

三次元地山応力測定のための中空埋設型計測装置の理論解析

菊地慎二*・佐久間彰三*・平島健一**・松田 武***

本論文では円筒状の埋設型計測装置を用いて応力解放法によって等方性の三次元的な岩盤初期応力測定を実施する際の問題点について理論的検討を行った。すなわち、従来までに提案されている諸理論を総合的に位置づけ、幾つかの知見を加えるとともに、新たにオーバーコアリング径の影響についての定量的な解析理論を確立した。また、多くの数値計算例を通して現場計測に利用できるように、系統的に結果を整理した。

Keywords: hollow inclusion cell instrument, three-dimensional analysis, exact solution, finite overcoring diameter, K-factors

1. 緒 言

岩盤初期応力の計測法として従来までに各種の手法が提案されているが、著者らはそのうちの円柱状埋設ゲージを用いた場合の応力解放法による初期応力測定の基本的な理論的検討を先に実施した¹⁾。本論文では標題のゲージによる場合の残されている問題に対し、理論的な意味付けを行い、従来とかくあいまいであった項目について明確な理論的指針を与えることを目的としている。この分野に関連する最近の論文としては Leeman²⁾、Rocha ら^{3),4)}、Worotnicki and Walton⁵⁾、Duncan Fama⁶⁾、Duncan Fama and Pender⁷⁾、Pariseau⁸⁾等を列挙することができるが、ここではそれらの総括的な位置付けを行うことも目標とする。以下、これらの研究者による成果を簡単に概観しておこう。

まず、Leeman²⁾の用いた手法は3軸ロゼットゲージをパイロットホール内の孔壁表面に直接貼付接着するものであることから、孔壁表面が乾燥しているような場合には良好な結果が得られるが、湿っているような場合には實際上ゲージが正確に作動しないという欠陥があった。なお、彼の導出した理論式の方は完全接着を前提とした場合の厳密な解を提示したものとなっていた。

Rocha and Silverio³⁾はエポキシ樹脂製の solid probe 内にひずみゲージを埋設し、それをパイロットホールに貼付接着後、オーバーコアリングするもので、ゲージの水密性に優れているとともに、十分大きいオーバーコアリングを実施すれば、solid probe 内のひずみ、応力は一定値となることから安定した計測が可能となるものである。彼らの提示した理論解のうち、面内ひずみ

$\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$ および ε_z については正しい結果を与えているが、面外せん断ひずみ γ_{xz}, γ_{yz} については近似解であった。厳密には正しくないものであった。

続いて、Rocha ら⁴⁾は彼らの先の論文³⁾で示した solid probe を現場に適用した際にオーバーコアリングした試料の数多くがひび割れを起こしたことを克服するため、新たに薄肉の円筒状 epoxy cylinder 内にひずみゲージを埋設する手法を開発した。この手法を受けて、Worotnicki and Walton⁵⁾はこの方式のゲージの試作ならびにゲージとパイロットホール壁面間に層厚が生じることによる修正理論計算のために、Leeman の解に補正を加える、いわゆる *K-factors* を導入する考えを示した。

Duncan Fama⁶⁾はオーバーコアリング径の影響を検討するために、solid probe を対象として面内に静水圧力 (i. e. $\sigma_x^e = \sigma_y^e = -p_0$) および σ_z^e が作用する軸対称応力状態の場合を設定し、オーバーコアリング孔径比 $e = R_i/R_o$ (Fig.1 参照)、および岩盤と solid probe のせん断弾性係数比 G_2/G_1 を変化させて、inclusion 内外の応力変化を定量的に解析した。

Duncan Fama and Pender⁷⁾は上述した研究結果を総括する形で、ひずみゲージをボアホール壁面に直接貼付する場合および hollow epoxy probe 内にひずみゲージを埋設し、それをボアホールに装着する場合についての理論式と具体的な数値例を示し、いくつかの考察を行った。

Pariseau⁸⁾は Duncan Fama らの結果を含めて従来までの研究者によって示されていた面外せん断応力 (i. e. τ_{xz}^e および τ_{yz}^e) の作用下でのオーバーコアリングによって生じるボアホール軸方向変位 u_z の理論計算式に間違いがあることを指摘した。これは、かつて石島ら⁹⁾によって、指摘されていた事項と同一のもので基本的にはボアホール軸の剛体回転分を含めたことが従来までの結果と相違するものであった。いずれが正しいかの根拠として

* 正会員 日本国土開発(株)エンジニアリング本部
(〒107 港区赤坂4-9-9)

** 正会員 工博 山梨大学教授 工学部土木環境工学科

*** 学生会員 山梨大学大学院学生 (現在、(株)大林組)

石島らは Edwards¹⁰⁾ の三次元厳密解の特殊化によって、彼らの結果の正しいことを検証した。Pariseau の方は、有限要素法によるいくつかの数値解析によって、そのことの正当性の確認を行っている。このことについては本論文中で検討を行う。なお、Pariseau および石島らの結果は平面ひずみ状態として考える場合には正しいが、応力解放に伴うボアホール軸 (z 軸) 方向の直応力 σ_z の配慮に問題を残している。他方、Duncan Fama らは上述のように u_z の取扱いに問題なしとしない結果となっている。さらに上述のすべての研究者に共通して指摘できることは一般的な初期応力場に対し、オーバーコアリング径の測定値に及ぼす影響について考慮がなされていないことである。

したがって、本論文では上記の指摘を踏まえて総括的な理論的取扱いの整理と具体例としてのいくつかの計算例を示すこととする。

2. 解析理論

Fig.1 に示すように、円筒状の埋設型計測装置 (Hollow Inclusion Cell Instrument; 以下、略して HI cell と呼ぶ) の中心が z 軸と一致するような座標系 (x, y, z) で三次元地山初期応力の 6 成分 $\sigma_x^0, \sigma_y^0, \sigma_z^0, \tau_{xy}^0, \tau_{xz}^0, \tau_{yz}^0$ (以下、一般的に σ_{ij}^0 と表示) がパイロットホール (半径 R_0) に比して十分遠方より作用するものとすれば、この装置を用いた地山応力の測定理論は基本的には著者らの前論文¹⁾ の解析過程がほぼ適用できる。ただし、前論文では円柱状としたのに対し、ここでは中心部が空洞となった円筒状 (HI cell) であることから、内半径 R_1 の位置での自由境界の条件を用いる必要がある。

なお、以下での解析では前論文で考察した岩盤と計測器間ではなく離やすべりは考えない完全連続の場合に限定する。

HI cell の外側表面 (半径 r_0) に、Fig.2 のように 3 軸型のロゼットゲージが貼付接着されているものとする。これは実際には r_0 をパイロットホールの半径 R_0 より多少小さくしておき、HI cell と岩盤との密着のために、 $(R_0 - r_0)$ の円筒部分に高分子樹脂系の接着剤を充填させることになる。このとき、HI cell と接着剤の材質を同一のものとしておけば、Fig.1 のように 2 層問題としての解析理論を適用すればよい。

なお、両者の材質が異なる場合には、岩盤、接着剤、HI cell の 3 層問題となるが、これについての解析は円柱状のものに対し、著者らの前論文で記述されている理論式をほぼそのまま利用してやればよい。

ところで、HI cell として現在提案・使用されている代表的なものの幾何形状は次のようになっている。

$$\left. \begin{array}{l} \text{Worotnicki and Walton :} \\ R_0=19.0, r_0=17.5, R_1=16.0 \end{array} \right\}$$

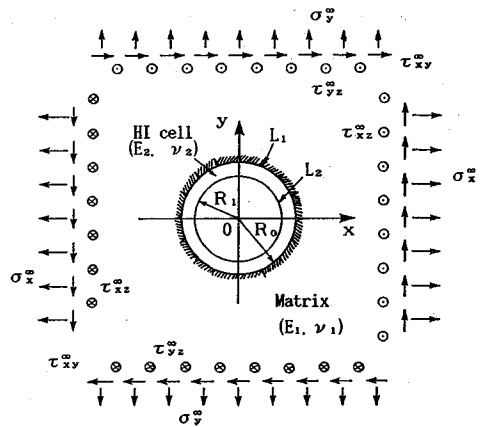


Fig.1 Geometry of hollow inclusion cell and rock under applied initial stress components at infinity.

