円筒の張出し加工に関する研究 (第2報)*

—ひずみ増分理論による解析—

淵 澤 定 克** 竹 山 壽 夫***

Study on Bulge Forming of Thin-walled Cylinder (2nd Report)

—Analysis by the Strain Incremental Theory—

Sadakatsu FUCHIZAWA, Hisao TAKEYAMA

This paper deals with the analysis by the strain incremental theory for the deformation of thin-walled cylinder of finite length subjected to hydrostatic internal pressure and axial load, and also deals with the comparison between the results of this analysis and the previous ones due to the logarithmic total strain theory. It is assumed that the material of the cylinder is isotropic and rigid-plastic and obeys the power law of strain hardening. The Levy-Mises stress-strain relations and von Mises' yield condition are used. Stress and strain distribution, relation between the internal pressure and the center radius, maximum internal pressure, critical expanding radius, etc. are obtained in relation to length/diameter ratio, L/D , strain hardening exponent, axial load, existence of die, etc. It becomes evident that the results of the analysis by both theories show good agreement for long cylinders ($L/D \geq 2-3$), but when the cylinder is short ($L/D \leq 2-3$) discrepancy appears because the stress ratio considerably changes as the deformation of the cylinder develops. Therefore, it is desirable to apply the strain incremental theory to analyze the deformation of the short cylinders.

1. 緒 言

前報¹⁾では、内圧および軸荷重を受ける有限長薄肉金属円筒の変形を全ひずみ理論によって解析し、応力分布、ひずみ分布、内圧と円筒中央部の張出し半径の関係、最大内圧、限界張出し半径などを求めた。

物体が連続的な負荷を受けて変形する場合、① 物体要素の応力およびひずみの主軸の方向が相対的に変化しないとき、② 物体要素の応力比が変化しないとき、に全ひずみ理論はひずみ増分理論に一致する。液圧を受けて張出す円筒の場合においては、上の条件①は満足されるが、短い円筒では変形が進むにつれて応力比の変化が大きくなり、条件②が満足されない場合も生じる。そこで本報ではより合理的なひずみ増分理論による解析を行い、前報の全ひずみ理論による解析結果との比較を行う。

記号 (図1 参照)

R, r : 変形前, 後の円筒半径

$D=2R$: 変形前の円筒直径

T, t : 変形前, 後の円筒肉厚

L, l : 変形前, 後の円筒長さ

S, s : 変形前, 後の円筒の子午線に沿う長さ(原点は円筒の中央部)

$\zeta=S/R$: 変形前の円筒の子午線に沿う無次元長さ

z : 円筒の軸座標

ϕ : z 軸となす角

R_d : ダイス断面の曲率半径

r_1, r_2 : 主曲率半径

p : 内圧

W : 軸荷重

$\sigma_\phi, \sigma_\theta, \sigma_n, \sigma_{eq}$: 子午線, 円周, 板厚方向応力, 有効応力

$\varepsilon_\phi, \varepsilon_\theta, \varepsilon_n, \varepsilon_{eq}$: 子午線, 円周, 板厚方向ひずみ, 有効ひずみ

n, F : 加工硬化指数, n 乗型塑性曲線の係数

μ : 摩擦係数

無次元量は通常上に「(バー)」をつけて表す。

$\bar{r}=r/R, \bar{t}=t/T, \bar{\sigma}_\phi=\sigma_\phi/F, \bar{\sigma}_\theta=\sigma_\theta/F, \bar{R}_d=R_d/R,$

$\bar{p}=pR/FT, \bar{W}=W/\pi FRT$ 等

・(ドット)は時間に関する増分を表す。*(アステリクス)は最大内圧およびそれに対応する値を表す。添字 c は円筒中央部 ($S=0, \zeta=0$) における値を表す。

* 原稿受付 昭和53年2月27日。昭和46年度精機学会秋季大会学術講演会(昭和46年11月6日)および昭和47年度北海道支部学術講演会(昭和47年10月15日)にて発表。

** 正会員 宇都宮大学工学部(宇都宮市石井町2753)

*** 正会員 東北大学工学部(仙台市荒巻字青葉)

図1 変形後の円筒の形状

2 基礎方程式

次の基礎的な仮定や基礎方程式などは、応力ひずみ関係を除いて前報で述べた全ひずみ理論による場合と同様であるので簡単に記す。

2.1 基礎的な仮定

円筒の両端は剛体のふたで閉じられ、両端において半径方向の変位は許されないものとする。板厚方向の応力を無視し、曲げモーメントおよびせん断変形は考慮しない。円筒材料は等方性であり、 n 乗硬化則に従うものとする。弾性ひずみは無視する。

