_C เป็นสัมประสิทธิ์ของการคายและการดูดกลืนส่วนที่ต่อเนื่อง

และ ϵ_L, K_L เป็นสัมประสิทธิ์ของการคายและการดูดกลืนส่วนที่เกิดเส้น
ความถี่ทางแสงก็จะเป็น

$$\begin{aligned} \tau_V(z) &= \int_{-\infty}^z (K_C + K_L) dz \\ &= \int_{-\infty}^z K_C dz + \int_{-\infty}^z K_L dz \\ &= \tau_C(z) + \tau_L(z) \end{aligned} \quad (4.14)$$

สัมประสิทธิ์ของการดูดกลืนส่วนที่เกิดเส้น มีค่าขึ้นอยู่กับฟังก์ชันของรูปทรงเส้น ϕ_V โดยตรง
(Mihalas, 1970) ถ้าเส้นดูดกลืนคือเส้นไฮโดรเจนอัลฟา

$$K_L = f_H \frac{N_2}{\alpha} \frac{\pi e^2}{mc} \phi_V \quad (4.15)$$

เมื่อ N_2 = จำนวนอะตอมไฮโดรเจนต่อลูกบาศก์เซนติเมตรที่มีพลังงานอยู่ในระดับที่ 2

m = มวลของอิเล็กตรอน

c = ความเร็วแสง

f_H = ความแรง (oscillator strength) ของเส้นไฮโดรเจนอัลฟา

e = ประจุของอิเล็กตรอน

4.2 การคำนวณรูปทรงเส้นไฮโดรเจนอัลฟาจากดวงอาทิตย์

การคำนวณรูปทรงเส้นไฮโดรเจนอัลฟาจากดวงอาทิตย์ ก็คือการคำนวณค่าความเข้มจำเพาะ $I_V(0, \mu)$ ความถี่ต่าง ๆ ที่ออกมาจากดวงอาทิตย์ตามสมการ (4.11) นั้นเอง เราจะพิจารณาเฉพาะ $I_V(0, \mu)$ ที่มาจากจุดกลางดวงอาทิตย์ซึ่ง $\mu = 1$

$$I_V(0, 1) = \int_0^{\infty} S_V e^{-\tau_V} d\tau_V \quad (4.16)$$

และคำนวณโดยแปลงเครื่องหมายอินทิเกรตให้เป็นผลบวก

$$I_V(0, 1) = \sum_{i=0}^{\infty} S_V(i) e^{-\tau_V(i)} \Delta\tau_V(i) \quad (4.17)$$

นั่นคือ เราแบ่งความถี่ของบรรยากาศออกเป็นชั้น ๆ แล้วคำนวณ I_V ของแต่ละชั้นจาก S_V และ τ_V ซึ่งมีค่าขึ้นอยู่กับสถานะทางฟิสิกส์ของชั้นนั้น ๆ สถานะทางฟิสิกส์ที่ความถี่ต่าง ๆ ในบรรยากาศดวงอาทิตย์เอามาจากโมเดลพีซีเอ (De Jager, 1968) ตามตารางที่ 4.1 ซึ่งบอกทั้งตามความถี่ทางแสงของสเปกตรัมต่อเนื้อที่ความยาวคลื่น 5000 อังสตรอม $\tau_c(5000)$ และความถี่ทางเรขาคณิต z โดย $z = 0$ ที่ $\tau_c(5000) = 1$

เราจะพิจารณาการหา S_V และ τ_V ที่แต่ละชั้นของความถี่ว่าขึ้นอยู่กับสถานะทางฟิสิกส์อย่างไร