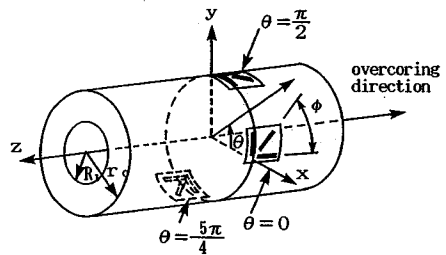


Fig.2 Hollow inclusion cell with three rosette gauges and the coordinate system.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Pender : } R_0=19.0, r_0=17.5, R_1=14.0 \\ \text{Amadei : } r_0=0.75 R_0, R_1=0.5 R_0 \end{array} \right\} \dots (1)$$

ここに、数値の単位は mm である。

さて、HI cell をパイロットホールに埋設接着後、接着剤の十分な硬化を待って、有限な半径 R_1 の位置で同心円状にオーバーコアリングを実施するものとすれば、次のような境界条件式が成立することになる。

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_r^{(1)} = -\bar{\sigma}_r^{(1)}, \tau_{r\theta}^{(1)} = -\bar{\tau}_{r\theta}^{(1)}, \tau_{rz}^{(1)} = -\bar{\tau}_{rz}^{(1)} \\ \text{at } r=R_1 \end{array} \right\} \dots (2)$$

$$\left. \begin{array}{l} u_r^{(1)} - iu_\theta^{(1)} = u_r^{(2)} - iu_\theta^{(2)}, u_z^{(1)} = u_z^{(2)}, \\ \sigma_r^{(1)} - i\tau_{r\theta}^{(1)} = \sigma_r^{(2)} - i\tau_{r\theta}^{(2)}, \tau_{rz}^{(1)} = \tau_{rz}^{(2)} \\ \text{at } r=R_0 \end{array} \right\} \dots (3)$$

$$\sigma_r^{(2)} = \tau_{r\theta}^{(2)} = \tau_{rz}^{(2)} = 0, \text{ at } r=R_1 \dots (4)$$

上式中の上添字 (1) は岩盤を、(2) は HI cell の部分をそれぞれ示す。また、上式中の $\bar{\sigma}_r^{(1)}, \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)}, \bar{\tau}_{rz}^{(1)}$ は初期応力 σ_{ij}^0 が作用する岩盤の、オーバーコアリング位置 $r = R_1$ での半径方向に関する応力成分であって、後述の式 (10)₁₋₃ の $\bar{\rho}$ の代わりに $\bar{\rho}_i = R_0/R_1$ を代入したもので与えられる。これらの条件および前論文¹⁾ の付録 B に示した z 軸方向の拘束効果からの補正分を重ね合わせてることにより、最終的に岩盤 (Matrix 部分) と HI cell (Inclusion 部分) に生じる応力、変位は次式のように

なる。

岩盤の応力, 変位:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(1)} &= \bar{\sigma}_r^{(1)} + \bar{\sigma}_r^{(1)} + \omega_1 \rho_0 \left(1 - \frac{R_1^2}{r^2}\right), \\ \sigma_\theta^{(1)} &= \bar{\sigma}_\theta^{(1)} + \bar{\sigma}_\theta^{(1)} + \omega_1 \rho_0 \left(1 + \frac{R_1^2}{r^2}\right), \\ \sigma_z^{(1)} &= \bar{\sigma}_z^{(1)} + \frac{\omega_1}{\omega_1} \bar{\sigma}_z^{(1)}, \quad \tau_{rz}^{(1)} = \bar{\tau}_{rz}^{(1)} + \bar{\tau}_{rz}^{(1)}, \\ \tau_{r\theta}^{(1)} &= \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)} + \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)}, \quad \tau_{\theta z}^{(1)} = \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} + \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(1)} &= \bar{u}_r^{(1)} + \bar{u}_r^{(1)} - \frac{r}{E_1} \nu_1 \cdot \bar{\sigma}_z^{(1)} \\ &\quad + \frac{r}{E_1} \omega_1 \rho_0 \left\{ (1 - \nu_1) + (1 + \nu_1) \frac{R_1^2}{r^2} \right\}, \\ u_\theta^{(1)} &= \bar{u}_\theta^{(1)} + \bar{u}_\theta^{(1)}, \\ u_z^{(1)} &= \bar{u}_z^{(1)} + \frac{z}{E_1} (\bar{\sigma}_z^{(1)} - 2 \omega_1 \nu_2 \rho_0). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

HI cell 内の応力, 変位:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(2)} &= \bar{\sigma}_r^{(2)} + \omega_1 \rho_0 \left(1 - \frac{R_1^2}{r^2}\right), \quad \tau_{r\theta}^{(2)} = \bar{\tau}_{r\theta}^{(2)}, \\ \sigma_\theta^{(2)} &= \bar{\sigma}_\theta^{(2)} + \omega_1 \rho_0 \left(1 + \frac{R_1^2}{r^2}\right), \quad \tau_{rz}^{(2)} = \bar{\tau}_{rz}^{(2)}, \\ \sigma_z^{(2)} &= \bar{\sigma}_z^{(2)} + \nu_2 (\bar{\sigma}_r^{(2)} + \bar{\sigma}_\theta^{(2)}), \quad \tau_{\theta z}^{(2)} = \bar{\tau}_{\theta z}^{(2)}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(2)} &= \bar{u}_r^{(2)} - \frac{r}{E_2} \nu_2 \bar{\sigma}_z^{(2)} + \frac{r}{E_2} \omega_1 \rho_0 \\ &\quad \times \left\{ (1 - \nu_2) + (1 + \nu_2) \frac{R_1^2}{r^2} \right\}, \\ u_\theta^{(2)} &= \bar{u}_\theta^{(2)}, \\ u_z^{(2)} &= \bar{u}_z^{(2)} + \frac{z}{E_2} (\bar{\sigma}_z^{(2)} - 2 \omega_1 \nu_2 \rho_0). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= \frac{\hat{\Gamma}}{\Delta_1} (\nu_1 - \nu_2) (\sigma_z^\infty - \nu_1 (1 - \hat{\rho}_i^2)) \times (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty), \\ \Delta_1 &= 2(\nu_2 + \nu_1 \hat{\Gamma} \omega_1)^2 - (1 + \hat{\Gamma} \omega_1) \\ &\quad \times [(1 - \nu_2) + \hat{\Gamma} \omega_1 \{(1 - \nu_2) + (1 + \nu_2) \rho_i^2\}], \\ \rho_1 &= \frac{1}{\rho_1} = \frac{R_1}{R_0}, \quad \rho_i = \frac{1}{\rho_i} = \frac{R_i}{R_0}, \quad \hat{\Gamma} = \frac{E_2}{E_1}, \\ \hat{\rho} &= \frac{R_0}{r}, \quad \omega_1 = \frac{1}{\rho_1^2 - 1}, \quad \omega_i = \frac{1}{\rho_i^2 - 1}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

上式中で用いられた $\bar{\sigma}_i^{(j)}, \bar{u}_i^{(j)}$ はパイロットホールを岩盤内に設けたときに発生する応力, 変位であり, 式 (5) で $\hat{\rho}_i \rightarrow \hat{\rho} = R_0/r$ を代入したもの, および残りは次式のよ
うな値となる (弾性定数 E_i, ν_i については Fig.1 参照).