2.2 ひずみ (図1参照)

$$\epsilon_\phi = \ln \frac{\partial s}{\partial S}, \quad \epsilon_\theta = \ln \frac{r}{R}, \quad \epsilon_n = \ln \frac{t}{T} \quad (1)$$

$$\epsilon_\phi + \epsilon_\theta + \epsilon_n = 0 \quad \text{または} \quad \epsilon_\phi + \epsilon_\theta + \dot{\epsilon}_n = 0 \quad (2)$$

2.3 幾何学的関係 (図1参照)

$$\frac{1}{r_1} = \frac{d\phi}{ds}, \quad \frac{1}{r_2} = \frac{\cos \phi}{r}, \quad \sin \phi = -\frac{dr}{ds} \quad (3)$$

ひずみの適合条件式は式(3)の第3式と式(1)より

$$\frac{d\epsilon_\theta}{dS} = -\frac{e^{\epsilon_\phi - \epsilon_\theta}}{R} \sin \phi \quad (4)$$

2.4 力のつりあい方程式

自由部 (円筒がタイスに接触していない部分)

$$\frac{d(\sigma_\phi r t)}{ds} = -\sigma_\theta t \sin \phi \quad (\text{子午線方向}) \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_\phi}{r_1} + \frac{\sigma_\theta}{r_2} = \frac{p}{t} \quad (\text{板厚方向}) \quad (6)$$

タイス部 (円筒がタイスに接触している部分)

$$\frac{d(\sigma_\phi r t)}{ds} = -\sigma_\theta t (\sin \phi - \mu \cos \phi) - \frac{\mu}{R_d} \sigma_\phi r t - \mu p r \quad (7)$$

2.5 応力とひずみの関係

Levy-Mises の応力ひずみ関係式、Mises の塑性条件、 n 乗硬化則を用いる。このとき平面応力における応力と

ひずみの関係式および有効応力、有効ひずみ増分は次式で表される

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_\phi &= \frac{\epsilon_{eq}}{\sigma_{eq}} \left(\sigma_\phi - \frac{\sigma_\theta}{2} \right) \\ \epsilon_\theta &= \frac{\epsilon_{eq}}{\sigma_{eq}} \left(\sigma_\theta - \frac{\sigma_\phi}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{eq} &= \sqrt{\sigma_\phi^2 - \sigma_\phi \sigma_\theta + \sigma_\theta^2} \\ \epsilon_{eq} &= \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\epsilon_\phi^2 + \epsilon_\phi \epsilon_\theta + \epsilon_\theta^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\sigma_{eq} = F \left(\int \epsilon_{eq} \right)^n \quad (10)$$

3 解析の方法

場所を表す独立変数として変形前の円筒の子午線に沿う無次元長さ $\zeta = S/R$ を、時間を表す独立変数 ρ として円筒中央部の円周方向のひずみ $\epsilon_{\theta c}$ を用いる

式(4), (5), (6), (7)を無次元化すると次のようになる。ひずみの適合条件式(4)は

$$\frac{d\epsilon_\theta}{d\zeta} = -e^{\epsilon_\phi - \epsilon_\theta} \sin \phi \quad (11)$$

自由部のつりあい方程式(5), (6)は

$$\frac{d\bar{\sigma}_\phi}{d\zeta} - \bar{\sigma}_\phi \frac{d\epsilon_\phi}{d\zeta} = -\bar{\sigma}_\theta e^{\epsilon_\phi - \epsilon_\theta} \sin \phi \quad (12)$$

$$\frac{d\phi}{d\zeta} = (\bar{p} e^{2\epsilon_\phi + \epsilon_\theta} - \bar{\sigma}_\theta e^{\epsilon_\phi - \epsilon_\theta} \cos \phi) / \bar{\sigma}_\phi \quad (13)$$

タイスのつりあい方程式(7)は

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\sigma}_\phi}{d\zeta} - \bar{\sigma}_\phi \frac{d\epsilon_\phi}{d\zeta} &= -\bar{\sigma}_\theta e^{\epsilon_\phi - \epsilon_\theta} (\sin \phi - \mu \cos \phi) \\ &\quad - \frac{\mu}{R_d} \bar{\sigma}_\phi e^{\epsilon_\phi} - \mu \bar{p} e^{2\epsilon_\phi + \epsilon_\theta} \end{aligned} \quad (14)$$