4.2.1 การหา S_V เราจะสมมติให้ภายในปริมาตรเล็ก ๆ ในบรรยากาศดวงอาทิตย์มีความสมดุลทางเทอร์โมไดนามิก (Local Thermodynamic Equilibrium หรือ LTE) หรือเรียกง่าย ๆ ว่าแอลทีอี ดังนั้นอัตราการคายต่อการดูดกลืนรังสีของปริมาตรนั้น จะเขียนแทนได้ด้วยฟังก์ชันพลังค์ ซึ่งมีค่าขึ้นอยู่กับอุณหภูมิอย่างเดียว (Mihalas, 1970)

$$S_V = B_V(T) = \frac{2hv^3/c^2}{e^{hv/kT} - 1} \quad (4.18)$$

h = ค่าคงที่แพลงค์

k = ค่าคงที่โบลท์ซมานน์

4.2.2 การหา τ_V เราต้องแบ่งหา τ_C และ τ_L แล้วจึงนำมาบวกกัน

4.2.2.1 การหา τ_C เนื่องจากความลึกทางแสงของสเปกตรัมต่อเนื้อที่ความยาวคลื่นต่าง ๆ สำหรับความลึกหนึ่งมีการเปลี่ยนแปลงไม่มากนัก เราจะนำค่าความลึกทางแสงของสเปกตรัมต่อเนื้อที่ความยาวคลื่น 6000, 6500, 8000 และ 10,000 อังสตรอม ที่ความลึกต่าง ๆ ซึ่งกำหนดไว้ในโมเดลตามตารางที่ 4.2 มาทำการอินทิเกรตโพลเทโดยใช้โปรแกรมในเครื่องคำนวณเลขที่ -97 หาค่าที่ความยาวคลื่น 6562.852 อังสตรอม ซึ่งเราใช้เป็นความยาวคลื่นตรงกลางเส้นไฮโดรเจนอัลฟา แล้วหจสมการแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\tau_C(5000)$ กับ $\tau_C(6562.852)$ เพื่อใช้ในโปรแกรมใหญ่โดยใช้โปรแกรมปรับเส้นกับสมการยกกำลังอย่างง่าย (power curve fitting) ในเครื่องคำนวณเลขที่ -97 เช่นเดียวกัน ได้ว่า

$$\tau_C(6562.852) = 1.25196 \left[\tau_C(5000) \right]^{1.01326} \quad (4.19)$$

ความสัมพันธ์นี้ เราสามารถเปลี่ยนความลึกทางแสงที่ 5000 อังสตรอม ไปเป็นความลึกทางแสงที่ 6562.852 อังสตรอม ของสเปกตรัมต่อเนื้อที่ได้ทุกความลึกที่กำหนด

ตารางที่ 4.2 แสดงค่าความลึกทางแสงของสเปกตรัมต่อเนื้อที่ความยาวคลื่นต่าง ๆ เทียบกับที่ 5000 อังสตรอม

$\tau_C(5000)$	$\tau_C(6000)$	$\tau_C(6500)$	$\tau_C(8000)$	$\tau_C(10000)$
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001
0.0003	0.0003	0.0004	0.0004	0.0003
0.0010	0.0011	0.0011	0.0012	0.0011
0.0032	0.0035	0.0037	0.0039	0.0037
0.0100	0.0113	0.0120	0.0127	0.0120
0.0316	0.0362	0.0383	0.0406	0.0385
0.1000	0.1151	0.1217	0.1300	0.1232
0.3162	0.3652	0.3858	0.4143	0.3936
1.0000	1.1576	1.2230	1.3240	1.2582
3.1623	3.6928	3.9170	4.3367	4.0690
10.0000	11.9569	12.8453	14.9797	13.4869

4.2.2.2 การหา τ_L การหา τ_L ต้องทำการอินทิเกรต K_L ซึ่งหาได้จากสมการ (4.15) ตามความลึก เราต้องคำนวณหา N_2 และ ϕ_ν ที่ความลึกต่าง ๆ เสียก่อน จากการสมมติแอลทีอี N_2 จะหาได้จากสมการของโบลท์ซมานน์ (Mihalas, 1970)

$$N_2 = \frac{g_2}{U} N_0 e^{-\chi_2/kT} \quad (4.20)$$

เมื่อ g_2 = น้ำหนักสถิติ (statistical weight) ของระดับพลังงานที่ $\cdot 2$ ในอะตอม
 $= 2n^2 = 8$ สำหรับอะตอมไฮโดรเจน