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_r^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (1 - 3\hat{\rho}^2) H_c^\infty, \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (1 + 3\hat{\rho}^2) H_s^\infty, \\ \bar{\tau}_{rz}^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \\ \bar{\sigma}_z^{(1)} &= \sigma_z^\infty - 2\nu_1 \hat{\rho}^2 H_c^\infty, \\ \bar{\sigma}_\theta^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - \frac{1}{2} (1 - 3\hat{\rho}^2) H_c^\infty, \\ \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} &= (1 + \hat{\rho}^2) (-\tau_{xz}^\infty \sin \theta + \tau_{yz}^\infty \cos \theta). \\ \bar{u}_r^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} \left[\left(\frac{1 - \nu_1}{1 + \nu_1} + \hat{\rho}^2 \right) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\nu_1}{1 + \nu_1} \sigma_z^\infty + \{1 + 4(1 - \nu_1) \hat{\rho}^2 - \hat{\rho}^4\} H_c^\infty \right], \\ \bar{u}_\theta^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} (1 + 2(1 - 2\nu_1) \hat{\rho}^2 + \hat{\rho}^4) H_s^\infty, \\ \bar{u}_z^{(1)} &= \frac{r}{2G_1} (1 + 2\hat{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} H_c^\infty &= (\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \cos 2\theta + 2\tau_{xy}^\infty \sin 2\theta, \\ H_s^\infty &= -(\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \sin 2\theta + 2\tau_{xy}^\infty \cos 2\theta. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

上式 (10) で $\hat{\rho} = R_0/r = 1$, すなわちパイロットホールの孔縁においては当然のことながら $\bar{\sigma}_r^{(1)} = \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)} = \bar{\tau}_{rz}^{(1)} = 0$ が成立しているのはいうまでもない。なお, 式 (10), (11) で求められた応力, 変位はこれらの値が発現した後に測定用の HI cell が埋設されることから, これらの値は直接には HI cell に何らの影響を与えるものではないことに注意する必要がある。

次に, 式 (5)~(8) における $\bar{\sigma}_z^{(1)}, \bar{\sigma}_z^{(2)}$ を除いた $\bar{\sigma}_i^{(j)}, \bar{u}_i^{(j)}$ ($k=1, 2$) は前論文¹⁾の Fig. 3 (e) で示した概念図において, z 軸方向に平面ひずみ状態として求められる応力, 変位成分であって, その導出過程については本論文の付録 A に示した。

また, $\bar{\sigma}_z^{(1)}, \bar{\sigma}_z^{(2)}$ は z 軸方向の平面ひずみの条件を解除したことによって求められる z 軸方向直応力の補正項であって最終結果は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_z^{(1)} &= \frac{\hat{\Gamma}}{\Delta_1} \omega_1 \left[(1 - \nu_2 - 2\nu_1 \nu_2) + (1 + \nu_2) \rho_i^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_i}{\omega_1} \hat{\Gamma} (1 - \nu_1 - 2\nu_1^2) \right. \\ &\quad \left. + (1 + \nu_1) \rho_i^2 \right] - \frac{\Delta_1}{\hat{\Gamma} \omega_1} H_z^\infty, \\ \bar{\sigma}_z^{(2)} &= \frac{\hat{\Gamma}}{\Delta_1} \omega_1 \left[(1 - \nu_2 - 2\nu_1 \nu_2) + (1 + \nu_2) \rho_i^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_i}{\omega_1} \hat{\Gamma} (1 - \nu_1 - 2\nu_1^2) + (1 + \nu_1) \rho_i^2 \right] H_z^\infty, \\ H_z^\infty &= \sigma_z^\infty - \nu_1 \left(1 - \frac{1}{\rho_i^2}\right) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

以上によって、 $r=R_1$ の位置でオーバーコアリングを実施した場合の岩盤および HI cell における任意点位置の応力、変位が完全に閉じた形の解析解で求められたことになる。なお、上記の定式化および得られた理論結果は内半径 R_1 、HI cell と岩盤との接触半径 R_0 、(ひずみゲージの貼付位置の半径は r_0) に対するものであるが、これらの結果で、付録 A の式に出てくる R_1 を zero として解析を実行すれば、そのまま $R_1 \rightarrow 0$ となった中実の Inclusion (solid inclusion) のものに帰着する。したがって、ここでの理論は著者らの前論文¹⁾の理論式を特殊な場合として包含するものとなっている。

なお、上記のように求められた応力、変位から任意点における円柱座標表示のひずみは幾何学関係式および構成式によって次式のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{1}{E} (\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)), \\ \epsilon_\theta &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_r \right) = \frac{1}{E} (\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z)), \\ \epsilon_z &= \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta)), \\ \gamma_{r\theta} &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial \theta} + r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - u_\theta \right) = \frac{1}{G} \tau_{r\theta}, \\ \gamma_{rz} &= \frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{1}{G} \tau_{rz}, \gamma_{\theta z} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_z}{\partial \theta} = \frac{1}{G} \tau_{\theta z}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

なお、上式では上添字記号 (1), (2) は便宜上省略してある。

ここで、上記までで得られたもののうちで、HI cell の弾性係数 E_2 またはせん断弾性係数 G_2 を特殊化したもの、すなわち E_2, G_2 が zero となった場合 (このとき $R_1 < r < R_0$ の HI cell 部が空洞となる) および E_2, G_2 が無限大となった場合 (このとき HI cell 部が剛体) の 2 つのケースに対する岩盤部分の応力、変位成分を示すと次のように与えられる。

HI cell 部が空洞のとき

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 - \tilde{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + \frac{1}{2} (1 - \tilde{\rho}^2) (1 - 3\tilde{\rho}^2) H_c^\infty, \\ \sigma_\theta^{(1)} &= \frac{1}{2} (1 + \tilde{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - \frac{1}{2} (1 + 3\tilde{\rho}^2) H_c^\infty, \\ \sigma_z^{(1)} &= \sigma_z^\infty - 2\nu_1 \tilde{\rho}^2 H_c^\infty, \quad \tau_{r\theta}^{(1)} = \frac{1}{2} (1 - \tilde{\rho}^2) (1 + 3\tilde{\rho}^2) H_s^\infty, \\ \tau_{rz}^{(1)} &= (1 - \tilde{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \\ \tau_{\theta z}^{(1)} &= (1 + \tilde{\rho}^2) (-\tau_{xz}^\infty \sin \theta + \tau_{yz}^\infty \cos \theta), \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} \left[\left(\frac{1 - \nu_1}{1 + \nu_1} + \tilde{\rho}^2 \right) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\nu_1}{1 + \nu_1} \tilde{\rho}^2 + (1 + 4(1 - \nu_1)\tilde{\rho}^2 - \tilde{\rho}^4) H_c^\infty \right] \\ &\quad + \frac{z}{2G_1} (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} u_\theta^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} (1 + 2(1 - 2\nu_1)\tilde{\rho}^2 + \tilde{\rho}^4) H_s^\infty \\ &\quad + \frac{r}{2G_1} (-\tau_{xz}^\infty \sin \theta + \tau_{yz}^\infty \cos \theta), \\ u_z^{(1)} &= \frac{r}{2G_1} (1 + 2\tilde{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta) \\ &\quad + \frac{z}{E_1} (\sigma_z^\infty - \nu_1 (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

