

波動幾何學的宇宙構造論と星雲理論との

改良及び補遺

柴田 隆 史

(昭和 17 年 6 月 6 日受付)

§ 1. 波動幾何學に依る宇宙構造論と星雲理論との概略及び本論文の目的

波動幾何學に依る宇宙構造論に於ては次の二つの事項から出發して理論を樹てた⁽¹⁾

- (i) 宇宙に於ける各星雲の運動徑路は、質點として、その時空の測地線を描く、
- (ii) 星雲の運動量密度は状態 ψ に關係して定るのである。

即ち状態 ψ に依つてその存在を規定されるやうな物質の粒子運動量密度ベクトルは $u' = \psi^\dagger A \gamma' \psi$ に依つて與へられる⁽²⁾ことから、我々はこの u' に依つて星雲の粒子運動量密度を表し、 u' が時空の測地線を描く可きであるといふ考へのもとに宇宙構造論を樹てたのである。

次に星雲の構造は、上のやうにして得られた宇宙構造論に於ける局所的現象として論じたのである⁽³⁾。即ち宇宙構造論に於て得られた時空をもとにして、その時空に於ける觀測座標系を考へるとき、宇宙構造論はかゝる座標系の總てに對して一樣な性質を有することが解つた⁽⁴⁾ので、その時空の一點の周圍に於てのみ一樣な性質を有する現象を考へることに依つて、星雲の理論を得たのである⁽³⁾。

從つて我々の理論に於ては、先づ宇宙構造論に於て得られた時空をもとにして觀測座標系の間の關係を得、この觀測座標系に對する一樣性を考へることに依つて星雲の理論を得るのであつて、初めから觀測座標系は考へられてゐない。即ち觀測座標系は星雲の理論を樹てる爲に考へられたもので、宇宙

(1) 本誌, 8 (1938), 193. (W.G. No. 28.) 以下。

(2) 8 (1938), 187. (W.G. No. 27.)

(3) 11 (1941), 47. (W.G. No. 44.)

(4) 11 (1941), 23. (W.G. No. 43.)

構造論を樹てる爲には考へられてゐない。且又上述の星雲の理論に於ては w^i は時空の測地線を描いてゐないに拘らず、宇宙論に於てのみ w^i が時空の測地線を描かねばならないといふことに對しては、はつきりした理由はない。

そこで此の論文に於ては、之等の點を改めて、時空の測地線を考へることなしに、初めから一貫して座標系に對する一様性、非一様性を考へることに依つて新しく宇宙論、星雲論を樹て直してみようと思ふ。而うして更に星雲の理論に關して附加すべき點があるから之について述べることにする。

§ 2. 座標系に對する一様性から見た宇宙構造論と星雲の理論

我々は前論文に於て、⁽¹⁾「時空が觀測座標系に對して一樣である」といふ言葉の意味を吟味して、時空の一樣性に對する定義を與へた。即ち時空の計量 $ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$ の形を不變に保つやうな座標系の間の變換群を考へるとき、 r, θ, φ の空間に於ける廻轉群と $r=0$ を動かす變換とから出来る變換群に對して $g_{ij}dx^i dx^j$ の形が不變であるときに、その時空は座標系に對して一樣な空間であると定義した。而うして、このやうな時空に於ける $ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$ の形及びそれに對する座標系の間の關係を求めて次の結果を得た。座標系に對して一樣な性質を有する時空には次の三種のものがある。

$$(I) \quad \text{ミンコフスキー型時空} \quad ds^2 = -dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + dt^2,$$

$$(II) \quad \text{アインシュタイン型時空} \quad ds^2 = -\frac{dr^2}{1-r^2/R^2} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + dt^2,$$

$$(III) \quad \text{ドウ・ジッター型時空} \quad ds^2 = -\frac{dr^2}{1-k^2 r^2} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \\ + (1-k^2 r^2) dt^2.$$

而うしてそれ等に對する座標系の間の關係は、I の時空に對してはローレンツ變換であり、II, III の時空に對しては夫々徑數を 10 個及び 7 個持つた變換群が對應する。(此の變換群を夫々 G_{10} 及び G_7 で表す)。又構成分子の運動に關しては次の結論が得られた⁽²⁾ 構成分子は I の時空に於ては相互に一樣な速度を以て運動し、II の時空に於ては靜止し、III の時空に於てはそれ等を結ぶ線上を相互間の距離に比例した大きさの速さを以て運動する。従つて

(1) 前掲, 11 (1941), 231, (W. G. No. 48.)

(2) 同上。

II の時空が實際の宇宙模型と合致してゐることが解る⁽¹⁾

そこで我々は上に得た結果から出發して新しく宇宙論を樹てることを考へる。先づ II の時空が實際の宇宙を表すものと考へて、此の時空に於て宇宙法則を表す可き ψ の基本方程式を求める。その爲に我々は宇宙法則は座標系に對して一様な性質を有するものと考へる。即ち G_{10} に對して不變であるやうな ψ の基本方程式が宇宙法則を表すものと考へる。このやうな ψ の基本方程式の形を求めれば、之は結局既に波動幾何學で得られた宇宙論に於ける ψ の基本方程式と同一の形に歸着せしめられることが解る⁽²⁾。従つて座標系に對して一様な性質を有するものとして前論文に於けると同一の宇宙論が得られることになる。

次に星雲の理論を樹てる爲に、上の考へを進めて、座標系に對する局所的な不規則性を考へる。その考へ方は前論文に於けると同一であるからこゝには省くことにする⁽³⁾。このやうに考へれば宇宙論及び星雲論が一貫して、座標系に對する一様性、非一様性を基礎として、樹てられることになり、我々の目的は達せられる。

§3. 前論文に於ける星雲理論に對する補遺

前論文に於ては、⁽⁴⁾星雲の構造を與へる可き ψ の基本方程式を

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^i} - \Gamma_i\right)\psi = (A_i + A_i^j \gamma_j + A_{ij} \gamma^j + A_{ij}^k \gamma^j \gamma_k)\psi \quad (1)$$

とし、先づ第一に簡単な場合として

$$A_i = A_i^j = 0 \quad (2)$$

なる場合を考へ、更に A_{ij} , A_{ij}^k の反對稱部分は電磁氣に關係した項を表すと見做し、之を 0 とおいて、初めから A_{ij} , A_{ij}^k は對稱であると假定して理論を樹てた⁽⁵⁾

然しドウ・ジッター型の時空に於ては、(2) の場合には (1) 式の積分可能條件式から必然的に

(1) 同上。

(2) 前掲, 11 (1941), 23. (W. G. No. 43.)

(3) 前掲, 11 (1941), 47. (W. G. No. 44.)

(4) 同上。

(5) 同上, 52 頁 6 行目参照。

$$A_{[ij]}=0, \quad A_{[ij]}^5=0 \quad (3)$$

が得られ、 A_{ij} 及び A_{ij}^5 は電磁氣に關係した項は含まないことになる。但し (2) 以外の場合に於ては (3) 式は必然的には導かれないうで、之は假定しなければならぬのである。このことを前論文の補遺として附加しておく。

廣島高等師範學校
