研 究

薄板の横衝撃変形運動に対する板厚 δ_0 の意味*

泉 四 郎** 坂 田 正 登** 満 田 博 宣***

The Meaning of the Plate Thickness δ_0 in the Deformation of
Thin Plate under Lateral Impact

Shirō IZUMI, Masato SAKATA, Hironobu MITSUDA

The two theories gave a nearly satisfactory solution for a problem about the mysterious flexibility shown in high-energy-rate-forming of a hard metal. The one is the deformation theory of zero-thickness-plate under lateral impact, and the other that of strain-wave-structure which states about the thickness-criterion indicating the limit of application of the zero-thickness-theory, using the strain-wave which is deduced from the same theory. But it was found afterwards that the theoretical wave form differed a little from the observed one. And to clean up discrepancy and related conflicts, New Deformation Theory has been developed, under the consideration of the plate thickness δ_0 . The main results are summarized as follows:

1. If we consider merely the changing profile of a thin plate, its deformation is well explained by the theory of zero-thickness-plate.

2. If the strain of plate comes into question, there must be considered the longitudinal elongation in front of the material point where the maximum curvature κ_0 occurs. The strain ε is given by: $\varepsilon = \frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0 \left(\frac{\partial c}{\partial t} - \gamma \right)^2 \left(\frac{\gamma t}{\xi} - \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^2$, where γ : the velocity of propagation of the maximum curvature κ_0 along the plate, γ_c : that of sound, ξ : the original coordinate of the specific particle-point on the material-plate, and t : the time measured from the instant when the impact begins.

3. In the portion by where the maximum curvature has past, the strain ε increases from $\frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0$ to $\frac{1}{2} (U/c)^2$, where c : the horizontal velocity of propagation of the maximum curvature κ_0 relative to the space-fixed-coordinate-system, and there the deforming motion occurs almost entirely in accordance with the theory of zero-thickness-plate.

1. 緒 言

第2報¹⁾は0板厚の横衝撃変形理論および厚さ δ_0 の板が衝撃変形において示す柔軟性の説明とその柔軟性をうみだす条件を求めるための塑性波構造論を述べた。前者は曲率変化に無抵抗な理想上の板の変形運動論であるが、第3報²⁾は0.6 mmの鉛板によりその検証を行なっている。しかしそれは曲率に関する検証にとどまり、塑性波構造論もある意味では0板厚理論波形の一部改造を要求している。その波形についてのストレンゲージを用いた実験結果³⁾によれば、最大曲率 κ_0 が起きる以前の塑性波の時間波長がおよそ固定端からの標点距離に比例して延びるので、それを一定長さとした塑性波構造論¹⁾の根本仮定とは異なる。かかる実験と理論および理論相互間の不一致は調整されねばならないが、これはそのため

の理論である。

2. 塑性波構造論および実験結果に適する波形

構造論¹⁾の主旨は、伸び ε が曲率 κ の最大 κ_0 になる時点に0から成長し始めるとする0板厚理論に対し、 κ_0 の出現する時点にはすでに、

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0 \quad (1)$$

にまで成育することで曲げ抵抗の台頭を押える、という点にある。その際用いられた波形は、0板厚理論の ε 波そのままの形をちょうど $\varepsilon = \varepsilon_1$ が実現する間だけ時間軸上を前方にずらせるのであって、そのときの時間波形は、成長開始を $t=0$ とすれば次式であった。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (\kappa_0 c t)^2 \quad (2)$$

ここに c は κ_0 位相点の x (水平)方向の速度とする。ただしこの場合 x (空間座標) $=\xi$ (標点座標)であったから c は空間速度とも対標点の速度とも考えられたが、実は後者の意味に解したほうが今後都合となるので両者

*原稿受付 昭和46年3月15日。精機学会北九州地区講演会(昭和45年11月5日)にて発表。

**正 会 員 熊本大学工学部(熊本市黒髪町)

***学生会員 熊本大学工学部

を区別するために c を対角間, γ を対標点の速度とし, 今後は次式を用いることにする.

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(\kappa_0 \gamma t)^2 \quad (3)$$

なお, ここに衝撃条件その他一切は 0 板厚理論の場合と同じ条件 (ただし板厚 ∂_0 を除いて) によるものとする. 実験²⁾ は曲率 κ が同じ理論に従うという考え方を肯定する.