HI cell 部が剛体のとき

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(1)} &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1 - \nu_1}{1 + \nu_1} \tilde{\rho}^2 \right\} (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - \frac{\nu_1}{1 + \nu_1} \tilde{\rho}^2 \sigma_z^\infty \\ &\quad + \frac{1}{2(3 - 4\nu_1)} \times \{ (3 - 4\nu_1) + 4\tilde{\rho}^2 - 3\tilde{\rho}^4 \} H_c^\infty, \\ \sigma_\theta^{(1)} &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1 - \nu_1}{1 + \nu_1} \tilde{\rho}^2 \right\} (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + \frac{\nu_1}{1 + \nu_1} \tilde{\rho}^2 \sigma_z^\infty \\ &\quad - \frac{1}{2(3 - 4\nu_1)} \times \{ (3 - 4\nu_1) - 3\tilde{\rho}^2 \} H_c^\infty, \\ \sigma_z^{(1)} &= \sigma_z^\infty + \frac{2\nu_1}{3 - 4\nu_1} \cdot \tilde{\rho}^2 H_c^\infty, \\ \tau_{r\theta}^{(1)} &= \frac{1}{2(3 - 4\nu_1)} \{ (3 - 4\nu_1) - 2\tilde{\rho}^2 + 3\tilde{\rho}^4 \} H_s^\infty, \\ \tau_{rz}^{(1)} &= (1 + \tilde{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \\ \tau_{\theta z}^{(1)} &= (1 - \tilde{\rho}^2) (-\tau_{xz}^\infty \sin \theta + \tau_{yz}^\infty \cos \theta). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} \left[\frac{1 - \nu_1}{1 + \nu_1} (1 - \tilde{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\nu_1}{1 + \nu_1} (1 - \tilde{\rho}^2) \sigma_z^\infty + \frac{1}{(3 - 4\nu_1)} \right. \\ &\quad \left. \times \{ (3 - 4\nu_1) - 4(1 - \nu_1)\tilde{\rho}^2 + \tilde{\rho}^4 \} H_c^\infty \right] \\ &\quad + \frac{z}{2G_1} (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \\ u_\theta^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} \cdot \frac{1}{(3 - 4\nu_1)} \{ (3 - 4\nu_1) \\ &\quad - 2(1 - 2\nu_1)\tilde{\rho}^2 - \tilde{\rho}^4 \} H_s^\infty \\ &\quad + \frac{z}{2G_1} (-\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta), \\ u_z^{(1)} &= \frac{r}{2G_1} (1 - 2\tilde{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta) \\ &\quad + \frac{z}{E_1} (\sigma_z^\infty - \nu_1 (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)). \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

3. 数値計算例

(1) HI cell の剛性が有限な場合

前節に示した理論式から、Fig. 2 の HI cell の $r=r_0$ の位置に貼付埋設されているひずみゲージに生じるひずみは r_0 の相対的な大きさおよびオーバーコアリングの半径 R_i に依存して変化し、作用地山初期応力との関係

は一般に次のように書き表される。

$$\left. \begin{aligned}
 E_1 \varepsilon_{\theta}^{(2)} &= (\sigma_x^{\infty} + \sigma_y^{\infty}) \cdot K_1(r_0, R_t) - 2(1 - \nu_1^2) \\
 &\quad \times H_c^{\infty} \cdot K_2(r_0, R_t) - \nu_1 \sigma_z^{\infty} \cdot K_4(r_0, R_t); \\
 E_1 \varepsilon_z^{(2)} &= \sigma_z^{\infty} \cdot K_5(r_0, R_t) - \nu_1 \left(1 - \frac{1}{\rho_t}\right) \\
 &\quad \times (\sigma_x^{\infty} + \sigma_y^{\infty}) K_6(r_0, R_t), \\
 E_1 \gamma_{\theta z}^{(2)} &= 4(1 + \nu_1) (-\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta \\
 &\quad + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta) \cdot K_3(r_0, R_t).
 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

ここに、 $K_j(r_0, R_t)$ ($j=1, 2, \dots, 6$) はいわゆる“K-factor”と呼ばれるもので、パイロットホールの内壁面 ($r=R_0$) でゲージを接着する Leeman の手法によるひずみと、接着剤厚さ (R_0-r_0) を考慮したことによって $r=r_0$ の位置に生じるひずみの間の差を補正する一種のパラメーターとして、Worotnicki and Walton⁵⁾ によって導入されたものである。ただし、彼らおよびそれを修正した Duncan Fama and Pender⁷⁾ のものここで導入した K-factor には差異がある。それは著者らのものはオーバーコアリング半径 ($r=R_t$) の影響が考慮されており、したがって、これを特殊化したもの ($R_t \rightarrow \infty$) が Duncan Fama and Pender のものに一致するように拡張されている。ただし、オーバーコアリング半径 $r=R_t$ が有限の場合には付録 A において述べたように 12 元連立一次方程式を解く必要があるため、 $K_j(r_0, R_t)$ は閉じた型では表示できないが、 $R \rightarrow \infty$ とした場合には Duncan Fama and Pender の論文⁷⁾ の式 (4)~(7) に完全に一致するようになっているのはいうまでもない。

そのことを実証し、また R_t の定量的影響を検討するために式 (1)₂ で与えられた Pender の HI cell の幾何形状 (i.e. $R_t=14.0$ mm, $r_0=17.5$ mm, $R_0=19.0$ mm) のものとし、ポアソン比 $\nu_1=0.250$, $\nu_2=0.400$ を設定して、横軸に HI cell と岩盤の弾性係数比 E_2/E_1 をとって $K_j(r_0, R_t)$ をプロットしたものが Fig.3 である。図の実線が $R_t \rightarrow \infty$ とした場合の結果であり、これらはもちろん Duncan Fama らのものに完全に一致している。 $e=R_t/R_0=5.0$, および 3.0 としたものをそれぞれ一点破線および点線と同図中に示した。これによるとおのおのの E_2/E_1 に対して K の変化が $0.4 \sim 1.2$ 程度の範囲まで変動することを示している。また、オーバーコアリング径比 $e=R_t/R_0$ も結果にかなりの変動を与えることがこの図から読み取れる。特に対象地点の岩質が比較的軟岩である場合 (すなわち E_2/E_1 が 1.0 に近づいた場合)、その変動は大きく、したがって、接着剤厚 (R_0-r_0) の補正のみならずオーバーコアリング径比 e の補正もきわめて重要なることを示唆している。これに対して対象地点の岩盤が軟岩になると相対的に変動は小さくなるものの、個々のケースでは必ずしも無視できない程度の変

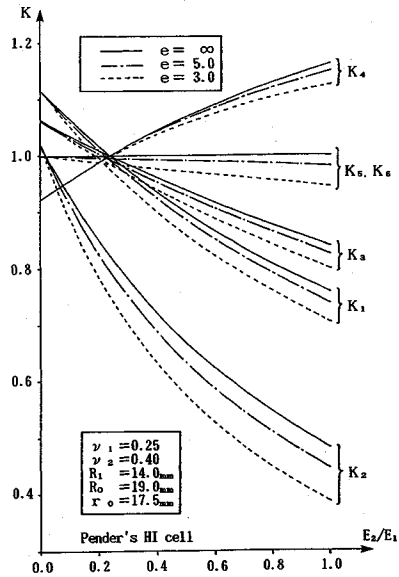


Fig.3 Effects of the ratio of elastic moduli E_2/E_1 and the overcoring parameter $e=R_t/R_0$ on the K-factors by use of Pender's HI cell.

