

日本航海学会誌

NAVIGATION

21世紀の新しい針路を求めて

静水圧の圧力積分による船の浮心位置の決定
— その2 : 任意の断面形状の場合 —

堀 勉

*A Positioning on Ship's Centre of Buoyancy
Derived by Pressure Integral of Hydrostatic Pressure
— Part 2 : In the Case of Arbitrary Sectional Form —*

Tsutomu HORI

平成30年

7 月

第205号



研究・調査

静水圧の圧力積分による船の浮心位置の決定 — その 2 : 任意の断面形状の場合 —

堀 勉

A Positioning on Ship's Centre of Buoyancy Derived by Pressure Integral of Hydrostatic Pressure — Part 2 : In the Case of Arbitrary Sectional Form —

Tsutomu HORI

キーワード: 浮心, 圧力中心, 静水圧, 圧力積分, 任意の断面形状

1. はじめに

船に作用する浮力の中心「浮心」は、水面下の体積（排水体積）を水で置き換えた重心（即ち、水面下の幾何学的形状の体積中心）に等しいことは、造船学上、否、物理学上の周知の事実である。

Archimedes の原理⁽¹⁾が教える浮力は、静水圧の圧力積分によって明快に求められるが、浮心位置については、物理学や水理学、造船学や航海力学など、どの教科書（例えば、前報⁽²⁾の参考文献(2)～(16)）にも、水面下の体積を水で置き換えた重心位置であると記述されていて、静水圧による圧力中心としての説明は見当たらない。

そんな状況の中、最近、小松⁽³⁾によって、「浮心 ≠ 圧力中心？」の問題提起が成され、日本船舶海洋工学会の推進性能・運動性能合同研究会等でも、瀬戸^{(4),(5)}、鈴木(勝)⁽⁶⁾、小松⁽⁷⁾、藪下⁽⁸⁾らによって、活発に議論が成された。

この問題に対して、著者は前報⁽²⁾で、2次元の矩形断面について、 θ だけ横傾斜させた状態で、静水圧を圧力積分して、作用する力とモーメントを計算することにより、傾斜時の圧力中心を決定した。その結果を、 $\theta \rightarrow 0$ とすることで、圧力中心が、水面下の矩形の図心、即ち、周知の浮心に位

置することを示した。

その後、一色⁽⁹⁾は、仮想的に微弱な水平方向の重力加速度を作用させることにより、ガウスの積分定理を用いて、圧力中心を求めた。同様な考え方で、藪下⁽¹⁰⁾も、重力の作用方向を、鉛直方向から傾斜させることにより、圧力の表面積分を体積分に変換して、その圧力中心を定め、傾斜をゼロにすることで、それが周知の浮心位置に等しいことを示した。

上述の状況に鑑み、本論では、前報⁽²⁾の手法を拡張することにより、任意の横断面形状に対して「浮心=圧力中心」であることを証明できたので、ご報告させて戴く次第である。

2. 浮体の圧力中心 C_p の位置決め

図 1 は、幅 $2b$ 、深さ $f+h$ （吃水 f 、乾舷 h ）の任意形状の横断面が、右舷側に θ だけ横傾斜した場合を示す。断面形状として、水線付近では垂直舷側を仮定する。

静水面中央に原点 o を置き、浮体に固定した座標系を $o-yz$ 、空間に固定した座標系を $o-\eta\zeta$ とする。また、浮体表面に立てた、外向きの単位

法線ベクトルを $\mathbf{n} = n_y \mathbf{j} + n_z \mathbf{k}$ とし、 n_y, n_z は、それぞれ、浮体固定の y, z 方向に対する方向余弦である。

大気圧を p_0 、水の比重量を γ とし、図中、大気圧を破線、静水圧を実線、それぞれの圧力を細線、力を太線のベクトルで示して、全て、浮体表面に対して垂直な $-\mathbf{n}$ 方向に作用する。

**2.1 浮体表面に働く
y方向の圧力による力とモーメント**

左舷側 (Left: $y = -|y_L| < 0, n_y < 0$) に働く、圧力による y 方向の力 $P_y^{(L)}$ は、乾舷 $C_L^{(0)}$ と没水部 $C_L^{(\gamma)}$ に互り一様に働く大気圧による力と、没水部 $C_L^{(\gamma)}$ ($b \tan \theta \leq z \leq f$) に働く静水圧による力の和で求まる。 $y = y_L$ での浮体表面での水深 ζ_L は、

$$\begin{aligned} \zeta_L &= (z - |y_L| \tan \theta) \cos \theta \\ &= z \cos \theta - |y_L| \sin \theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(1)$$