U = ฟังก์ชันพาร์ติชัน (partition function) = 2

N_0 = จำนวนอะตอมไฮโดรเจนทั้งหมดต่อลูกบาศก์เซนติเมตร กำหนดโดยโมเดล

χ_2 = ค่าพลังงานไอออไนเซชันของระดับที่ $\cdot 2$ เทียบกับระดับพื้น = 10.21 อิเล็กตรอนโวลต์

ส่วน ϕ_ν จะคำนวณโดยใช้ความสัมพันธ์จากสมการ (2.81) ที่เขียนในเทอมของความยาวคลื่นหน่วยเป็นอังสตรอมได้เป็น

$$\phi_\nu(\Delta\lambda) = \frac{\lambda^2 \times 10^{-8}}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D c} \left[\sum_{i=1}^7 f_i H(a_i^i, v_i) \int_0^{\beta} w(\beta) d\beta + \sum_{\substack{k=-8 \\ k \neq 0, -7}}^8 f_k \int_{\beta}^{\infty} H(a_k, v_k) w(\beta) d\beta + f_0 H(a_0, 0) \int_{\beta}^{\infty} w(\beta) d\beta \right] \quad (4.21)$$

$$\text{เมื่อ } a_i^i = \frac{\Gamma_i + \Gamma_R}{4\pi\Delta\lambda_D} \frac{\lambda_i^2 \times 10^{-8}}{c}$$

$$v_i = \frac{\Delta\lambda + \delta\lambda_i}{\Delta\lambda_D} ; \quad \delta\lambda_i = \lambda_5 - \lambda_i$$

$$a_k = \frac{\Gamma_k + \Gamma_R}{4\pi\Delta\lambda_D} \frac{\lambda_5^2}{c} \times 10^{-8}$$

$$v_k = \frac{\lambda - \lambda_k}{\Delta\lambda_D} ; \lambda_k = \text{ความยาวคลื่นกลางเส้นสแตร์คที่ } k$$

$$\beta = \text{อัตราส่วนของสนามไฟฟ้าที่มารบกวนต่อสนามปกติของอะตอม} = \frac{F}{F_0}$$

ซึ่งคิดการขยายกว้างทั้ง 3 ประการที่กล่าวในบทที่ 2 และแบ่งการคิดเส้นสเปกตรัมย่อย โดยเลือก (Zelenka, 1975)

$$\beta_2 = 0.376 F_0 \quad (4.22)$$

การคำนวณฟังก์ชันไวท์ทำเช่นเดียวกับในบทที่ 3 ส่วนการคำนวณฟังก์ชันโฮลท์ซมาร์คสำหรับ $\beta \leq 10$ จะคำนวณจาก

$$W(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2\right] x \sin x \, dx \quad (4.23)$$

โดยใช้โปรแกรมการอินทิเกรตด้วยกฎของซิมป์สัน (Simpson's rule) ที่แบ่งช่วงอินทิเกรตเท่า ๆ กัน ตามค่า β จากคู่มือการเขียนโปรแกรมในเครื่องคอมพิวเตอร์ไอบีเอ็ม (GH 20 - 0205 - 4) และสำหรับ $\beta > 10$ จะคำนวณ $W(\beta)$ อย่างประมาณจากสมการ (Mihalas, 1970)

$$W(\beta) \approx \frac{1.496}{\beta^{5/2}} \left[1 + \frac{5.107}{\beta^{3/2}} + \frac{14.43}{\beta^3} \right] \quad (4.24)$$

