

1 イマニ関数の変分

1. イマニ関数の定義

2点 $P \equiv (x, y)$, $Q \equiv (x', y')$ に関するポテンシャル関数 N を考え、次のようにおく。

$$\left. \begin{aligned} N(P, Q) &= S(P, Q) + A(P, Q) \\ S(P, Q) &= \frac{1}{8\pi} \overline{PQ}^2 \log \overline{PQ} \end{aligned} \right\} \dots (1.1)$$

よって $A(P, Q)$ は正則とする。

$$\left. \begin{aligned} P_N(P, Q) &= \frac{\partial^2}{\partial x' \partial y'} N(P, Q) \\ Q_N(P, Q) &= \frac{-\partial^2}{\partial x' \partial x} N(P, Q) \end{aligned} \right\} \dots (1.2)$$

$$\left. \begin{aligned} U_N(P, Q) &= \Xi - \frac{E}{2G} \frac{\partial}{\partial x} N \\ V_N(P, Q) &= H - \frac{E}{2G} \frac{\partial}{\partial y} N \\ \frac{\partial}{\partial x} \Xi &= \frac{\partial}{\partial y} H = \nabla^2 N \end{aligned} \right\} \frac{E}{2G} = 1 + \nu \quad (1.3)$$

のように定義しておくと、 N の境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} P_N(P, Q) &= 0 \\ Q_N(P, Q) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ for } P \text{ or } Q \text{ on } C, (1.4)$$

性質の応力関数 $f(P)$ は (1.4) に より、
 次のように表される。

$$f(P) = - \int_C \{ p U_N(P, Q) + q V_N(P, Q) \} dS, \quad \dots (1.5)$$

今より無限遠方で

$$\sigma_x = 1, \quad \sigma_y = \tau_{xy} = 0 \quad \dots (1.6)$$

となる場合を考えよう。

f は無限遠方で 0 になるとすると f に対する
 境界条件は

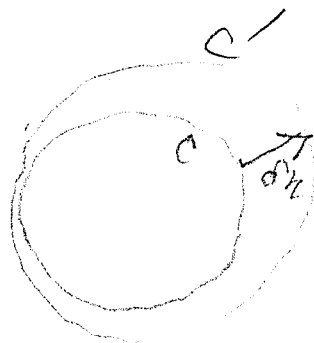
$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{\partial^2}{\partial s \partial y} f = - \frac{\partial y}{\partial s} \\ q &= - \frac{\partial^2}{\partial s \partial x} f = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

したがって

$$f(P) = + \int_C \frac{\partial y'}{\partial s(Q)} U_N(P, Q) dS(Q), \quad (1.8)$$

2. 境界の変化

今図のように穴が C から C' に
 変わったとし その垂直距離は δn
 であるとしよう。



C' に属する関数は 荷重 (') を附するものとする。

$$N'(p, Q) = S'(p, Q) + A'(p, Q), \quad (2.1)$$

のよりになるから

$$N' - N = \delta N(p, Q) = A'(p, Q) - A(p, Q), \quad (2.2)$$

で δN は正則であり, C' 上では N' の境界条件から

$$\left. \begin{aligned} P_{\delta N}(p, Q) &= \frac{\partial^2}{\partial s \partial y} (N' - N) = P_N(p, Q); \\ Q_{\delta N}(p, Q) &= Q_N(p, Q) \end{aligned} \right\} \text{ on } C', (2.3)$$

それ以外 C' の外側で

$$\delta N(p, Q) = - \int_{C'} \{ P_N(p, R) U_{N'}(R, Q) + Q_N(p, R) V_{N'}(R, Q) \} \times ds(R),$$

δN を小さくしたいときは N のよりに近似する。

$$\delta N(p, Q) = - \int_C \{ P_N(p, R) U_N(R, Q) + Q_N(p, R) V_N(R, Q) \} ds(R), \quad (2.4)$$

さて 穴 C' に対する (1.8) の解は,

$$f'(p) = - \int_{C'} \frac{\partial \phi}{\partial s}(Q) U_{N'}(p, Q) ds(Q), \quad (2.5)$$

で あるが P 点から C' の外にあれば 相反定理により (1.8) は

$$f(p) = \int_C \left\{ x(Q) P_N(p, Q) - \nu y(Q) Q_N(p, Q) + \frac{\partial y}{\partial s} U_N(p, Q) \right\} ds(Q), \quad (2.6)$$