なお、タイス部の ϕ は次式を満足しなければならない。

$$\cos \phi = 1 - (e^{\epsilon_\theta} - 1) / \bar{R}_d \quad (15)$$

図2のように ζ - ρ 平面を $\Delta\zeta$, $\Delta\rho$ の間隔で区切って格子を作り、各格子点における未知数の値を求める。

図2 ζ - ρ 平面

場所 I , 時間 J の格子点における未知数を $X(I, J)$ と表すこととし, 式(11)~(14)を階差方程式で表すと

$$\varepsilon_\theta(I, J) = \varepsilon_\theta(I-1, J) + K\Delta\zeta \quad (16)$$

$$\bar{\sigma}_\phi(I, J) - L\varepsilon_\phi(I, J) = \bar{\sigma}_\phi(I-1, J) - L\varepsilon_\phi(I-1, J) + M\Delta\zeta \quad (17)$$

$$\phi(I, J) = \phi(I-1, J) + N\Delta\zeta \quad (18)$$

$$\bar{\sigma}_\phi(I, J) - L\varepsilon_\phi(I, J) = \bar{\sigma}_\phi(I-1, J) - L\varepsilon_\phi(I-1, J) + Q\Delta\zeta \quad (19)$$

ここに,

$$K = -e^{\phi} e^{-\theta} \sin \phi$$

$$L = \bar{\sigma}_\phi$$

$$M = -\bar{\sigma}_\theta e^{\phi} e^{-\theta} \sin \phi$$

$$N = (\bar{p} e^{2\phi + \theta} - \bar{\sigma}_\theta e^{\phi} e^{-\theta} \cos \phi) / \bar{\sigma}_\phi$$

$$Q = -\bar{\sigma}_\theta e^{\phi} e^{-\theta} (\sin \phi - \mu \cos \phi) - \mu \bar{\sigma}_\theta e^{\phi} / \bar{R}_d - \mu \bar{p} e^{2\phi + \theta}$$

自由部では式(16), (17), (18)を, タイス部では式(16), (19), (15)を用いる 計算の手順は次のとおりである

まず軸荷重 W を与え, 円筒中央部 ($\zeta=0, \phi=0$) における ε_θ の値を設定し, ε_ϕ の値を適当に仮定すると, 次の円筒中央部における軸方向のつりあい方程式より内圧 p の値が求められる

$$2\pi\sigma_\phi r t = p\pi r^2 + W \quad (20)$$

ここに $W > 0$ (< 0) は軸引張 (圧縮) 荷重を表す 内圧のみが作用するときは $W=0$ である.

次に図2において, 時間 $J-1$ におけるすべての場所の解が, 時間 J においては場所 $I=1, 2, \dots, I-1$ の解が既知であるものとして, 点 $(I, J-1)$ および点 $(I-1, J)$ における解を用いて点 (I, J) における解を求める方法について述べる このような解法によって解析されたものとしては回転円板²⁾, 円板の液圧ハルノ³⁾などがある また, Woo もひずみ増分理論による同様な解法を示した⁴⁾が, 実際の計算は全ひずみ理論によって行っており, ひずみ増分理論による計算は行っていない 以下に現在の場合における計算方法を自由部について簡単に述べる.

- 1) $\varepsilon_\phi(I, J)$ を仮定する $\varepsilon_\phi(I, J) = \varepsilon_\phi(I, J-1) + \varepsilon_\phi(I, J)$ として $\varepsilon_\phi(I, J)$ が求められる
- 2) 式(16), (17), (18)より $\varepsilon_\theta^+(I, J)$, $\bar{\sigma}_\theta^+(I, J)$, $\phi^+(I, J)$ が得られる ここで K, L, M, N の値は第一近似として点 $(I-1, J)$ における値を用いる. $\varepsilon_\theta^+(I, J) = \varepsilon_\theta^+(I, J) - \varepsilon_\theta(I, J-1)$ として $\varepsilon_\theta^+(I, J)$ が求められる. なお $\dagger$ (タカー) をつけたものはつりあい方程式および適合条件式より求めた量を表す
- 3) 2) で求められた値を用いて, 式(8)より得られる次式によって $\varepsilon_\phi(I, J)$ の修正値を求める.