เราคำนวณ ϕ_v ที่ความลึกหนึ่ง ๆ ซึ่งจะกำหนดให้เป็นความลึก z_n ; $n = 1, 2, \dots$ ที่แบ่งตามโมเดลบีซีเอ โดยแปลงการอินทิเกรตให้เป็นการบวกที่มีช่วง $\Delta\beta$ เปลี่ยนค่าได้ในลักษณะที่จะทำให้แต่ละเทอมของการบวกมีค่าใกล้เคียงกัน เพื่อให้ผลบวกมีค่าใกล้เคียงกับ

การอินทิเกรตมากที่สุด และบวกไปจนถึงเทอมที่ $\beta = 500$ ซึ่งอินทิเกรตมีค่าน้อยจนสามารถตัดทิ้งได้ การแปลงการอินทิเกรตให้เป็นการบวกในการคำนวณต่อไปจะใช้หลักการเดียวกันนี้ทั้งสิ้น

เมื่อหา N_2 และ ϕ_V ได้ เราคำนวณหา K_L ที่ความลึกต่าง ๆ ที่กำหนดได้ เราได้คำนวณหา K_L ตั้งแต่ชั้นนอกสุดไปจนถึงความลึก z_m ที่ทำให้ K_L มีค่ามากกว่า 1×10^{-5} ต่อเซนติเมตร แล้วจึงคำนวณหา τ_L ที่แต่ละความลึกนั้นโดยค่อย ๆ บวกไปทีละความลึกจาก

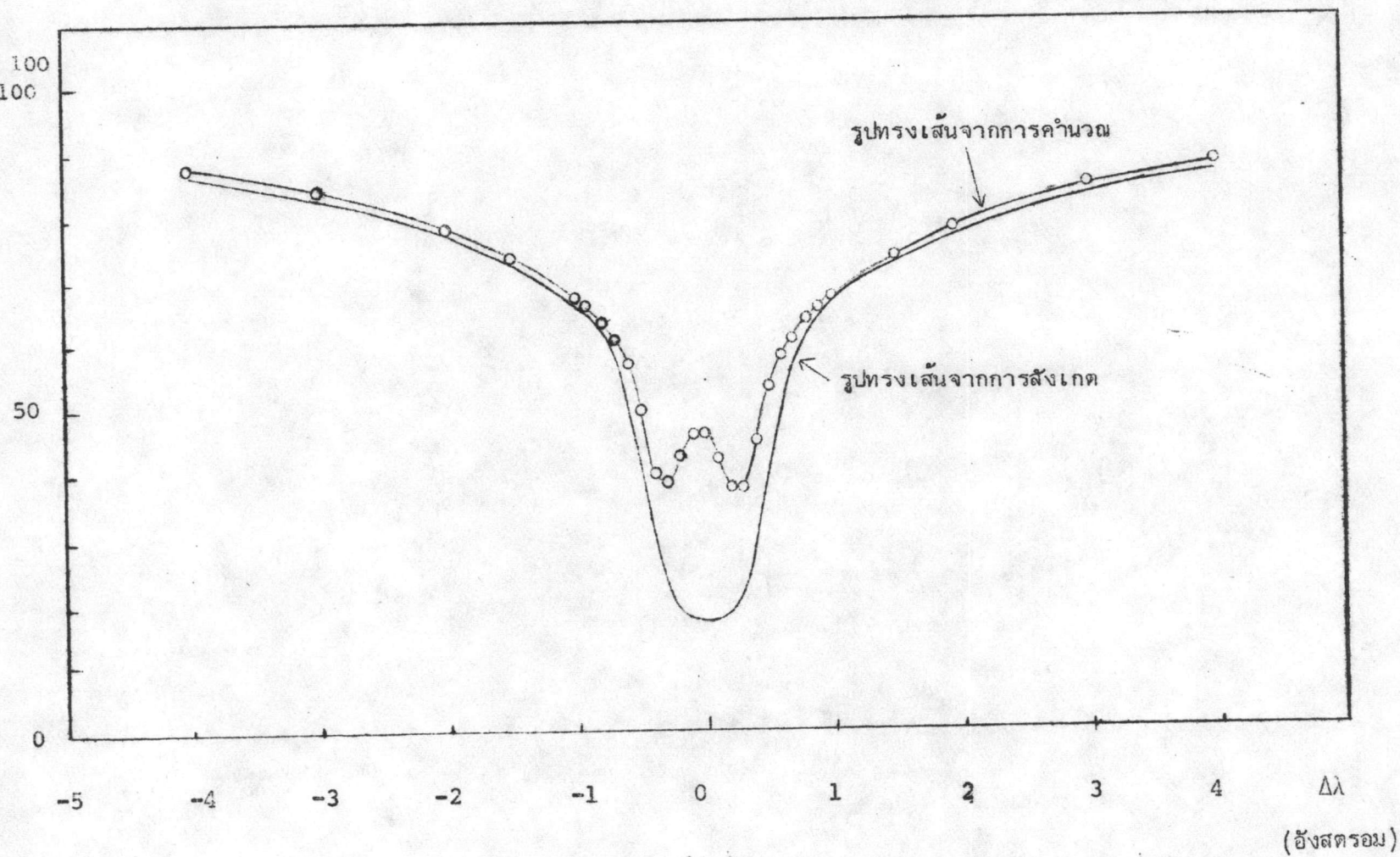
$$\tau_L(z_n) = \tau_L(z_{n-1}) + \sum_{j=1}^k K_L(j) \Delta z ; \quad n = 1, 2, \dots, m \quad (4.25)$$