だから、 $n_y dl = -dz$ であることを用いて、変数を周長 l から z に置換して積分することにより、 $P_y^{(L)}$ は、

$$\begin{aligned} P_y^{(L)} &= -\int_{C_L^{(0)} + C_L^{(\gamma)}} p_0 n_y dl - \gamma \int_{C_L^{(\gamma)}} \zeta_L n_y dl \\ &= p_0 \int_{-h}^f dz + \gamma \int_{b \tan \theta}^f (z \cos \theta - |y_L| \sin \theta) dz \\ &= p_0 \int_{-h}^f dz + \gamma \cos \theta \int_{b \tan \theta}^f z dz \\ &\quad - \gamma \sin \theta \left(\int_0^f |y_L| dz - b \int_0^{b \tan \theta} dz \right) \\ &= p_0 (f + h) + \frac{1}{2} \gamma \cos \theta (f^2 - b^2 \tan^2 \theta) \\ &\quad - \gamma \sin \theta \left(\int_0^f |y_L| dz - b^2 \tan \theta \right) \\ &= p_0 (f + h) + \frac{1}{2} \gamma f^2 \cos \theta \\ &\quad - \gamma \sin \theta \int_0^f |y_L| dz + \frac{1}{2} \gamma b^2 \sin \theta \tan \theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(2)$$

