表流水の水温形成に関する基礎 － 水平面可能日射量について －

東北大学工学部　正員　○平田　強
東北大学工学部　正員　佐藤敦久

(1)　はじめに　表流水の水温は水体－大気，河床間の熱収支と太陽から供給される放射エネルギーによって決定され，水の出入のない水体では次式のようになる。

$$c\rho D\frac{d\theta}{dt}=(1-\alpha)I+R+H+LE+B \qquad (1)$$

ここに，c　水の比熱　ρ　水の密度　D　水深　θ　水温
t：時間　α　反射率　I　全日射量　R：長波放射収支
H　顕熱交換収支　LE　潜熱交換収支　B：水体－河床の熱収支

日射量 I は直達日射量 I_s と散乱日射量 I_d に分けられ（$I=I_s+I_d$），本稿では地球－太陽間の関係と地球大気の平均的性状から直達日射量 I_s がどのような形で表わされうるかを検討した。

(2)　仮定　本検討を行なうにあたり以下のような仮定を導入した。①太陽より放射されるエネルギーは常に不変である　②地球は太陽を一方の焦点とした楕円軌道上を一定の面積速度で運行しその周期は365日である．③地球の自転軸は固定され公転軌道面に対し常に 23.4426° 傾いており，自転速度は一定で太陽は24時間後にもとの経線上に戻る　④大気による散乱，吸収は Lambert－Beer 則に従い単波長の場合と同様の挙動を示す．⑤大気は上空に向かって指数関数的に減少する密度分布を有する．

(3)　直達日射量に関する基礎式の検討

上記②③の仮定により，

$$\frac{r^2}{2}\omega_1=\frac{ab\pi}{365}=n \qquad (2)$$

$$r=\frac{a(1-e^2)}{1+e\cos f} \qquad (3)$$

ここに，
r：地球太陽間の距離
ω_1：公転の角速度
a, b　楕円軌道の長，短軸半径
e・　〃　離心率
f・真近点離角

また，太陽の天球上の位置をその赤緯 δ と時角 ωt で表わせば球面三角公式により次式が得られる

$$\cos Z=\sin\delta\sin\phi+\cos\delta\cos\phi\cos\omega t \qquad (4)$$

ここに，Z：太陽の天頂距離　ϕ　観測点の緯度

同様に太陽の赤緯 δ を真近点離角 f と近日点と春分点との角距離 f_0 を用いて表わせば次式となる．

$$\delta=\mathrm{Arcsin}\{\sin(23.4426°)\sin(f-f_0)\} \qquad (5)$$

一方，地球大気外表面に与えられる太陽の放射エネルギーは　$J_0=J_m r_m^2/r^2$　であるから，観測点 ϕ における水平面日射量 I_s（直達成分）は

$$\frac{dI_s}{dt}=J_0\cos Z\cdot\beta_Z$$
$$=J_m\frac{r_m^2}{r^2}\beta_Z(\sin\delta\sin\phi+\cos\delta\cos\phi\cos\omega t) \qquad (6)$$

となり r と β_Z が決定されれば (6) 式を解くことにより I_s を求めることができる。

r の算出には真近点離角 f を求める必要があり，(2)(3)式より

$$\frac{df}{dt}=\omega_1=(1+e\cos f)^2\frac{2n}{a^2(1-e^2)^2} \qquad (7)$$

$$f=2\ \mathrm{Arctan}\left[\sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\tan\left\{\frac{\pi}{365(1-e^2)}T\right\}\right] \qquad (8)$$

ここに，T：近日点をT＝0として日単位で表わした時間

となり T を与えることにより f が求まり，(3)式により r が求まる。β_Z の決定には大気の密度分布が関係し，仮定⑤により地表からの高度を l_0，大気密度を ρ_a とすると，

$$d\rho/dl_0=-k\rho_a \qquad (9)$$

また観測点 ϕ と太陽とを結ぶ直線と高度 l_0 の球面との交点と ϕ との線分を l とすると

$$\frac{dl}{dl_0}=(l_0+r_e)(l_0^2+2r_el_0+r^2\sin^2 Z)^{-\frac{1}{2}} \qquad (10)$$

$$\beta_Z=\beta_0\exp\left[\frac{\rho_0e^{kr_e}\int_{r_e}^{\infty}e^{-kl_0}\left(\frac{l_0^2}{l_0^2-r_e^2\sin^2 Z}\right)^{\frac{1}{2}}dl_0}{\rho_0e^{kr_e}\int_{r_e}^{\infty}e^{-kl_0}dl_0}\right]$$

$$=\beta_0\exp\left[\frac{k}{\rho_0}\int_{r_e}^{\infty}e^{-kl_0}\left(\frac{l_0^2}{l_0^2-r_e^2\sin^2 Z}\right)^{\frac{1}{2}}dl_0\right] \qquad (11)$$

ここに，β_0・$Z=0$ のときの大気の光透過係数
r_e：地球の半径（観測点高度が大きいときは観測点と地心間の距離
ρ_0　地心からの距離が r_e である点の大気の密度または観測点における大気の密度

となり (2)で述べた仮定での理論式が導かれたことになるが (11)式は簡単には解けず，現在検討中である。

(4)　おわりに

天文学的に決定される定数を導入し (2)に示したような仮定のもとでの直達日射量を表わす基礎式を検討したが　今後仙台気象台のデータを用いて上式群の検討を行なうとともに統計的な手法により日射の特性について明らかにしたい。