それ故

$$\delta f(p) = f' - f = \int_C \left\{ x P_N - \nu y Q_N + \frac{\partial y}{\partial s} \delta U_N(p, Q) \right\} ds(Q), \quad (2.7)$$

ここで (1.8) から変位を計算したものを

$$\left. \begin{aligned} u(p) &= \int_C \frac{\partial y}{\partial s} U U_N(p, Q) ds(Q), \\ v(p) &= \int_C \frac{\partial y}{\partial s} V U_N(p, Q) ds(Q), \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

と表すことにすると変位の計算から

$$V U_N(p, Q) = U V_N(p, Q) \quad (2.9)$$

と仮定から (2.7) の右辺最後の項は (2.4) によって

$$\int_C \frac{\partial y}{\partial s} \delta U_N(p, Q) ds_Q = \int_C \left\{ u(R) P_N(p, R) + v(R) Q_N(p, R) \right\} ds_R, \quad (2.10)$$

(2.7) に代入して

$$\left. \begin{aligned} \frac{f}{2} + u(p) &= u^*(p) \\ -\nu y_p + v(p) &= v^*(p) \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

と表すこと

$$\delta f(p) = \int_C \{u^*(Q)P_N(p, Q) + v^*(Q)Q_N(p, Q)\} ds(Q), \quad (2.12)$$

となるが P_N, Q_N は C 上で 0 となるので C と C に囲まれた領域を ΔD として部分積分すると.

$$\begin{aligned} \delta f(p) = \iint_{\Delta D} \{ & \sigma_x^*(Q) \frac{\partial}{\partial x_Q} U_N(p, Q) + \sigma_y^* \frac{\partial}{\partial y} V_N(p, Q) \\ & + \tau_{xy}^* \left(\frac{\partial}{\partial x} V_N + \frac{\partial}{\partial y} U_N \right) \} dx_Q dy_Q, \end{aligned} \quad (2.13)$$

ΔD の面積要素は $(\delta n ds)$ と近似出来る.

また等式 δn に沿って一定で C 上の直で近似出来るとすれば、部分積分周回法は法線ベクトル n と C 線ベクトル s の座標系に变换すると.

$$\sigma_n^* \frac{\partial}{\partial n} U_{Ns} + \sigma_s^* \frac{\partial}{\partial s} U_{Ns} + \tau_{ns}^* \left(\frac{\partial}{\partial n} U_{Ns} + \frac{\partial}{\partial s} U_{Ns} \right)$$

となるが C 上では

$$\sigma_n^* = \tau_{ns}^* = 0$$

であるから 係数 0.

$$\begin{aligned} \delta f(p) &= \int_C \sigma_s^*(Q) \frac{\partial}{\partial s_Q} U_{Ns}(p, Q) \delta n(Q) ds_Q, \quad (2.14) \\ &= - \int_C U_{Ns}(p, Q) \frac{\partial}{\partial s} (\sigma_s^* \delta n) ds_Q. \end{aligned}$$

$$U_{Ns}(p, Q) = \frac{\partial U}{\partial s_Q} U_N(p, Q) + \frac{\partial V}{\partial s_Q} V_N(p, Q)$$

U_N, V_N は定義から Q 点に x, y 成分の方向に単位力(-)を印加した時の応力密度であるから U_{Ns} は上式より切線方向に単位力⁽¹⁾を加えた時の応力密度である。

それ故 $U_{Ns}(p, Q)$ に よる 切線方向応力を SU_{Ns} と表わすと (2.14) より

$$\left. \delta \sigma_s(p) \right|_c = \int_c \sigma_s^*(Q) \frac{\partial}{\partial s_Q} \{ SU_{Ns}(p, Q) \} \delta n(Q) ds_Q, \quad (2.15)$$

あるいは

$$= - \int_c SU_{Ns}(p, Q) \frac{\partial}{\partial s_Q} (\sigma_s^* \delta n(Q)) ds_Q,$$

この後の式に ^{(2.14)の後の式} よれば結局 $\delta \sigma_s$ は $\frac{\partial}{\partial s} (\sigma_s^* \delta n)$ なる外力を s 方向に加えた時の応力になる。