動を示す。たとえば、 $E_2/E_1=0.1$ で $e=3.0 \sim \infty$ に対し、 $K_2=0.875 \sim 0.925$ の変化があることが読み取れる。

Fig.3 では一応、 $\nu_1=0.250$, $\nu_2=0.400$ を設定した場合の例を示したが、これらのポアソン比の変動の影響を検討したものが Fig.4 および Fig.5 である。まず、Fig.4 は $E_2/E_1=0.05$ の硬岩の場合で、HI cell のポアソン比 ν_2 の変化が K-factor にどの程度の影響を与えるかをみたものである。このとき岩盤のポアソン比は $\nu_1=0.250$ として計算した。また、Fig.5 では $E_2/E_1=0.05$ で $\nu_2=0.400$ として岩盤のポアソン比 ν_1 の影響をみたものである。両図ともにオーバーコアリング径比 $e=R_t/R_0$ をパラメーターとした場合の計算結果が示されている。

続いて、Fig.6 は Pender の HI cell の場合でゲージ貼付位置 $r=r_0$ が内外半径 ($R_1 < r < R_0$) の区間で変化した場合の K-factor の値の変動をみたものである。同図で $r_0=17.5$ mm としたものが通常の Pender の HI cell の場合であり、前出の Fig.3~5 ではそのように設定して計算したものである。この図でも $e=R_t/R_0$ の変化の様子を与えてあるが、 $e=5.0$ のものはここでの計算が $E_2/E_1=0.05$ の硬岩の場合であるため、 $e=\infty$ としたものとほとんど差異がない。そこで、ここでは $e=3.0, 2.0$ の 2 種類のもの計算例を示した。

以上の図を総括的に表示したものの一例として K_1 -factor について三次元図として示したものが Fig.7 である。この図では K_1 の値に及ぼす、 $E_2/E_1, e=R_t/R_0, \nu_1$ の変化の影響が 1 枚の図中で把握できるようになっている。なお、この図では Pender の HI cell に対するもの

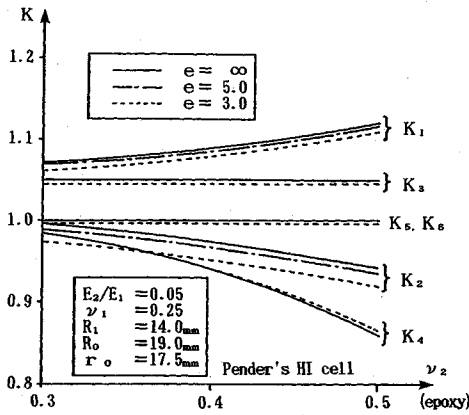


Fig.4 Effect of variations of Poisson's ratio ν_2 on the HI cell for the case of $E_2/E_1=0.05$.

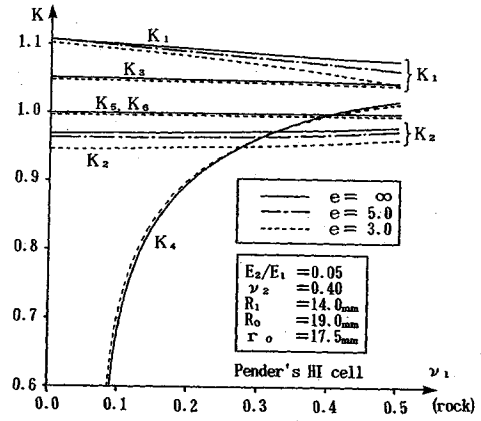


Fig.5 Effect of variations of Poisson's ratio ν_1 of the rock for the case of $E_2/E_1=0.05$.

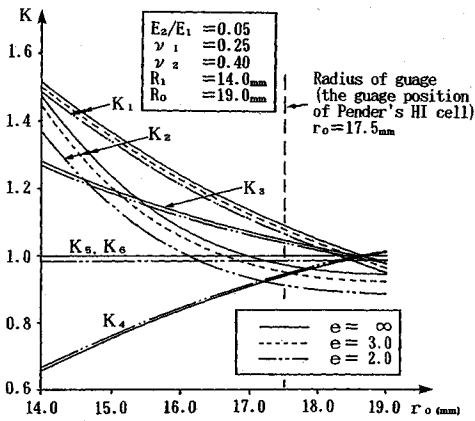


Fig.6 Dependence of the position of strain gauges on the K-factors.

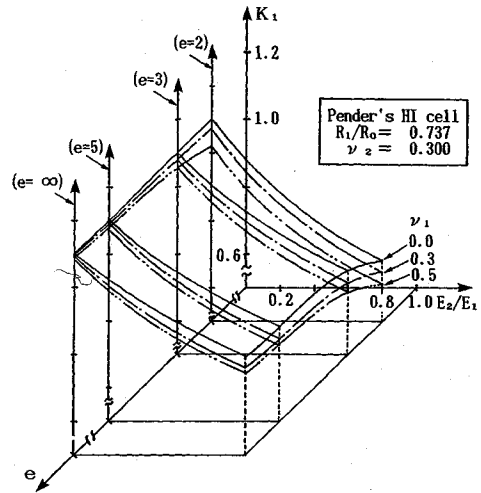


Fig.7 Diagram of the K-factors by variations of the parameters of $E_2/E_1, e=R_1/R_0$ and Poisson's ratio ν_1 for Pender's HI cell.

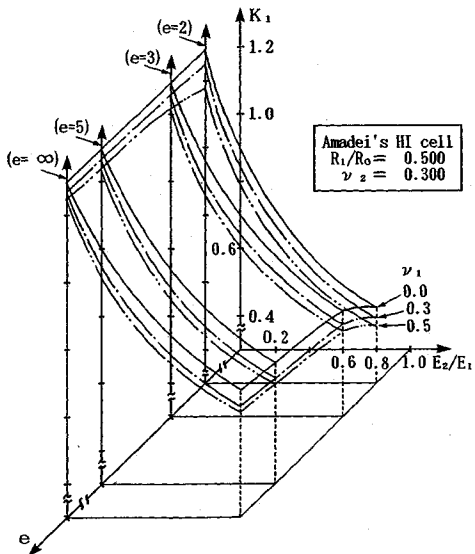


Fig.8 Diagram of the K-factors by variations of $E_2/E_1, e=R_1/R_0$ and ν_1 for Amadei's HI cell.