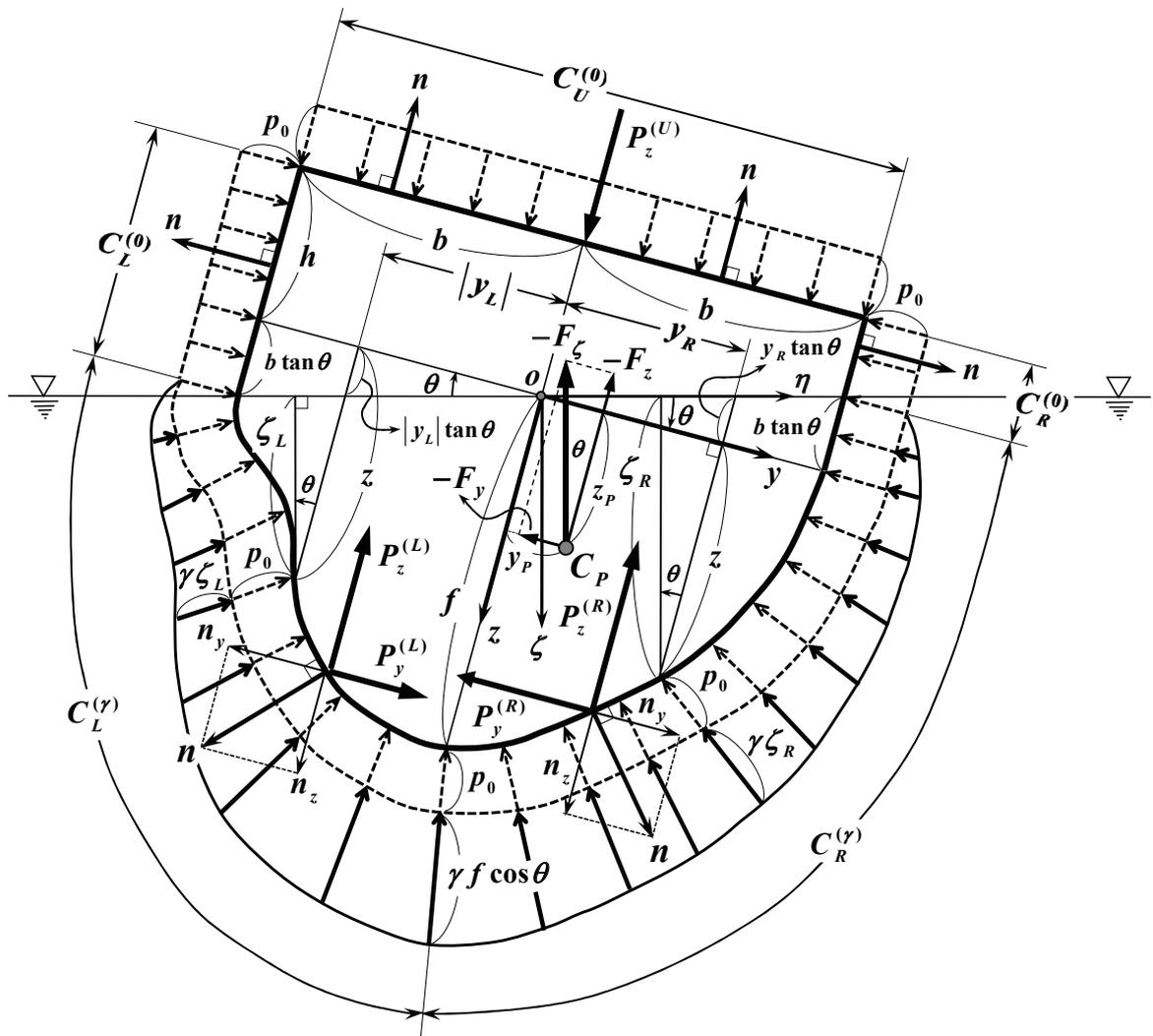


図1 横傾斜した横断面に作用する静水圧の分布と圧力中心

のように求まる。式中、水線付近 ($0 \leq z \leq b \tan \theta$) では、垂直舷側の仮定により、 $|y_L| = b$ として計算を進めたものである。

右舷側 (*Right*: $y = y_R > 0, n_y > 0$) に働く、圧力による $-y$ 方向の力 $P_y^{(R)}$ も、同様に、乾舷 $C_R^{(0)}$ と没水部 $C_R^{(y)}$ ($-b \tan \theta \leq z \leq f$) に働く力の和で求まる。 $y = y_R$ での水深 ζ_R は、

$$\begin{aligned} \zeta_R &= (z + y_R \tan \theta) \cos \theta \\ &= z \cos \theta + y_R \sin \theta \quad \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

だから、 $P_y^{(R)}$ は、 $n_y d\ell = dz$ を用いて、 z に関する積分に置換して計算すれば、

$$\begin{aligned} P_y^{(R)} &= \int_{C_R^{(0)} + C_R^{(y)}} p_0 n_y d\ell + \gamma \int_{C_R^{(y)}} \zeta_R n_y d\ell \\ &= p_0 \int_{-h}^f dz + \gamma \int_{-b \tan \theta}^f (z \cos \theta + y_R \sin \theta) dz \\ &= p_0 \int_{-h}^f dz + \gamma \cos \theta \int_{-b \tan \theta}^f z dz \\ &\quad + \gamma \sin \theta \left(\int_0^f y_R dz + b \int_{-b \tan \theta}^0 dz \right) \\ &= p_0 (f + h) + \frac{1}{2} \gamma \cos \theta (f^2 - b^2 \tan^2 \theta) \\ &\quad + \gamma \sin \theta \left(\int_0^f y_R dz + b^2 \tan \theta \right) \\ &= p_0 (f + h) + \frac{1}{2} \gamma f^2 \cos \theta \\ &\quad + \gamma \sin \theta \int_0^f y_R dz + \frac{1}{2} \gamma b^2 \sin \theta \tan \theta \\ &\quad \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

のように求まる。ここでも、(2)式と同様、水線付近 ($-b \tan \theta \leq z \leq 0$) では、 $y_R = b$ としている。

甲板 (*Upper*: $n_y = 0$) に働く、大気圧による y 方向の力 $P_y^{(U)}$ は、甲板部 $C_U^{(0)}$ に互る積分で、

$$\begin{aligned} P_y^{(U)} &= - \int_{C_U^{(0)}} p_0 n_y d\ell \\ &= 0 \quad \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$

のように、ゼロである。

次に、左舷 ($y = -|y_L|$) に働く、 y 方向の圧力による、原点 o に関する反時計回りのモーメント $M_y^{(L)}$ は、(2)式の $P_y^{(L)}$ と同様に計算すれば、

$$\begin{aligned} M_y^{(L)} &= - \int_{C_L^{(0)} + C_L^{(y)}} p_0 n_y \cdot z d\ell - \gamma \int_{C_L^{(y)}} \zeta_L n_y \cdot z d\ell \\ &= p_0 \int_{-h}^f z dz + \gamma \int_{b \tan \theta}^f (z \cos \theta - |y_L| \sin \theta) z dz \\ &\quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