3. 無限遠方の表現

(1.1) の 関数 $A(p, q)$ は 全領域内で正しく境界条件は (1.4) により

$$\left. \begin{aligned} P_A(p, q) &= -P_S(p, q) = -\frac{\partial^2 S}{\partial s' \partial y'} \\ Q_A(p, q) &= -Q_S(p, q) = \frac{\partial^2}{\partial s' \partial x'} S \end{aligned} \right\} (3.1)$$

これ故 (1.5) により

$$A(p, q) = + \int_C \{ P_S(p, R) U_N(q, R) + Q_S(p, R) V_N(q, R) \} ds(R), (3.2)$$

今 P が 充分 遠方にあるとすると (3.1) より

$$P_A(p, R) = -\frac{\partial^2}{\partial s' \partial y'} \left[S(p, 0) + x' \frac{\partial}{\partial x'} S(p, 0) + y' \frac{\partial}{\partial y'} S(p, 0) + \frac{x'^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} S + \frac{xy'}{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} S + \frac{y^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} S \right]$$

$$= -\frac{\partial x'}{\partial s'} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} S(p, 0) - \frac{\partial y'}{\partial s'} \frac{\partial^2}{\partial y^2} S(p, 0) \quad (3.3)$$

$$Q_A(p, R) = \frac{\partial x'}{\partial s'} \frac{\partial^2}{\partial x^2} S(p, 0) + \frac{\partial y'}{\partial s'} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} S(p, 0)$$

一方 無限遠方では 一般引数より, 前断行に於て $\frac{\partial}{\partial s}$ an infinitesimal

関数 f_1, f_2, f_3 を 代入し.

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= -\frac{\partial y}{\partial s}, & q_1 &= 0 & \text{for } f_1 \\ p_2 &= -\frac{\partial x}{\partial s}, & q_2 &= +\frac{\partial y}{\partial s} & \text{for } f_2 \\ p_3 &= 0, & q_3 &= \frac{\partial x}{\partial s} & \text{for } f_3 \end{aligned} \right\} (3.4)$$

2.3 T3C

$$f_1(p) = \int_C \frac{\partial U}{\partial s} U_N(p, Q) ds_Q,$$

$$f_2(p) = \int_C \left\{ \frac{\partial U}{\partial s} U_N - \frac{\partial V}{\partial s} V_N \right\} ds, \quad (3.5)$$

$$f_3(p) = - \int_C \frac{\partial V}{\partial s} V_N ds,$$

(3.2) 12 (3.3) 12 (3.5) 12 代入 T3C.

$$A(p, Q) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} f_1(Q) \frac{\partial^2}{\partial y^2} S(p, 0) + f_3(Q) \frac{\partial^2}{\partial x^2} S(p, 0) + f_2(Q) \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} S(p, 0) + \dots, \quad (3.6)$$

2.4 12.

$$N(p, Q) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} S(p, 0) = x'_0 \frac{\partial}{\partial x} S(p, 0) - y'_0 \frac{\partial}{\partial y} S(p, 0) + \left[F_1(Q) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + F_2(Q) \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + F_3(Q) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] S(p, 0) + \dots \quad (3.7)$$

2. 12

$$\begin{aligned} F_1(p) &= \frac{y^2}{2} + f_1(p) \\ F_2(p) &= xy + f_2(p) \\ F_3(p) &= \frac{x^2}{2} + f_3(p) \end{aligned} \quad (3.8)$$

それ故、

$$U_N(p, Q) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} (U_1(Q) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + U_2(Q) \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + U_3(Q) \frac{\partial^2}{\partial x^2}) S'(p, 0),$$

$$V_N(p, Q) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} (V_1(Q) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + V_2(Q) \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + V_3(Q) \frac{\partial^2}{\partial x^2}) S'(p, 0) \int f(x, y)$$