図3 ひずみ分布

$$\varepsilon_\phi(I, J) = \frac{3\varepsilon_{eq}(I, J)}{4\bar{\sigma}_{eq}(I, J)} \bar{\sigma}_\phi^+(I, J) - \frac{\bar{\varepsilon}_\theta^+(I, J)}{2}$$

ここで $\varepsilon_{eq}(I, J)$, $\bar{\sigma}_{eq}(I, J)$ は式(9), (10)より求める.

- 4) この $\varepsilon_\phi(I, J)$ の修正値を用いて $\varepsilon_\phi(I, J) = \varepsilon_\phi(I, J-1) + \varepsilon_\phi(I, J)$ より $\varepsilon_\phi(I, J)$ を求め, 改めて式(16),

図4 応力分布

図5 応力分布

(17), (18) より $\epsilon_\theta^+(I, J)$, $\bar{\sigma}_\theta^+(I, J)$, $\phi^+(I, J)$ を求める。
 ここで K, L, M, N は点 $(I-1, J)$ と点 (I, J) における値の平均値を用いる

5) 応力ひずみ関係式 (8) より $\bar{\sigma}_\phi(I, J)$ を求める。

6) 4) で得られたつりあい方程式を満たす $\bar{\sigma}_\phi^+(I, J)$ と、5) で得られた応力ひずみ関係式を満たす $\bar{\sigma}_\phi(I, J)$ の値を比較する。これらの値が等しくないときは再び 3) にもどり、3) から 6) の計算を繰返す。そして $\bar{\sigma}_\phi^+(I, J)$ の値と $\bar{\sigma}_\phi(I, J)$ の値が望む範囲内で一致したとき、他の未知数の値もひずみの適合条件、力のつりあい、応力ひずみ関係式を満たすから、そのときの未知数の値をもって点 (I, J) における解とする

このようにして円筒中央部 ($\xi=0$) から順次計算を進める。ダイスがある場合は内挿によってダイス接触点を

求め、その後はダイス部の計算式を用いて計算する。円筒の端 ($\xi=L/D$) に達したとき、境界条件 $\epsilon_\theta=0$ が満たされていれば正解である。そうでないときは出発点にもどり、 $\xi=0$ における ϵ_ϕ (すなわち p) の値を修正して再び計算を行い、端での境界条件を満たすまで繰返す。通常は $\Delta\xi=0.02$, $\Delta\rho=0.02$ として計算した。

4. 解析結果と検討

4.1 内圧のみが作用する場合

4.1.1 ひずみ分布および応力分布

両端にダイスがない場合 (図1で $R_d=0$) のひずみ分布の計算例を図3に示す。図4, 5は図3と同じ条件の下での応力分布を示す。 $L/D=1$ の短い円筒では、変形が小さい間はひずみ分布、応力分布ともにひずみ増分理論および全ひずみ理論による違いはほとんど見られないが、変形が大きくなると両理論の解の差が現れてくる。ただし円周方向ひずみの分布には解の差があまり現れな

図6 内圧と円筒中央部の半径の関係

いのは $\varepsilon_{\theta c}$ が同一の場合に比較しているからである。一方 $L/D=2$ の円筒ではひずみ分布、応力分布とも両理論による解の差はほとんど見られない。

4.1.2 内圧と円筒中央部の半径の関係

$\bar{p}$ と $\bar{r}_c$ の関係を図6に示す。图中、曲線上に短い棒が出ている点は最大内圧点を示す。 $L/D=2\sim 3$ 以上の長い円筒ではひずみ増分理論と全ひずみ理論による解にはほとんどその差が認められない。一方 $L/D=2\sim 3$ 以下の短い円筒では、変形が大きくなるにつれて両理論の解に差が現れてくる。これは変形中に円筒要素の応力比が変化することによるものと考えられるので、次に応力比の変化について調べてみる。