โดยกำหนดให้ $\tau_L(z_0) = 0$ และแบ่งช่วงความลึกระหว่าง z_n กับ z_{n-1} ออกเป็น k ช่วงเล็ก ๆ ที่มีความกว้าง Δz นั่นคือ $k = \frac{z_n - z_{n-1}}{\Delta z}$ เมื่อ Δz เป็นค่าที่เลือกมาโดย $|\Delta z| < |z_n - z_{n-1}|$ และเป็นค่าที่ทำให้ $\frac{K_L(j) - K_L(j+1)}{K_L(j) + K_L(j+1)}$ มีขนาดไม่เกิน 0.01

เรานำ τ_L ที่แต่ละความลึกที่คำนวณได้ไปบวกกับ $\tau_C (6562.852)$ ที่ความลึกตรงกันก็จะได้ τ_{\dots} ที่ต้องการ ตอนนี้เราสามารถคำนวณ I_V จากสมการ (4.17) ได้แล้ว เราจะให้ $\Delta \tau_V$ ในแต่ละเทอมของการบวกเปลี่ยนแปลงได้เพื่อให้เทอมหนึ่ง ๆ มีค่าใกล้เคียงกันประมาณ $0.0001 S_V (1) e^{-\tau_V(1)}$ เมื่อเลข 1 ในวงเล็บหมายถึงบรรยากาศชั้นนอกสุดที่ถือว่ามิรังสีเกิดขึ้น แล้วบวกไปจนถึงเทอมที่จะทำให้ $\Delta \tau_V > 12$ ซึ่งถือว่าลึกมากพอที่รังสีจากที่ลึกกว่านี้อาจผ่านออกไปภายนอกได้บ้างแต่น้อยมากจนตัดทิ้งได้ เราคำนวณ I_V ที่ความยาวคลื่นต่าง ๆ แล้วคิดเทียบเป็นร้อยละของสเปกตรัมต่อเนื่องที่ความยาวคลื่นกลางเส้น หรือ $\frac{I_V}{I_C} \times 100$ โดย I_C คำนวณแบบเดียวกับ I_V จาก

$$I_C = \sum_{j=0}^{\infty} S_V(j) e^{-\tau_C(j)} \Delta \tau_C(j) \quad (4.26)$$