2.12 U_j, V_j は F_j の x, y 方向変位とする。

これを (1.5) に代入すると、

$$f(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} C_1 \frac{\partial^2}{\partial y^2} S'(p, 0) + C_2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} S'(p, 0) + C_3 \frac{\partial^2}{\partial x^2} S'(p, 0), \quad (3.10)$$

$$C_1 = - \int_C (p U_1 + q V_1) ds$$

$$C_2 = - \int_C (p U_2 + q V_2) ds, \quad \left. \begin{array}{l} C_1 = - \int_C (p U_1 + q V_1) ds \\ C_2 = - \int_C (p U_2 + q V_2) ds \\ C_3 = - \int_C (p U_3 + q V_3) ds \end{array} \right\} (3.11)$$

$$C_3 = - \int_C (p U_3 + q V_3) ds.$$

(3.9) と (3.10) を (2.14) の1式に代入すると

$$\delta C_1 = \int_C \sigma_s^*(Q) \frac{\partial U_{1s}}{\partial s Q} \delta \pi(Q) ds(Q), \quad (3.11)$$

を得る。 U_{1s} は F_1 による s 方向変位とする。

それ故、今の場合は

$$\delta C_1 = \frac{1}{2} \int_C \{ \sigma_s^*(Q) \}^2 \delta \pi ds(Q), \quad (3.12)$$

含は.

$$C_1 = + \int_C \frac{\partial \chi}{\partial s} U_1 ds = \int_C \frac{\partial \chi}{\partial n} (x + u_1) ds \Rightarrow \int_C y \frac{\partial U_1}{\partial s} ds, \quad (3.13)$$

それ故.

$$\int_C \delta \chi ds = 0, \quad \dots \quad (3.14)$$

の条件の下に

$$\delta C_1 = 0, \quad (3.15)$$

となる穴では

$$\sigma_s^* = \text{const.} \quad (3.16)$$

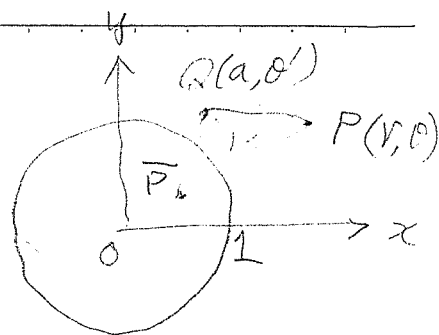
となる。

4. 円孔のポテンシャル関数

$$N(P, Q) = \frac{R^2}{8\pi} \log \frac{r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta}{r^2 a^2 + 1 - 2ar \cos \theta} \quad (4.1)$$

$$R^2 = r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta,$$

$$\theta = \theta - \theta'$$



とおく。

$$N(P, Q) \Big|_{a=1} = 0, \quad \dots (4.2)$$

さらに

$$\frac{\partial}{\partial \theta} N \Big|_{a=1} = 0, \quad \dots (4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial a} N \Big|_{a=1} = \frac{r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta}{8\pi} \times$$

$$\left[\frac{a - r \cos \theta}{r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta} - \frac{r^2 a - r \cos \theta}{r^2 a^2 + 1 - 2ar \cos \theta} \right] \Big|_{a=1}$$

$$= \frac{1 - r^2}{8\pi}, \quad \dots (4.4)$$

さらに

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta'^2 \partial a} N \Big|_{a=1} = 0, \quad \dots (4.5)$$

さらに

$$P_N \Big|_{a=1} = Q_N \Big|_{a=1} = 0, \quad \dots (4.6)$$

$$N = \frac{A}{16\pi} \log \frac{A}{B}, \quad \left. \begin{array}{l} A = r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta \\ B = r^2 a^2 + 1 - 2ar \cos \theta \end{array} \right\}$$

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} A \lg A = A_r \lg A + \underline{A_r}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} A \lg A = A_{rr} \lg A + \frac{A_r^2}{A} + \underline{A_{rr}}$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} A \lg A = A_\theta \lg A + A_\theta$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} A \lg A = A_{\theta\theta} (\lg A + 1) + \frac{A_\theta^2}{A}$$

$$A_r = 2(r - a \cos \gamma)$$

$$A_{rr} = 2$$

$$A_\theta = 2ar \sin \gamma$$

$$A_{\theta\theta} = 2ar \cos \gamma$$

$$\Delta A = 2 + 2(1 - \frac{a}{r} \cos \gamma) + \frac{2a \cos \gamma}{r} = 4$$

$$\Delta A \lg A = (A_{rr} + \frac{1}{r} A_r + \frac{A_{\theta\theta}}{r^2}) (\lg A + 1) + \frac{A_r^2 + \frac{1}{r^2} A_\theta^2}{A}$$