4.1.3 応力比の変化

内圧を受ける両端を閉じた薄肉円筒の応力は $\sigma_\phi = pr_2/2t$, $\sigma_\theta = (pr_2/2t)(2-r_2/r_1)$ および $\sigma_n=0$ (仮定より) であるから、応力比は $\sigma_\phi:\sigma_\theta:\sigma_n=1:(2-r_2/r_1):0$ となる。無限長円筒では $r_1=\infty$ であるから常に $\sigma_\phi/\sigma_\theta=1/2$ の関係が成り立つ。有限長円筒では変形が進むにつれて円筒は次第にたる形になり、 r_1 の値は小さくなる。それゆえ $\sigma_\phi/\sigma_\theta$ の値は $1/2$ から次第に大きな値をとるようになる。図7は円筒中央部の応力比の変化を示す。 $L/D=2\sim 3$ 以上の長い円筒では最大内圧点に達するまで変形が進んでも応力比はあまり変化しないが、それより短い円筒では長さが短いほど、また変形が大きくなるほど応力比の変化が著しいことがわかる。図3, 4, 5, 6 および次に示す図8, 9からもわかるように、両理論の解の差は応力比の変化と密接に関連しており、応力比の変化が大きくなると、かつ変形量が大きい場合に両理論の解の差が大きくなる。

● 最大内圧点, $n=0.27$, ひずみ増分理論

図7 円筒中央部の応力比の変化

図8 最大内圧と円筒の長さの関係

現れたものと考えられる。

4.1.4 最大内圧と限界張出し半径

図8は無次元最大内圧 ($\bar{p}^*=p^*R/FT$, p^* :最大内圧) と L/D の関係を示す。 $L/D=2\sim 3$ 以上の長い円筒では $\bar{p}^*$ の値は n 値ごとにほぼ一定で、無限長円筒 ($L/D=\infty$) の最大内圧 $\bar{p}^*=[2/(\sqrt{3})^{n+1}](n/e)^n$ とほとんど同じ値を示す。また両理論の解は良く一致する。 $L/D=2\sim 3$ 以下では L/D の値が小さくなるほど最大内圧は急激に高くなり、両理論の解は異なった値を示す。

内圧が最大値を示すときの円筒中央部の半径を限界張出し半径と名付け、 r_c^* (無次元量は $\bar{r}_c^*=r_c^*/R$) で表す。 $\bar{r}_c^*$ と L/D の関係を図9に示す。 L/D の値が大きいほど $\bar{r}_c^*$ は無限長円筒の値 ($\bar{r}_c^*=e^{n/2}$) に近づき、また両

図9 限界張出し半径と円筒の長さの関係

図11 内圧と円筒中央部の半径の係に及ぼす軸荷重の影響

図10 内圧と円筒中央部の半径の係 (タイスがある場合)

図12 最大内圧および限界張出し半径に及ぼす軸荷重の影響

理論の解はほとんど一致する。 $L/D=1\sim 2$ (n 値によって多少異なる) の円筒は十分に張出してた形となり、 $\bar{r}_e^*$ は大きな値を示す。また両理論の解の差は大きい。 L/D が1より小さい場合は、円筒の形状は薄肉リンクと呼ぶ方がふさわしいものとなり、張出しが小さく抑えられる。それゆえこの場合は応力比の変化が大きいにもかかわらず両理論の解の差はあまり大きくなならない。

4.1.5 円筒の両端にダイスがある場合

この場合、円筒両端近傍の材料はダイスによって張出しが抑えられるが、長い円筒ほどその影響は小さい。図10は円筒両端に $\bar{R}_d=0.5$ のダイスがある場合の $\bar{p}$ と $\bar{r}_c$ の関係を示す。 $L/D=2$ の場合はタイスの影響がほとんど現れず、両理論の解の差も小さい。 $L/D=1$ の場合は

変形が大きくなるにつれてダイスがある場合とない場合の差が大きくなり、また両理論の解の差も大きくなる。

4.2 内圧と軸荷重が同時に作用する場合

簡単のため両端にタイスはないものとし(図1で $R_d=0$)、軸荷重は円筒が座屈を生じない範囲にあるものとする。無次元軸荷重を $\bar{W}=W/\pi FRT$ で定義し、無次元内圧 $\bar{p}=pR/FT$ との比を K で表すと $K=\bar{W}/\bar{p}=W/p\pi R^2$ となる。計算は K =一定の場合について行った。

4.2.1 内圧と円筒中央部の半径の関係

図11は $\bar{p}$ と $\bar{r}_c$ の関係を示す。 $K>0$ ($W>0$, 内圧+軸引張荷重) の場合は肉厚の減少が大きく、最大内圧に達するまでの張出し量が小さいのに対して、 $K<0$ ($W<0$, 内圧+軸圧縮荷重) の場合は肉厚減少が抑えられて