そこで, いま標点 ξ における ε の始まる時点 $t=0$ とし, (3) 式でその成長過程を表わすものとし, 時点 t_1 に κ_0 が現われたりすると, 理論¹⁾ によるその後の変化は

$$\kappa = \kappa_0 \left\{ 1 - \frac{3}{2}(\kappa_0 \gamma t)^2 (t - t_1)^2 \right\} \quad (4)$$

となるので, これに(3)式の関係を用いて:

$$\kappa = \kappa_0 \{ 1 - 3(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_1})^2 \} \quad (5)$$

ここに

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2}(\kappa_0 \gamma t_1)^2 \quad (6)$$

となるが, 構造論¹⁾ で曲げ仕事と伸び仕事との関係で計算する基礎となったのは, κ と ε の関係を規定した(5)式であった. そこでこの関係の代りに,

$$\kappa = \kappa_0 \{ 1 - 3k^2(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_1})^2 \} \quad (k: \text{任意定数}) \quad (7)$$

を用いて, 前¹⁾ と同じ計算をやり直してもその結論は少しも影響されないことは, その計算の跡をたどればよくわかる*. k が任意定数という意味は一個の標点に対して時間的に不変であることだから, 標点を異にすればその定数値は異なっても推論の運びに変化が起きないことに注意すると, k をつぎのように選ぶことが許される.

$$k = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_1}} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot \kappa_0 \xi \quad (8)$$

ここに ε_1 と κ_0 は(4), (5)式に現われたのと同じもので, n は弾性縦波速度の γ に対する比 (倍率) とする. この

*塑性波構造論¹⁾ を要約すれば, まず κ_0 の起きる点のひずみが $\varepsilon_1 = \frac{1}{2}\kappa_0 \partial_0$ になるような基準波形を仮定し, これに対し伸波が曲率波に対し遅れる場合, その基準からのずれを $\lambda = 1 - \varepsilon_1/\varepsilon_2$ で定義する. ここに ε_1 と ε_2 はそれぞれある一点で κ_0 の起きる時点および $\varepsilon = \frac{1}{2}\kappa \partial$ ($\varepsilon_2 = \frac{1}{2}\kappa_2 \partial_2$) の起きる時点における ε 値を意味し, 当然 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ となる. そこで(5)式は $\kappa_2 = \kappa_0 (1 - \frac{3}{4}\varepsilon_2 \lambda^2)$ になるので, ずれ λ の小さい場合 $\varepsilon_2 \lambda^2 \ll 1$ とすると $\kappa_2 \approx \kappa_0$ とされる. この事実に基づいた推論の結果は, $\lambda=0$ の $\varepsilon_1 = \frac{1}{2}\kappa_0 \partial_0$ (基準波形) において変形に費消される全仕事量は最小になることを証明している. そこでいま(5)の代りに(7)式の κ を用いると $\kappa_2 = (1 - \frac{3}{4}k^2 \varepsilon_2 \lambda^2)$ となるが, その k が(8)式で与えられたとしても $\kappa_2 \approx \kappa_0$ とされることに変わりはない. またその他の推論は前とまったく同じ道をたどるので結局 $\varepsilon_1 = \frac{1}{2}\kappa_0 \partial_0$ (基準波形) で消費仕事量最小という同じ結論に達する.

ような k の値に対し(4), (7)の両式が同時に成立するための必要十分条件としてつぎの関係が得られる.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left(\tau - \frac{1}{n} \right)^{2**} \quad (9)$$