となり、計算を進めると、

$$\begin{aligned} M_y^{(L)} &= p_0 \int_{-h}^f z dz + \gamma \cos \theta \int_{b \tan \theta}^f z^2 dz \\ &\quad - \gamma \sin \theta \left(\int_0^f |y_L| z dz - b \int_0^{b \tan \theta} z dz \right) \\ &= \frac{1}{2} p_0 (f^2 - h^2) + \frac{1}{3} \gamma \cos \theta (f^3 - b^3 \tan^3 \theta) \\ &\quad - \gamma \sin \theta \left(\int_0^f |y_L| z dz - \frac{1}{2} b^3 \tan^2 \theta \right) \\ &= p_0 (f + h) \cdot \frac{f - h}{2} + \frac{1}{2} \gamma f^2 \cos \theta \cdot \frac{2f}{3} \\ &\quad - \gamma \sin \theta \int_0^f |y_L| z dz + \frac{1}{6} \gamma b^3 \sin \theta \tan^2 \theta \\ &\quad \dots\dots\dots(7) \end{aligned}$$

のように求まる。第 1 項は、左舷全体を投影した z 軸 ($-h \leq z \leq f$) に働く大気圧 p_0 によるモーメントを、第 2 項は、没水部を投影した z 軸 ($0 \leq z \leq f$) に働く三角分布の静水圧 $\gamma \zeta_L$ によるモーメントを表している。

右舷 ($y = y_R$) に働く、 $-y$ 方向の圧力による、原点 o に関する時計回りのモーメント $M_y^{(R)}$ は、(4)式の $P_y^{(R)}$ と同様に

$$\begin{aligned} M_y^{(R)} &= \int_{C_R^{(0)} + C_R^{(y)}} p_0 n_y \cdot z d\ell + \gamma \int_{C_R^{(y)}} \zeta_R n_y \cdot z d\ell \\ &= p_0 \int_{-h}^f z dz + \gamma \int_{-b \tan \theta}^f (z \cos \theta + y_R \sin \theta) z dz \\ &= p_0 \int_{-h}^f z dz + \gamma \cos \theta \int_{-b \tan \theta}^f z^2 dz \\ &\quad + \gamma \sin \theta \left(\int_0^f y_R z dz + b \int_{-b \tan \theta}^0 z dz \right) \\ &= \frac{1}{2} p_0 (f^2 - h^2) + \frac{1}{3} \gamma \cos \theta (f^3 + b^3 \tan^3 \theta) \\ &\quad + \gamma \sin \theta \left(\int_0^f y_R z dz - \frac{1}{2} b^3 \tan^2 \theta \right) \\ &= p_0 (f + h) \cdot \frac{f - h}{2} + \frac{1}{2} \gamma f^2 \cos \theta \cdot \frac{2f}{3} \\ &\quad + \gamma \sin \theta \int_0^f y_R z dz - \frac{1}{6} \gamma b^3 \sin \theta \tan^2 \theta \\ &\quad \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

となる。左舷の(7)式と同様、第 1 項は、大気圧 p_0 によるモーメントを、第 2 項は、三角分布の静水圧 $\gamma \zeta_R$ によるモーメントを表している。

甲板 ($n_y = 0$) に働く、大気圧による y 方向の力による時計回りモーメント $M_y^{(U)}$ は、 $C_U^{(0)}$ に互る積分で、

$$M_y^{(U)} = \int_{C_U^{(0)}} p_0 n_y \cdot z d\ell = 0 \quad \dots\dots\dots(9)$$

となり、ゼロである。

2.2 浮体表面に働く z 方向の圧力による力とモーメント

左右両舷側 ($-b < y < b, n_z > 0$) に働く、圧力による $-z$ 方向の力 $P_z^{(L+R)}$ は、乾舷 $C_L^{(0)} + C_R^{(0)}$ と没水部 $C_L^{(y)} + C_R^{(y)}$ に互り一様に働く大気圧による力と、没水部 $C_L^{(y)} + C_R^{(y)}$ に働く静水圧による力の和で求まる。水深 ζ は、(1)式の ζ_L と(3)式の ζ_R を纏めて、両舷に互って、

$$\zeta = (z + y \tan \theta) \cos \theta = z \cos \theta + y \sin \theta \quad \dots\dots\dots(10)$$