$$= 4(\lg A + 1) + 4 = 4(\lg A + 2)$$

$$A_r^2 + \frac{1}{r^2} A_\theta^2 = 4(r^2 - 2ar \cos \gamma + a^2 \cos^2 \gamma) + 4a^2 \sin^2 \gamma = 4A$$

$$\frac{\partial}{\partial r} A \lg B = A_r \lg B + \frac{A B_r}{B}$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} A \lg B = A_\theta \lg B + \frac{A B_\theta}{B}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} A \lg B = A_{rr} \lg B + \frac{2A_r B_r}{B} + \frac{A B_{rr}}{B} - \frac{A B_r^2}{B^2}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} A \lg B = A_{\theta\theta} \lg B + \frac{2A_\theta B_\theta}{B} + \frac{A B_{\theta\theta}}{B} - \frac{A B_\theta^2}{B^2}$$

$$B_r = 2ra^2 - 2a \cos \gamma$$

$$B_\theta = +2ar \sin \gamma$$

$$B_{rr} = 2a^2$$

$$B_{\theta\theta} = 2ar \cos \gamma$$

$$\Delta B = 4a^2$$

$$B_r^2$$

$$\Delta A \lg B = (\Delta A) \lg B + \frac{A}{B} \Delta B + \frac{2}{B} (A_r B_r + \frac{A_\theta B_\theta}{r^2}) - \frac{A}{B^2} (B_r^2 + \frac{B_\theta^2}{r^2})$$

$$B_r^2 + \frac{B_\theta^2}{r^2} = 4a^2(r^2 - 2ra \cos \gamma + a^2 \cos^2 \gamma) + 4a^2 \sin^2 \gamma = 4a^2 [r^2 - 2ra \cos \gamma + 1]$$

$$= 4a^2 B$$

$$A_r B_r + \frac{A_\theta B_\theta}{r^2} = 4a^2(r - a \cos \gamma)(ra - \cos \gamma) + 4a^2 \sin^2 \gamma$$

$$= 4[r^2 a^2 + a^2 - ra(1+a^2) \cos \gamma] = 4\{B - (1-a^2)(1-ra \cos \gamma)\}$$

$$\Delta A \lg B = 4 \lg B + 8 - \frac{8}{B} (1-a^2)(1-ra \cos \gamma)$$

$$\therefore \Delta A \ell_f \frac{A}{B} = 4 \ell_f \frac{A}{B} + \frac{\delta}{B} (1-a^2)(1-va \cos \gamma)$$

$$\Delta V = \frac{1}{4\pi} \ell_f \frac{A}{B} + \frac{(1-a^2)}{2\pi B} (1-va \cos \gamma)$$

$$\Delta_Q N = \frac{1}{4\pi} \ell_f \frac{A}{B} + \frac{(1-\gamma^2)}{2\pi B} (1-\gamma a \cos \gamma)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial a} \Delta_Q N \right|_{a=1} = \frac{1-\gamma^2}{2\pi A} + \frac{\gamma(1-\gamma^2)}{2\pi B^2} \{(\gamma^2+1)\cos \gamma - 2\gamma\}$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial a'} \Delta_Q N \right|_{a=1} = \frac{(1-\gamma^2)}{2\pi B^2} \frac{\gamma a \sin \gamma}{(1-\gamma^2 a^2)} \Big|_{a=1} = \frac{\gamma(1-\gamma^2)^2 \sin \gamma}{2\pi B^2}$$

例12 (p.76) に示した例12) のような場合
p.48

$$\sigma_x + \sigma_y = 2 \operatorname{Re}[\varphi'(z)],$$

$$\varphi'(z) = (M - \bar{N})/(z-1) + \bar{N}/z,$$

$$M = -\frac{1+\nu}{8\pi}(X+iY), \quad N = \frac{3-\nu}{8\pi}(X-iY).$$

$$M - \bar{N} = -\frac{X+iY}{2\pi}$$

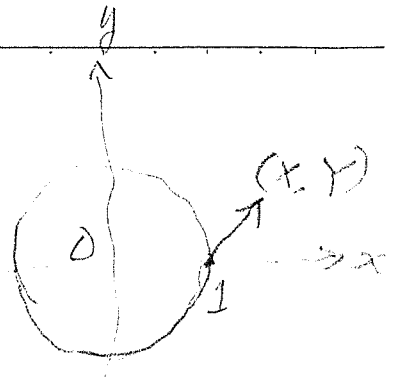
$$\varphi' = -\frac{X}{2\pi}/(z-1) + \frac{3-\nu}{8\pi} X/z,$$

$$-\frac{iY}{2\pi}/(z-1) + \frac{3-\nu}{8\pi} Y/z.$$

$$z-1 = e^{i\theta} - 1 = 2ie^{\frac{i\theta}{2}} \sin \frac{\theta}{2}, \quad z = e^{i\theta}.$$