ここに $\tau = \gamma t / \xi$

これは伸び ε の波形を定める式で, その成立範囲は:

$$(1/n \leq \tau \leq 1) \quad \text{または} \quad (\xi/n\gamma \leq t \leq \xi/\gamma) \quad (10)$$

$$\text{そして: } \varepsilon = 0 \quad (0 \leq t \leq \xi/n\gamma) \quad (11)$$

ただし(10)および(11)式中の ξ/γ は最大曲率 κ_0 が, また $\xi/n\gamma$ はその κ_0 に先行する伸波の先端が, それぞれ標点 ξ に到達するに要する時間である. そこでその差 $\xi(1-1/n)/\gamma$ は κ_0 に先行する塑性波の時間波長を意味するので, この波形は緒言において, それが実験的に標点座標 ξ に比例すると述べた事実によく適合する. すなわち(9)ないし(11)の式は κ_0 の現われる時点 ($t = \xi/\gamma$) より以前の, 板がまだ水平な姿勢を保つと (実験的に) 考えられている期間の波形として, 構造論の立場から, もっとも一般的と見なされるものであると同時に, またストレンゲージによる測定波形ともおよそ一致する. 上式による ε の波形を図 1 (a) に, 実測のひずみ波形を図 1 (b) に示す.

図 1 (a) κ_0 以前のひずみ波形

ゲージ: Shinkoh F 102, 試料: 鉛 (120×19×1.5)
ゲージ位置: $\xi=35$ mm, 落下高さ: 1.0 m 増幅器:
Hulett-Packard 8875 A シンクロスコープ: 岩崎
DS-5302 B

図 1 (b) 実測のひずみ波形 (43.12.4 実験) (ひずみ波形中の小さな振動は落下体の弾性振動による)

**弾性縦波速度を γ_c とし, ε_1 に(1)式の形を用いると:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\kappa_0 \partial_0 \left(\frac{\gamma_c}{\gamma_c - \gamma} \right)^2 \left(\frac{\gamma t}{\xi} - \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^2$$

図 2 変形運動中時点 t における板のプロファイル

3. 推論の方針

運動方程式は最初の一般型に立ち帰らねばならない。

$$\left. \begin{aligned} m_0 \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= -\frac{\partial}{\partial \xi} (S \cos \theta) \\ m_0 \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} &= -\frac{\partial}{\partial \xi} (S \sin \theta) + m_0 \rho(t) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ここに質点 P の標点座標 ξ ，同じく空間座標 (x, z) 接線の傾角 θ ，およびその方向の張力を S とした (図 2)。

κ_0 以前に試料がほとんど水平 ($\theta=0$) の姿勢を保つという実験的事実²⁾ と，(9)～(11)の波形は方程式(12)の中で非常によく調和することはまもなく判明するが，これと κ_0 以後の板のプロファイル (曲率) 運動が前の 0 板厚理論¹⁾ とよく一致するという同じ実験的事実¹⁾ は， κ_0 を境としてそれ以前と以後とで，現象を二分して考えたほうが問題を手ざよく (正確にはないが) 解決できることを暗示する。そこで方針を簡潔書きにならべてみる。

a. 各標点についての現象は前後両段にわかれる。

b. 前段では θ を 0 とおいて，方程式(12)が(9)～(11)を解にもつように関数 $S_b(\epsilon)$ を定めると，それは運動方程式の物理的意味にしたがって前段を支配する張力関数となる*。

c. 時点 t において $\xi \geq n\gamma t$ は無ひずみ， $\gamma t \leq \xi \leq n\gamma t$ では(9)式のひずみがおきている。また板は水平であるからその部分の標点 ξ には，原位置から方向のずれ：

$$u = -\int_{\xi}^{n\gamma t} \epsilon d\xi = \gamma t \cdot \epsilon_1 \frac{n}{(n-1)^2} \left\{ \frac{n\gamma t}{\xi} - \frac{\xi}{n\gamma t} - 2I_n \frac{n\gamma t}{\xi} \right\} \quad (13)$$

そして左端 ($\xi=\gamma t$) には：

$$u_1 = -\lambda_1 \gamma t, \quad \lambda_1 = \epsilon_1 n \cdot (n-1)^{-2} (n - n^{-1} - 2I_n n) \quad (14)$$

*当面する問題での張力関数 $S_b(\epsilon)$ は未知であるが，ひずみ波形 $\epsilon(\xi, t)$ は (9)～(11) の形にわかっている。この $S_b(\epsilon)$ と $\epsilon(\xi, t)$ とは運動方程式(12)から演えきされた(10)式の中で両立しなければならない。ここで $S_b(\epsilon)$ はその式の成立時点における張力としての物理的意味をもつので，もし $S_b(\epsilon)$ を ϵ のみの関数とすると，当然それはこの運動に従う板 (柔軟な) の張力とひずみの関係を与える (もちろんそれは真の意味ではなく近似的意味におけるものであるが)。なお46頁の脚注*を参照されたい。