のように書けるから、 $P_z^{(L+R)}$ は、 $n_z d\ell = dy$ を用いて、 y に関する積分で計算できて、

$$P_z^{(L+R)} = P_z^{(L)} + P_z^{(R)} = \int_{C_L^{(0)}+C_L^{(y)}+C_R^{(y)}+C_R^{(0)}} p_0 n_z d\ell + \gamma \int_{C_L^{(y)}+C_R^{(y)}} \zeta n_z d\ell = p_0 \int_{-b}^b dy + \gamma \int_{-b}^b (z \cos \theta + y \sin \theta) dy = 2p_0 b + \gamma \cos \theta \int_{-b}^b z(y) dy \quad \dots\dots\dots(11)$$

となる。 y の積分区間は、水線付近で垂直舷側を仮定していることから、2.1 節の z の積分区間と異なり、傾斜角 θ に依存せず $-b \leq y \leq b$ である。

甲板 (*Upper*: $n_z = -1$) に働く、大気圧による z 方向の力 $P_z^{(U)}$ は、甲板部 $C_U^{(0)}$ に互る積分で、

$$P_z^{(U)} = -\int_{C_U^{(0)}} p_0 n_z d\ell = p_0 \int_{-b}^b dy = 2p_0 b \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。

次に、左右両舷側 ($n_z > 0$) に働く、 $-z$ 方向の圧力による、原点 o 回りの反時計回りのモーメント $M_z^{(L+R)}$ は、(11)式の $P_z^{(L+R)}$ と同様に計算すれば、

$$M_z^{(L+R)} = \int_{C_L^{(0)}+C_L^{(y)}+C_R^{(y)}+C_R^{(0)}} p_0 n_z \cdot y d\ell + \gamma \int_{C_L^{(y)}+C_R^{(y)}} \zeta n_z \cdot y d\ell \quad \dots\dots\dots(13)$$

となり、計算を進めれば、

$$M_z^{(L+R)} = p_0 \int_{-b}^b y dy + \gamma \int_{-b}^b (z \cos \theta + y \sin \theta) y dy = \gamma \cos \theta \int_{-b}^b y z(y) dy + \frac{2}{3} \gamma b^3 \sin \theta \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。

甲板 ($n_z = -1$) に働く、大気圧による z 方向の力による時計回りモーメント $M_z^{(U)}$ は、 $C_U^{(0)}$ に互る積分で、

$$M_z^{(U)} = -\int_{C_U^{(0)}} p_0 n_z \cdot y d\ell = -p_0 \int_{-b}^b y dy = 0 \quad \dots\dots\dots(15)$$

となり、左右平衡してゼロである。

2.3 y, z 方向に働く合力 F_y, F_z と、それによるモーメント M_y, M_z

y 方向に働く合力 F_y は、(5)式により甲板からの力 $P_y^{(U)}$ はゼロだから、両舷(2), (4)式の差から、大気圧 p_0 に関する項は相殺して、

$$\left. \begin{aligned} F_y &= P_y^{(L)} - P_y^{(R)} \\ &= -\gamma \sin \theta \int_0^f (|y_L| + y_R) dz \\ &= -\gamma \sin \theta \int_0^f Y(z) dz \\ &= -\gamma A_w \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(16)$$

但し、 $Y(z) \equiv |y_L| + y_R$

のように、左向きの力として求まる。式中で定義した $Y(z)$ は、水面下 z の位置での浮体の断面幅を表わし、 A_w は、その積分値として得られる水線以下の横断面積である。

z 方向に働く合力 F_z は、両舷(11)式と甲板(12)式の差から、 F_y と同様、 p_0 に関する項は相殺して、

$$F_z = P_z^{(U)} - P_z^{(L+R)} = -\gamma \cos \theta \int_{-b}^b z(y) dy = -\gamma A_w \cos \theta \quad \dots\dots\dots(17)$$