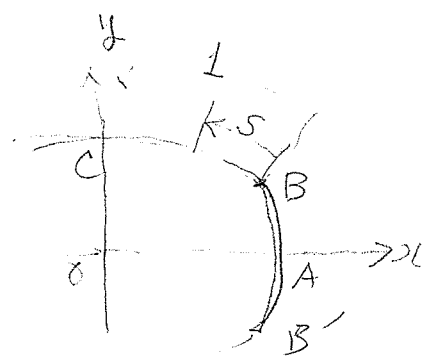
$$\sigma_x + \sigma_y \Big|_{|z|=1} = \frac{X}{\pi} \left[\frac{-e^{-\frac{i\theta}{2}}}{2i \sin \frac{\theta}{2}} + \frac{3-\nu}{4} e^{-i\theta} \right] + \frac{Y}{\pi} \ln [\quad]$$

$$= \frac{X}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \frac{3-\nu}{4} \cos \theta \right] + \frac{Y}{\pi} \left[\frac{\cos \frac{\theta}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2}} + \frac{3-\nu}{4} \cos \theta \right]$$



5. $x-y$ 軸に刻し対称な孔の一部分で応力が一定となる形状を求める事.

BCの部分を变形してこの上で
応力が一定になるようにしよう。
(3.12) の積分原理を利用する。



今 $\delta n(s) = f(s)$, ... (5.1)

よおを

$$\left. \begin{aligned} f(0) &= f'(0) = f'(1) = 0 \\ f(1) &= -\varepsilon \\ \int_0^1 f(s) ds &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

よおくと

$f(s) = as^2 + bs^3 + cs^4 + ds^5$, ... (5.3)

$$\left. \begin{aligned} a + b + c + d &= -\varepsilon \\ 2a + 3b + 4c + 5d &= 0 \\ \frac{a}{3} + \frac{b}{4} + \frac{c}{5} + \frac{d}{6} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

$$\left. \begin{aligned} b + 2c + 3d &= 2\varepsilon \\ \frac{3}{2}b + \frac{14}{5}c + 4d &= 0 \\ \frac{c}{5} + \frac{d}{2} &= 3\varepsilon \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} b + 2c + 3(6\varepsilon - \frac{2}{3}c) &= 2\varepsilon \\ b + \frac{4}{5}c &= -16\varepsilon \\ c &= -20\varepsilon - \frac{5}{4}b \\ d &= 6\varepsilon - \frac{2}{5}c \\ d &= 6\varepsilon + \frac{2}{5}(20\varepsilon + \frac{5}{4}b) = 14\varepsilon + \frac{b}{2} \\ a &= -\varepsilon - b + 20\varepsilon + \frac{5}{4}b - (14\varepsilon + \frac{b}{2}) \\ &= 5\varepsilon - \frac{b}{4} \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} b &= 20\varepsilon - 4a \\ & \end{aligned}$$

$$c = -20\varepsilon - \frac{5}{4}(20\varepsilon - 4a) = -45\varepsilon + 5a //$$

$$d = 6\varepsilon - \frac{2}{5}(-45\varepsilon + 5a) = 24\varepsilon - 2a //$$

$$\begin{aligned} \therefore f(s) &= a(s^2 - 4s^3 + 5s^4 - 2s^5) \\ &\quad + \varepsilon(20s^3 - 45s^4 + 24s^5) // \quad (5.5) \end{aligned}$$

これからさらに (3.12) の条件をつけ加えると.

a と ε の関係が定まるが ε に任意である。

そこで ε の値を少しずつ変化させて C_1 を計算し

その最小になるものを解とする。

この ε_0 の所でまた上の過程を

繰り返す。