(i.e. $R_1/R_0=14.0/19.0=0.737$, $r_1=17.5$ mm, $\nu_2=0.400$) についてであるが、Fig.8には $R_1/R_0=0.500$, $r_1/R_0=0.750$, $\nu_2=0.400$ とした式 (1)₃ の Amadei タイプのものに相当するもので、 K_1 の値の変動を先と同様に図示してみたものである。この場合の方が R_1/R_0 の値が小さい分、オーバーコアリング径比 $e=R_1/R_0$ および E_2/E_1 の変化によって K_1 の値がより敏感に変動することが観察できる。

この項の残りの部分では具体的な計測ひずみから三次元的な地山応力を求めるための手順について例示しよう。そこで、まず Leeman のパイロットホール壁面に直接貼付する場合および Pender の HI cell の場合における 3 軸ロゼットのひずみゲージ貼付位置は Fig.2 に示したように円筒表面の周方向角を θ として $0, \pi/2, 5\pi/4$ の 3 つの位置に配置され、個々のゲージの向きは次のようになっているものとする。

$$\left. \begin{aligned} \theta=0 \text{ および } 5\pi/4 \text{ のとき } \phi=0, \pi/2, \pi/4 \\ \theta=\pi/2 \text{ のとき } \phi=0, \pi/2, -\pi/4 \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

このとき、 $\phi=0$ のゲージでは直ひずみ $\epsilon_x, \phi=\pi/2$ では ϵ_θ 、および $\phi=\pm\pi/4$ では $\epsilon_{45}=1/2(\epsilon_\theta+\epsilon_x\pm\gamma_{\theta z})$ がそれぞれ計測されることになる。これらの位置における計測ひずみと地山応力のうちの面内成分 $\sigma_x^\infty, \sigma_y^\infty, \tau_{xy}^\infty$ および σ_z^∞ との関係は式(19)を整理して次のように書き表せる。

$$\left. \begin{aligned} E_1\epsilon_x &= K_5\sigma_x^\infty - \nu_1 K_6(1-\rho_1)(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty), \\ E_1\epsilon_\theta(0) &= K_1(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - 2(1-\nu_1^2)K_2 \\ &\quad \times (\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) - \nu_1 K_4\sigma_z^\infty, \\ E_1\epsilon_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right) &= K_1(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + 2(1-\nu_1^2)K_2 \\ &\quad \times (\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) - \nu_1 K_4\sigma_z^\infty, \\ E_1\epsilon_\theta\left(\frac{5\pi}{4}\right) &= K_1(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - 4(1-\nu_1^2) \\ &\quad \times K_2\tau_{xy}^\infty - \nu_1 K_4\sigma_z^\infty. \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

この連立一次方程式を解けば、地山応力成分 $\sigma_x^\infty, \sigma_y^\infty, \tau_{xy}^\infty$ および σ_z^∞ が容易に求められる。

同様に、面外せん断応力成分 $\tau_{xz}^\infty, \tau_{yz}^\infty$ の計測のための基本式はゲージの周方向貼付位置の角度 $\theta=0, \pi/2, 5\pi/4$ でのせん断ひずみ $\gamma_{\theta z}$ (これは $\phi=\pm\pi/4$ の角度を有するゲージにおいて、 $\pm\gamma_{\theta z}=2\epsilon_{45}-(\epsilon_\theta+\epsilon_x)$ として求められる) はせん断応力との構成関係式から、次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{\theta z}(\theta=0) &= \frac{2}{G_1} K_3 \tau_{yz}^\infty, \\ \gamma_{\theta z}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right) &= -\frac{2}{G_1} K_3 \tau_{xz}^\infty, \\ \gamma_{\theta z}\left(\theta=\frac{5\pi}{4}\right) &= \frac{\sqrt{2}}{G_1} K_3 (\tau_{xz}^\infty - \tau_{yz}^\infty). \end{aligned} \right\} \dots (22)$$

これより、最小二乗法(ただし、ここでは、Duncan Fama and Penderと同様に、第1, 2式の重みを1.0, 第3式の重みを0.5とする)によって $\tau_{xz}^\infty, \tau_{yz}^\infty$ が次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz}^\infty &= \frac{G_1}{8K_3} \left\{ \gamma_{\theta z}(0) - 3\gamma_{\theta z}\left(\frac{\pi}{2}\right) + \sqrt{2}\gamma_{\theta z}\left(\frac{5\pi}{4}\right) \right\}, \\ \tau_{yz}^\infty &= \frac{G_1}{8K_3} \left\{ 3\gamma_{\theta z}(0) - \gamma_{\theta z}\left(\frac{\pi}{2}\right) - \sqrt{2}\gamma_{\theta z}\left(\frac{5\pi}{4}\right) \right\}. \end{aligned} \right\} \dots (23)$$

したがって、式(21), (23)から地山初期応力の値が測定ひずみによって、完全に決定できることになる。

そこで、ここでは具体例として、Duncan Fama and Penderによって用いられた現場計測値の一例をここでも採用してゲージ位置、オーバーコアリング径比、弾性係数比を二、三変化させた場合の地山応力値の変動をみてみよう。計測ひずみは次の値をとるものとする(ただし、単位は 10^{-6} とする)。

Table 1 Calculated stress components due to Leeman's and Pender's HI cells for the cases of elastic moduli $E_2/E_1=0.05$ and 0.5 .

	E_2/E_1	$e=R_1/R_0$	σ_x^∞	σ_y^∞	σ_z^∞	τ_{xy}^∞	τ_{xz}^∞	τ_{yz}^∞
Leeman $R_0=19.0\text{mm}$ $r_0=R_0$	0.05	--	7.44	3.04	6.04	2.57	1.06	2.53
	0.50	--	0.744	0.304	0.604	0.258	0.106	0.253
Pender's HI cell $R_0=19\text{mm}$ $r_0=17.5\text{mm}$ $R_1=14\text{mm}$ $\nu_1=0.25$ $\nu_2=0.40$ $E_2=3.45\text{GPa}$	0.05	10.0	7.01	2.47	5.80	2.65	1.01	2.41
		5.0	7.03	2.46	5.73	2.67	"	"
		3.0	7.09	2.44	5.58	2.71	"	"
	0.50	10.0	0.932	0.262	0.641	0.391	0.113	0.270
		5.0	0.952	0.255	0.638	0.407	0.114	0.272
		3.0	1.005	0.234	0.631	0.450	0.116	0.277

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x=50, \epsilon_\theta=10, \epsilon_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right)=250, \epsilon_\theta\left(\frac{5\pi}{4}\right)=-10, \\ \epsilon_{45}(0)=-50, \epsilon_{45}\left(\frac{\pi}{2}\right)=200, \epsilon_{45}\left(\frac{5\pi}{4}\right)=74. \end{aligned} \right\} \dots (24)$$

このデータを用いて計算した地山応力成分は **Table 1** に与えられている。この表ではゲージ貼付位置 r_0 がパイロットホール半径 R_0 とした Leeman のものおよび、 $r_0=14.5\text{mm}$ とした Pender の HI cell の2種のものに区分し、オーバーコアリング径比 $e=R_1/R_0$ を 10.0, 5.0, 3.0 の3種類に変化させた場合の地山応力の変動に与える影響を定量的に示したものである。同表中では $E_2/E_1=0.05$ および 0.5 の2種のもが計算されているが、岩盤弾性係数 E_1 が相対的に小さくなると e の変化によってある程度の影響が出ていることが観察される。もっとも、HI cell の肉厚 (r_0-R_1) が相対的に薄く、材質として高分子樹脂系で製作する場合には、HI cell の剛性が大きくなるため、ここで示した例では顕著な差異は認められない。なお、Leeman の場合には、ゲージがパイロットホールに直接貼付され、Inclusion 部が存在しないことから、 e の変化に無関係に一定となる。