ได้ I_C มีค่า 3.94×10^{-5} เออร์กต่อตารางเซนติเมตรต่อสเทอเรเดียน รูปทรงเส้นที่คำนวณได้มีลักษณะดังแสดงในรูปที่ 4.5



รูปที่ 4.5 รูปทรงเส้นจากดวงอาทิตย์ที่คำนวณโดยสมมติแวลท์อี

4.3 การเปรียบเทียบผลการคำนวณกับการสังเกต

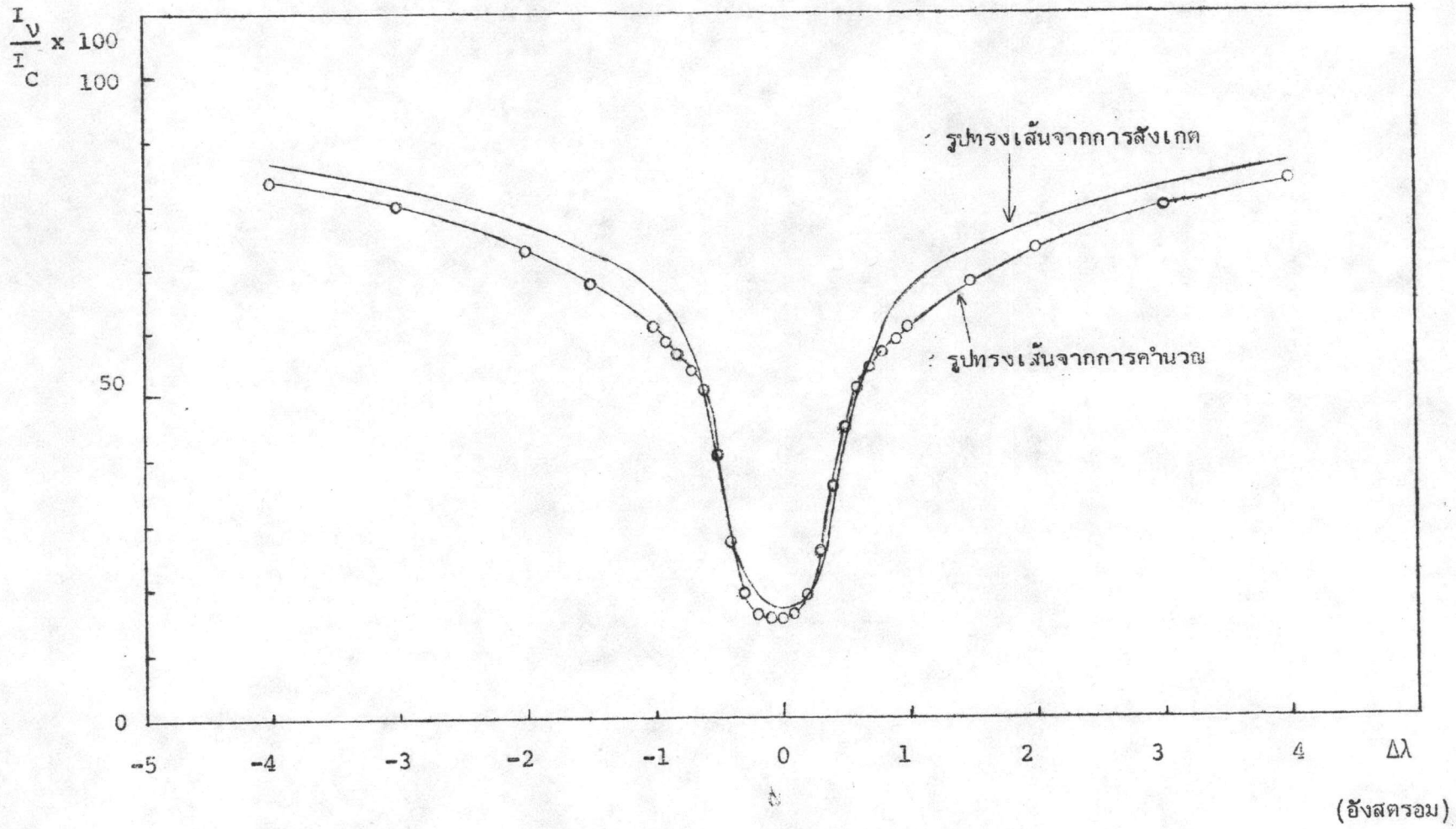
การคำนวณแต่ละขั้นตอนที่กล่าวมาทั้งหมดได้เขียนเป็นโปรแกรมสำหรับคำนวณในเครื่องคอมพิวเตอร์ ดังรายละเอียดในภาคผนวก ก. จนกระทั่งได้รูปทรงเส้น เมื่อนำไปเปรียบเทียบกับรูปทรงเส้นจากการสังเกตของเดวิด (David, 1961) ที่แสดงไว้ในรูปที่ 4.5 เช่นเดียวกัน จะเห็นว่ารูปทรงเส้นจากการคำนวณของเราให้ค่าความเข้มจำเพาะสูงกว่า โดยเฉพาะบริเวณกลางรูปทรงเส้นซึ่งสัมพันธ์ของการดูดกลืนมีค่าสูงกว่าบริเวณปีกกลับมีค่าความเข้มจำเพาะสูงขึ้นแทนที่จะลดต่ำลง รูปทรงเส้นส่วนนี้มีผลมาจากบริเวณชั้นนอก ๆ คือ โครโมสเฟียร์ตอนล่าง ซึ่งมีอุณหภูมิเพิ่มขึ้นในแนวออกจากดวงอาทิตย์เป็นส่วนใหญ่ การสมมติแอลทีซีจึงทำให้คำนวณค่าฟังก์ชันกำเนิดได้สูงกว่าที่ควรจะเป็น (Schoolman, 1972) รูปทรงเส้นที่คำนวณได้จึงให้ค่าความเข้มจำเพาะสูงผิดปกติดังกล่าว