のように、上向きの力として求まり、 A_w は、各 y 座標での深さ $z(y)$ の積分値として得られる、水線以下の横断面積である。

$-y$ 方向の圧力による、時計回りのモーメント M_y は、(9)式により甲板からはモーメント $M_y^{(U)}$ を

生じないので、左右両舷(7),(8)式の差から、

$$\begin{aligned}
 M_y &= M_y^{(R)} - M_y^{(L)} \\
 &= \gamma \sin \theta \int_0^f (|y_L| + y_R) z dz - \frac{1}{3} \gamma b^3 \sin \theta \tan^2 \theta \\
 &= \gamma \sin \theta \int_0^f z Y(z) dz - \frac{1}{3} \gamma b^3 \sin \theta \tan^2 \theta \quad \dots(18)
 \end{aligned}$$

となる。

-z 方向の圧力による、反時計回りのモーメント M_z は、(15)式より甲板からはモーメント $M_z^{(U)}$ を生じないので、(14)式の左右両舷のモーメントに等しく、

$$\begin{aligned}
 M_z &= M_z^{(L+R)} \\
 &= \gamma \cos \theta \int_{-b}^b y z(y) dy + \frac{2}{3} \gamma b^3 \sin \theta \quad \dots\dots\dots(19)
 \end{aligned}$$

となる。

2.4 η 方向と ζ 方向の合力 F_η, F_ζ

前節(16),(17)式で求めた F_y, F_z を用いて、水平成分の F_η と、鉛直成分の F_ζ を求めると、

$$\left. \begin{aligned}
 F_\eta &= F_y \cos \theta - F_z \sin \theta \\
 &= \gamma A_w (-\sin \theta \cos \theta + \cos \theta \sin \theta) = 0 \\
 F_\zeta &= F_z \cos \theta + F_y \sin \theta \\
 &= \gamma A_w (-\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) = -\gamma A_w
 \end{aligned} \right\} \dots(20)$$

のように、左右非対称な断面が横傾斜した場合でも、圧力積分による合力として、水平成分 F_η は生じないことが分かる。

鉛直成分 F_ζ は、Archimedes の原理⁽¹⁾が教える通りの、鉛直上向きに生じる浮力そのものである。

2.5 傾斜状態での圧力中心 C_p の位置決め

圧力中心 C_p の位置決め (y_p, z_p) は、前報⁽²⁾と同様、大串⁽¹¹⁾が用いた水理学の手法に基づいて、y 座標 y_p は、z 方向の圧力による合力 F_z とモーメント M_z により、(17),(19)式を用いて、

$$\begin{aligned}
 y_p &= \frac{M_z}{-F_z} = \frac{\int_{-b}^b y z(y) dy}{\int_{-b}^b z(y) dy} + \frac{2b^3}{3 \int_{-b}^b z(y) dy} \tan \theta \\
 &= \frac{\int_{-b}^b y z(y) dy}{A_w} + \frac{2b^3}{3A_w} \tan \theta \quad \dots\dots\dots(21)
 \end{aligned}$$

によって、z 座標 z_p は、y 方向の圧力による F_y と M_y により、(16),(18)式を用いて、

$$\begin{aligned}
 z_p &= \frac{M_y}{-F_y} = \frac{\int_0^f z Y(z) dz}{\int_0^f Y(z) dz} - \frac{b^3}{3 \int_0^f Y(z) dz} \tan^2 \theta \\
 &= \frac{\int_0^f z Y(z) dz}{A_w} - \frac{b^3}{3A_w} \tan^2 \theta \quad \dots\dots\dots(22)
 \end{aligned}$$

のように決定することができる。

ここに、横傾斜角が小さいとして、 $\theta \rightarrow 0$ とすれば、(21),(22) 両式の y_p, z_p は、

$$\left. \begin{aligned}
 y_p &= \frac{\int_{-b}^b y z(y) dy}{A_w} + \frac{2b^3}{3A_w} \theta + \dots \\
 z_p &= \frac{\int_0^f z Y(z) dz}{A_w} - \frac{b^3}{3A_w} \theta^2 + \dots \\
 \text{但し、} A_w &= \int_{-b}^b z(y) dy = \int_0^f Y(z) dz
 \end{aligned} \right\} \dots(23)$$