(2) HI cell の剛性が特殊な値(剛体または空洞)となる場合

1. で述べたように、円柱状断面の孔ないし介在物を有する三次元問題に対する解析は従来からかなりの数の研究が実施されている。その主流は Sternberg 派の研究者によるもので、1951年に Edwards¹⁰⁾ により偏長回転楕円体状介在物 (prolate spheroidal inclusion ないしは空洞) を有する等方性弾性体内の応力、変位に対する完全解が得られた。これは、それまでの部分的で特殊な荷重状態の研究結果を総括する形のものであったが、その結果において、inclusion の長軸方向の長さをそれに直交する短軸方向の長さに対して適切に大きくしていけば、円柱状介在物 (circular cylindrical inclusion ないしは空洞) の問題の解に帰着することになるものであって、最も一般的で信頼のおける解析解となっている。

これとは別に、最初に十分に長い円柱状断面の孔ない

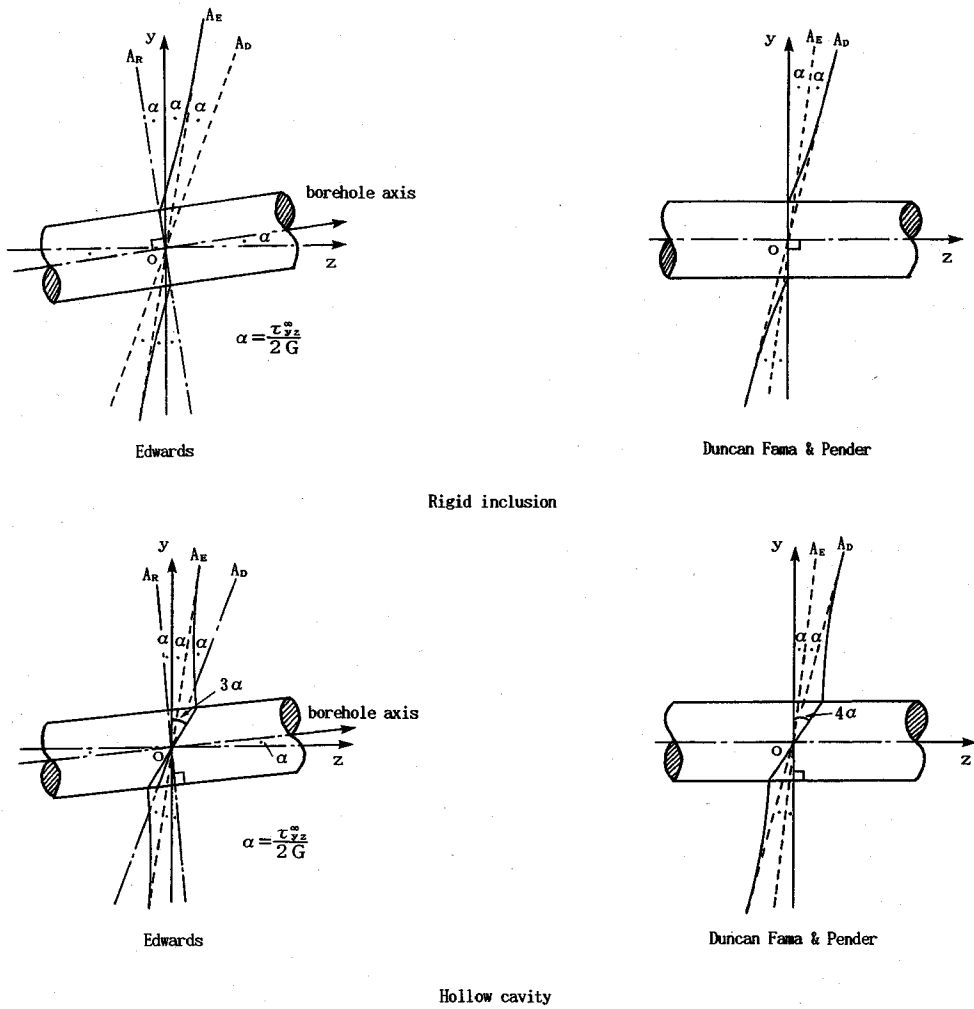


Fig.9 Difference of deformation modes between Edwards' and Duncan Fama's solutions subjected to antiplane shear stress τ_{xz}^{∞} for the cases of hollow cavity and rigid inclusion.

し介在物を設定し、この直径に比して十分遠方より作用する面内応力 (σ_x^{∞} , σ_y^{∞} , τ_{xy}^{∞}) および面外応力 (σ_z^{∞} , τ_{xz}^{∞} , τ_{yz}^{∞}) の問題に区分して実関数ないし複素関数を用いて解析を実施する、いわゆる擬似三次元解析法がある。岩盤問題に対して前者の解析法を適用したものととして石島らの研究⁹⁾がある。後者については数多くのものがあり、Leeman²⁾, Fairhurst¹²⁾, 平松・岡¹³⁾, Duncan Fama and Pender⁷⁾ および Pariseau⁸⁾ 等を列挙することができる。

以上の2つの解析法による結果において σ_z^{∞} を除く応力成分と面内の変位成分については両者は基本的に一致するものの、z方向変位 u_z に差異がある。たとえば、Edwards流の解析による式 (16), (18) と平松・岡, Duncan Famaらの解析によるもので $z=0$ の基準位置での解は次のような違いがある (前者を Edwards の解,

後者を Duncan Fama の解と呼ぶことにする)。

(1) 介在物の剛性が零 (i. e. 空洞) の場合

Edwards の解 :

$$u_z^{(1)} = \frac{r}{2G_1} \left(1 + 2 \frac{R_0^2}{r^2} \right) (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta) \dots \dots \dots (25)$$

Duncan Fama の解 :

$$u_z^{(1)} = \frac{r}{2G_1} \left(2 + 2 \frac{R_0^2}{r^2} \right) (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta) \dots \dots \dots (26)$$

(2) 介在物の剛性が無限大 (i. e. 剛体) の場合

Edwards の解 :

$$u_z^{(1)} = \frac{r}{2G_1} \left(1 - 2 \frac{R_0^2}{r^2} \right) (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta) \dots \dots \dots (27)$$

Duncan Fama の解 :

$$u_z^{(1)} = \frac{r}{2G_1} \left(2 - 2 \frac{R_0^2}{r^2} \right) (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta) \dots \dots \dots (28)$$

これらの結果の差異を明確にするために上式で τ_{yz}^{∞} のみが作用する場合の yz 平面での変形モードを図示すると Fig.9 が得られる。これらのうち、Edwards の結果を要約すると次のようになる。

- ① ポアホール軸が水平 (z 軸) より角度 $\alpha = \tau_{yz}^{\infty}/2G_1$ だけ傾斜する。
- ② 十分遠方での傾斜角は、 y 軸より時計回りに α あるいはポアホール軸に直な断面の軸より 2α だけ回転したものに漸近する。
- ③ ポアホール軸の回転角 α の分だけ時計回りに回転 (すなわち、ポアホール軸と z 軸とが一致するように剛体回転) すると Duncan Fama の解による変形モードに帰着する。