ในบรรยากาศที่แท้จริงของดวงอาทิตย์โดยเฉพาะที่ชั้นนอก ๆ นั้น ไม่เป็นไปตามสภาวะของแอลทีซี จำนวนอะตอมในระดับพลังงานต่าง ๆ ที่ความลึกหนึ่งมีการเปลี่ยนแปลงได้ด้วยอัตราที่ถูกกำหนดโดยปริมาณรังสีที่มีอยู่ในบริเวณความลึกนั้น ดังนั้นค่าของจำนวนอะตอมและฟังก์ชันกำเนิดจึงไม่อาจกำหนดได้จากอุณหภูมิเพียงอย่างเดียว แต่ต้องคำนวณหาควบคู่ไปกับค่าความเข้มจำเพาะของรังสีที่เราต้องการ ทำให้มีความยุ่งยากในการคำนวณมาก ใต้ลองแก่การสมมติแอลทีซีอย่างง่าย ๆ ด้วยการใช้ค่าฟังก์ชันกำเนิดที่แตกต่างจากฟังก์ชันแพลงค์ตามสมการ (Schoolman, 1972)

$$\log \frac{S_V}{B_V} = \frac{0.3 z}{5 \times 10^7} ; \quad z < 0 \quad (4.27)$$

เมื่อ z เป็นความลึกมีหน่วยเป็นเซนติเมตร

แล้วคำนวณรูปทรงเส้นออกมาตามวิธีที่กล่าวข้างต้น ปรากฏว่า รูปทรงเส้นที่คำนวณได้คราวนี้มีความใกล้เคียงกับรูปทรงเส้นที่ได้จากการสังเกตมาก ดังแสดงในรูปที่ 4.6



รูปที่ 4.6 รูปทรงเส้นจากดวงอาทิตย์ที่คำนวณโดยใช้เทอมแก๊งค์ซันกำเนิด