となり、この結果は、水線付近で垂直舷側でない形状の浮体に対しても、成立する。

2.6 矩形断面での検算

水面下の断面形状が、矩形(幅 $2b$ 、吃水 f) の場合、 $A_w = 2bf$ であるから、傾斜時の $C_p(y_p, z_p)$ は、(21),(22)式より、 y_p の第 1 項は左右対称性よりゼロに、 z_p の第 1 項は矩形の図心位置より吃水 f の半分になって、

$$\left. \begin{aligned}
 y_p &= \frac{b^2}{3f} \tan \theta \\
 z_p &= \frac{f}{2} - \frac{b^2}{6f} \tan^2 \theta
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

のように定まり、前報⁽²⁾の結果 $C_p(\xi_p, \eta_p)$ を使って書けば、

$$\left. \begin{aligned}
 y_p &= \xi_p \\
 z_p &= f - \eta_p
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

となる。これは、本論の z 軸と、前報の η 軸が $z = f - \eta$ の関係にあることから、前報の結果⁽²⁾と一致するものである。このことから、本論で展開した、任意の断面形状に対する圧力中心の位置決め計算が、正しいことを確認できた。

2.7 直立状態での圧力中心 C_p の位置決め

直立状態での圧力中心 C_p は、前節(23)式において、 $\theta = 0$ とすればよく、

$$(y_p, z_p) = \left(\frac{\int_{-b}^b yz(y) dy}{A_w}, \frac{\int_0^f zY(z) dz}{A_w} \right) \quad \cdots(26)$$

となり、 y_p, z_p とともに、それぞれ y, z 方向の面積モーメントを水面下の断面積 A_w で除した形であるから、水面下形状の図心位置に相当することが分かる。よって、圧力中心 C_p が、

$$C_p = B \quad \cdots\cdots(27)$$

のように、周知の浮心位置 B と一致することを証明できた。

直立状態の断面形状が左右対称な場合には、(26)式より $y_p = 0$ となつて、 C_p の位置は、

$$(y_p, z_p) = \left(0, \frac{1}{A_w} \int_0^f zY(z) dz \right) \quad \cdots(28)$$

によって計算できる。

3. おわりに

前報⁽²⁾では、矩形断面を横傾斜させた状態で、静水圧の圧力積分によって、圧力中心の位置決めを行なった後、その傾斜角をゼロにすることで「浮心=圧力中心」であることを証明したが、本報告では、それを任意の断面形状に拡張して示すことができた。

謝辞

前報の矩形断面に対する証明⁽²⁾を、任意形状の断面に拡張することをご助言下さると共に、仮想的に微弱な水平方向の重力加速度を作用させることにより、ガウスの積分定理を用いて、圧力中心を導くメモ⁽⁹⁾をお示し下さった、(有)数理解析研究所の一色 浩 博士に、心からの御礼と深甚なる感謝の意を表します。一色 浩 博士によれば、この問題にガウスの定理を先駆的に適用されたのは、防衛大学校の故別所 正利 名誉教授とのこと。その

慧眼に、改めて敬意を表する次第です。

本稿のテーマに関して、幾多の有益なご討論を戴いた、防衛大学校の鈴木 勝雄 名誉教授⁽¹²⁾、薮下 和樹 准教授、ならびに、(有)実用技術研究所の慎 燦益 所長に、篤く御礼申し上げます。