以上のように両者の解に差異が生じた理由は Edwards の解が一樣せん断応力場の変形様式として純粋せん断変形を採用しているのに対し、Duncan Fama の解は単純せん断変形としていることによる。実際問題として一樣せん断応力場の変形様式としては石島ら、あるいは Pariseau も指摘しているように前者のものが妥当であり、そのことは厳密な三次元解析から出発した解の構成過程を考えても合理的であると考えられよう。なお、ここでの考察はポアホール内の変位計測による初期応力測定に関連して、重要となる項目である。

4. 結 言

本論文では円筒状の埋設型計測装置を用いて応力解放法によって岩盤初期応力測定を実施する際の問題点について理論的検討を行い、従来までに提案されている諸理論を総合的に位置づけ、いくつかの知見を加えるとともに、新たにオーバーコアリング径の影響についての定量的な解析理論を確立した。

ここで取り上げられていない残された主たる問題としては、オーバーコアリング操作がパイロットホールと同心円状とはならず、偏心を起こす場合の影響ならびに対象岩盤が異方性体となった場合などが考えられるが、それらについても現在整理中である。

付録 A 有限位置でのオーバーコアリングによる 応力、変位の解析—面内荷重応力の作用—

面外せん断応力 τ_{xz}^{∞} , τ_{yz}^{∞} および面外直応力 σ_z^{∞} が作用する場合については著者らの先の論文¹⁾で求めているので、ここで取り扱う面内応力 σ_x^{∞} , σ_y^{∞} , τ_{xy}^{∞} が作用する場合と組み合わせれば、一般的な三次元地山初期応力がすべて決定できることになる。

そこで、岩盤および HI cell の弾性定数を G_k , ν_k , ($k=1$ および 2) とし、複素変数 $z = x + iy = re^{i\theta}$ の解析関数 $\Phi_k(z)$, $\Psi_k(z)$ を用いれば、任意点での応力、変位の理論式は次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(k)} + \sigma_{\theta}^{(k)} &= \sigma_x^{(k)} + \sigma_y^{(k)} = 4\text{Re}[\Phi_k'(z)], \\ \sigma_{\theta}^{(k)} - \sigma_r^{(k)} + 2i\tau_{r\theta}^{(k)} &= (\sigma_y^{(k)} - \sigma_x^{(k)})zi\tau_{xy}^{(k)} e^{2i\theta} \\ &= 2\{\bar{z}\Phi_k''(z) + \Psi_k''(z)\} e^{2i\theta}, \\ \Phi_k'(z) &= \frac{1}{4}(\sigma_x^{(k)} + \sigma_y^{(k)}) + i\frac{2G_k}{k_k + 1}\bar{\omega}^{(k)}, \\ \sigma_r^{(k)} - i\tau_{r\theta}^{(k)} &= 2\text{Re}[\Phi_k'(z)] - \{\bar{z}\Phi_k''(z) + \Psi_k''(z)\} e^{2i\theta}, \\ u_r^{(k)} - iu_{\theta}^{(k)} &= \frac{1}{2G_k}[k_k\bar{\Phi}_k(\bar{z}) - \{\bar{z}\Phi_k'(z) + \Psi_k'(z)\}] e^{i\theta}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A.1)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \Phi_k(z) &= A_3^{(k)}z^3 + A_1^{(k)}z + \frac{A_1^{(k)}}{z}, \\ \Psi_k(z) &= B_2^{(k)}z^2 + K_1 \ln z + \frac{B_2^{(k)}}{z^2}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A.2)$$

上式中の k_k は平面ひずみのとき $k_k = 3 - 4\nu_k$, 平面応力のとき $k_k = (3 - \nu_k)/(1 + \nu_k)$ の値をとる。また、式 (A.1) のプライム記号は z での微分を意味する。

さて、以上の諸式を本文中の境界条件式 (2)~(4) のうちの面内成分の式に代入することにより未知の複素係数 $A_3^{(k)}$, $A_1^{(k)}$, $A_1^{(k)}$, $B_2^{(k)}$, $K_1^{(k)}$ および $B_2^{(k)}$ ($k=1, 2$) の実部、虚部に関するおのおの 12 元の連立 1 次方程式が求められる。これらの連立方程式の具体的な提示は省略するが、簡単に解けて、上記の未知係数が決定されることになる。

参 考 文 献

- 1) 平島・佐久間・菊地・松田：円柱状埋設型計測装置を用いた地山応力測定結果に及ぼす接着層、すべりおよびオーバーコアリング径の影響の理論解析，土木学会論文集，No. 424/Ⅲ-14, pp. 207~216, 1990.
- 2) Leeman, E.R.: The determination of the complete state of stress in rock in a single borehole-Laboratory and underground measurements, Int. J. Rock Mech. and Min. Sci., Vol.5, pp.31~56, 1968.
- 3) Rocha, M. and Silverio, A.: A new method for the complete determination of the state of stress in rock masses, Geotechnique, Vol.19, pp.116~132, 1969.
- 4) Rocha, M., Silverio, A., Pedro, J.O. and Delgado, J.S.: A new development of the LNEC stress tensor gauge, Proc. 3rd Congr. ISRM, Denver, Vol. I, pp.464~467, 1974.
- 5) Worotnicki, G. and Walton, R.J.: Triaxial 'Hollow Inclusion' gauges for the determination of rock stress in situ, Proc. ISRM Symp. on Investigation of Stress in Rock and Advances in Stress Measurement, Sydney, pp.1~8, 1976.
- 6) Duncan Fama, M.E.: Analysis of a solid inclusion in situ stress measuring device, Proc. 4th Congr. Soc. Rock Mech., Montreux, pp.113~120, 1979.
- 7) Duncan Fama, M.E. and Pender, M.J.: Analysis of the hollow inclusion technique for measuring in situ rock stress, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr.,

- Vol. 17, pp.137~146, 1980.
- 8) Pariseau, W.G.: An alternative solution for the in situ stress state inferred from borehole stress relief data, Proc. Int. Congr. Rock Mech., Vol. 2, pp.1201~1205, 1987.
 - 9) 石島・小出・鈴木: 孔壁変形法による岩盤応力測定に関する理論的考察, 日本鉱業会誌, Vol. 86, pp. 901~906, 1970.
 - 10) Edwards, R.H.: Stress concentrations around spheroidal inclusions and cavities, J. Appl. Mech., pp.19~30, 1951.
 - 11) Amadei, B.: Rock anisotropy and the theory of stress measurements, Springer, 1983.
 - 12) Fairhurst, C.: Measurement of in situ rock stresses, with particular reference to hydraulic fracturing, Felsmecanik and Ingenieurgeologie, Vol. II, pp.129~147, 1964.
 - 13) Hiramatsu, Y. and Oka, Y.: Stress around a shaft or level excavated in ground with a three dimensional stress state, Mem. Fac. Eng., Kyoto Univ., Vol.24, pp.56~76, 1962. (1990. 10. 17・受付)

THEORETICAL ANALYSIS OF THE HOLLOW INCLUSION CELL INSTRUMENT FOR MEASURING THREE-DIMENSIONAL ROCK STRESSES

Shinji KIKUCHI, Shozo SAKUMA,
Ken-ichi HIRASHIMA and Takeshi MATSUDA

The complete mathematical analysis of a technique for the measurement of three-dimensional rock stress is given. The different elastic properties between the rock and hollow inclusion cell (HI cell) and the finite overcoring diameter around a concentric pilot hole with the HI cell on estimations of rock stress are exactly considered. The analytical expressions are shown precisely for the cases of three-dimensional stress system.

Numerical results which can be obtained by the present theory are shown by graphical representation.