張出し量が大きくなる。両理論の解の差は $K > 0$ の場合に小さく, $K < 0$ の場合に大きく現れている。 $L/D=2.0$ (図省略) の場合は軸荷重の影響が小さく, 両理論の解の差も小さい。

4.2.2 最大内圧と限界張出し半径

$\bar{p}^*$ および $\bar{r}_e^*$ に及ぼす軸荷重の影響を図 12 に示す。 $L/D=2.0$ の場合は軸荷重の影響はあまり見られず, 両理論の解もほとんど一致している。 $L/D=1.0$ の場合は軸圧縮荷重が大きくなるほど $\bar{p}^*, \bar{r}_e^*$ の値は高くなり, 両理論の解の差も大きくなる。

5 結 言

内圧と軸荷重を受ける有限長薄肉円筒の変形をひずみ増分理論によって解析し, またその結果を前報の全ひずみ理論による解析結果と比較して次の結論を得た。

- (1) $L/D=2\sim3$ 以上の長い円筒では変形中の円筒要素の応力比の変化は小さいか, それより短い円筒では応力比の変化が大きいかかわかった。
- (2) この応力比の変化に対応して, 長い円筒においては両理論ともほとんど同じひずみ分布, 応力分布, 最大内圧, 限界張出し半径などを与えるか, 短い円

筒では異なった結果を与える。

- (3) 以上のことから $L/D=2\sim3$ 以上の長い円筒の変形の解析に全ひずみ理論を用いることは妥当であるか, それより短い円筒に対してはひずみ増分理論による解析が必要であることか明らかとなった。
- なお, 実験結果については次報で報告する。

参 考 文 献

- 1) 淵澤定克, 竹山壽夫 円筒の張出し加工に関する研究 (第 1 報), 精密機械, 37, 8 (1971) 565
- 2) H Takeyama & H Takahashi Analytical Investigation on the Plastic Deformation of Rotating Discs by Strain Incremental Theory, Tech. Rep. Tohoku Univ., 32, 2, (1967) 129,
- 3) 高橋 寛, 竹山壽夫 金属円板の静水圧による張出し変形の解析 (第 1 報), 日本機械学会論文集, 36, 281 (1970) 40
- 4) D. M. Woo The Analysis of Axisymmetric Forming of Sheet Metal and the Hydrostatic Bulging Process, Int. J. Mech. Sci., 6, (1964) 803
- 5) D. M. Woo Tube-bulging under Internal Pressure and Axial Force, Trans. ASME, 95, Ser. H, 4, (1973) 219.

情 報

機械振興協会賞決定

機械振興協会 (会長・土光敏夫氏) はこのほど 53 年度機械振興協会賞を決定した。

この賞は機械工業についての研究開発で独創性と経済性に富む業績をあげたグループ, 新製品の開発製造, 製品品質や性能の向上, 生産合理化などに著しく貢献した企業を選び表彰するものである。

第 13 回目に当たる今年は 各種機械関係団体や 関連学会, 協会から 37 件の推薦があり, この中から審査委員会が受賞者 8 件を選ばれた。

受賞者と業績概要は次のとおり。

〔企業表彰〕

▽池貝鉄工「加工寸法計測補正装置付き NC 旋盤の開発」= 切削加工における寸法管理を自動化するためタレットに取付けた接触型センサにより加工終了時に内外径を 2 度の接触で測定する。またこの測定値に基づき補正装置で切込み量を補正, 部品の加工精度を向上させた。

この結果, 寸法管理, 省力化, 熟練者不足解消, 不良率減少, 品質向上などが実現される。

▽小松製作所「小口径管推進機の開発」= 下水道など小口径ヒューム管埋設の際, 要所に立坑を掘るだけで全面開削を必要としない工法と推進機である。機体はパイロット管, ノッキ, 油圧源で構成, ヘットの偏光を光学的に検出し修正, 均質な土中で 50 m スパンで数 cm の狂いに抑えられる。工法は圧密法で振動, 地盤沈下, 交通止めなども少なく, 薬剤注入による公害問題も解消される。

▽日立建機, 大豊建設「泥土加圧式ソールト工法の開発」= カンタを持つ作泥チャンハと排土スクリュコンベア, 制御装置から成る掘進機で, 作泥剤と掘削土により不透水性の泥土を作り, 土圧と対抗させながら掘り進む工法である。従来の高圧空気または加圧泥水によるソールト工法に比べ湧水地やぐずれやすい土質に有効で, 薬剤注入も少なくて済み (p. 1513へ続く)