本研究を進めるに当たり、終始温かいご激励を戴いた、長崎総合科学大学 木下 健 学長に、心より御礼を申し上げ、本稿を閉じます。

参考文献

- (1) ARCHIMEDES : The Works of Archimedes, On Floating Bodies, Book I & Book II, Edited and Translated by T. L. HEATH, Cambridge University Press, pp.253~300, 1897.
- (2) 堀 勉 : 静水圧の圧力積分による船の浮心位置の決定 — 浮心=圧力中心の証明 —, 日本航海学会誌, 第 203 号, pp.90~94, 2018 年 1 月.
- (3) 小松 正彦 : 浮体に働く浮力の作用中心に関する考察, 舟艇技報, No.93, pp.21~25, 2007 年 12 月.
- (4) 瀬戸 秀幸 : 「浮心」考 — 小松 : 浮体に働く浮力の作用中心に関する考察 の再検討 —, 第 14 回推進性能・運動性能合同研究会, 2010 年.
- (5) 瀬戸 秀幸 : 浮力の作用中心に関する一考察, 日本船舶海洋工学会 講演会論文集, 第 12 号, pp.529~532, 2011 年 5 月.
- (6) 鈴木 勝雄 : 神説「浮心の法則」, 2011 年 1 月.
- (7) 小松 正彦 : 座標変換による浮力の作用中心に関する考察, 第 19 回推進性能・運動性能合同研究会, 2012 年.
- (8) 渡辺 倫堂 : 船体周りの圧力分布と浮心の関係に関する研究, 防衛大学校 機械システム工学科 船舶工学講座 卒業論文, (指導) 薮下 和樹, 岡畑 豪, pp.1~25, 2013 年 3 月.
- (9) 一色 浩 : Pressure Center, 2018 年 3 月.

- (10) 藪下 和樹：船舶の復原及び推進性能(2018年度版), 第4章 浮力と圧力分布の関係, 防衛大学校 機械システム工学科 テキスト, pp.81~93, 2018年5月.
- (11) 大串 雅信：理論船舶工学(上巻)新訂版, 1.3 浮力の例題, 海文堂, pp.4~5, 1971年6月(初版).
- (12) 鈴木 勝雄：見かけの浮心について—堀論文⁽²⁾に関連して—, 2018年4月.

平成 30 年 5 月 7 日投稿



ホリエ
ツトム
勉

正会員 長崎総合科学大学 工学部 船舶工学コース 教授 (☎851-0193 長崎市 網場町 536)
E-mail : HORI_Tsutomu@NiAS.ac.jp, HomePage : <http://www.ship.nias.ac.jp/personnel/horiken/>
1987年 大阪大学 大学院 工学研究科 造船学専攻 博士後期課程 修了, 工学博士
所属学会：日本航海学会, 日本船舶海洋工学会の各会員； 研究テーマ：水面波動力学

日本航海学会誌 NAVIGATION

平成30年7月 第205号

JUL 2018 No. 205

巻頭言 / Foreword

- 日本航海学会 会長就任にあたって / *An Inaugural Address of the President of JIN* 織田 博行 / *Hiroyuki ODA* (1)
 Steady as she goes! (JIN 会長の退任にあたり) / *Steady as she goes!* 古莊 雅生 / *Masao FURUSHO* (2)

報告

- 日本航海学会創立 70 周年記念行事を終えて / *A report of the 70th anniversary event of Japan Institute of Navigation* ... 國枝 佳明 / *Yoshiaki KUNIEDA* (4)

インタビュー

- 学会の担い手達 第十五回 / *the Member with a Future*
 水産・教育研究機構水産大学校 海洋生産管理学科 准教授 松本 浩文 先生 編集幹事 / *Managing Editor* (12)

研究室紹介

- 神奈川大学工学部経営工学科 人間工学研究室
 / *Kanagawa University, Faculty of Engineering Department of Industrial Engineering and Management The laboratory on Ergonomics*
 久宗 周二 / *Shuji HISAMUNE* (17)

解説・展望

- 漸長緯度航法計算式に対する誤解
 / *Misunderstanding and Misleading Description on Mercator's Sailing Calculations* 石田 正一 / *Shoichi ISHIDA* (22)

研究・調査

- 静水圧の圧力積分による船の浮心位置の決定 — その 2 : 任意の断面形状の場合 —
 / *A Positioning on Ship's Centre of Buoyancy Derived by Pressure Integral of Hydrostatic Pressure — Part 2 : In the Case of Arbitrary Sectional Form —*
 堀 勉 / *Tsutomu HORI* (28)

研究会報告

- 海上交通工学研究会 (35)
 海上交通法規研究会 (38)
 海洋工学研究会 (42)
 航空宇宙研究会 (43)
 航法システム研究会 (44)
 シーマンシップ研究会 (47)
 GPS/GNSS 研究会 (52)
 操船シミュレータ研究会 (54)
 物流研究会 (59)

- 事務局だより / *Report from Secretariat* (62)

- 投稿要領 (97)

日本航海学会

Japan Institute of Navigation

c/o Tokyo University of Marine Science and Technology, 1-6, Etchujima 2, Koto-ku, Tokyo, 135-8533 JAPAN