のずれが起こる。これを κ_0 位相点について観察すると：

$$x_1 = \xi_1 + u_1 = ct, \quad c = \gamma(1 - \lambda_1) \quad (15)$$

ここに x_1 は κ_0 点の空間座標，すなわち c はその空間的的水平速度を意味し，これが映画記録から測定²⁾ されるものである。

d. 後段が 0 板厚理論に従うというときの意味を数学的に表現すると，運動方程式(12)が双曲線型方程式：

$$x = \xi(1 - \lambda_1), \quad \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \varphi(t) \quad (16)$$

に書き直されるということに他ならない。この書き換えが可能であるための必要十分条件として，後段では運動方程式(12)の中のがつぎの形をもつことである。

$$S_d = K(1 + \epsilon) \quad (17)$$

すなわち全体の $S(\epsilon)$ は S_b と S_d との総合である。

e. 新理論が 0 板厚理論¹⁾ および塑性波構造論¹⁾ をそれ自身の内に特殊ケースとして含みえるための条件は：

$$\lim_{\delta_0 \rightarrow 0} S(\epsilon) \text{ および } \lim_{n \rightarrow 1} S(\epsilon) \text{ とともに } = K(1 + \epsilon) \quad (18)$$

となることである**。この要請から S_b と S_d とは， κ_0 位相点で連続に接続しなければならない。

4. 解 法

4.1 前 段

方程式(12)の θ を 0 とおいてみるとつぎのようになる。

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{\partial}{\partial \xi} S(\epsilon), \quad \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \varphi(t) \quad (19)$$

第二式の z の一段解は容易に求まり：

$$z(\xi, t) = \int_0^t dt \int_0^t \varphi(t) dt + A(\xi)t + B(\xi) \quad (20)$$

となるが，初期境界条件

$$z(\xi, 0) = z(0, t) = 0 \quad (21)$$

によって A, B はともに消え， $\varphi(t)$ に 0 板厚理論同様の方形波を適用すればつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{1}{2}(U/T)t^2 & [\text{領域 (a)}] \\ z &= U(t - T/2) & [\text{領域 (b)}] \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

なお領域 (a), (b) は後の表 1 中の図表に示す。

** $\delta_0 \rightarrow 0$ における新理論の極限が 0 板厚理論¹⁾ となるための必要十分条件が極限関係(18)の成立であることは明らかである。つぎに $n=1$ とすると，最大曲率 κ_0 に先行する伸波 ϵ の先端が κ_0 と同じ速度で (一標点で考えると一定時間差で) の前進を意味するから，新理論は当然塑性波構造論に一致すると断じたいが，(9)～(11)の ϵ で $n=1$ においても意味がなくなる。そこで $\lim_{n \rightarrow 1} S(\epsilon)$ をとってみる。もしこれが $K(1 + \epsilon)$ にならないとすると，新理論を介して結ばれるはずの 0 板厚理論と塑性波構造論との関係は断たれる。事実それは一致して，両理論相互間の無矛盾性は確立されたが，これまでのところ，以上の吟味を行なう方法はまだなかった。

第一式の x については標点の ξ からの変位を u とし

$$x = \xi + u \quad (23)$$

$$\therefore \partial^2 x / \partial t^2 = \partial^2 u / \partial t^2 \quad (24)$$

この24の u に(13)の式を適用し, また

$$\frac{\partial}{\partial \xi} S(\epsilon) = \frac{dS}{d\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi} \quad (25)$$

の $\partial \epsilon / \partial \xi$ に(9)の ϵ を適用して(19)式を変形すると*,

$$dS/d\epsilon = K\tau^{-2} \quad \text{ここに} \quad K = m_0 \gamma^2 \quad (26)$$

これから定まる S が方針 b の S_b である. これを實際求めるには(9)から τ を逆に解いて,

$$\tau = (1/n) \{1 + (n-1)\sqrt{\epsilon/\epsilon_1}\} \quad (0 \leq \epsilon \leq \epsilon_1) \quad (27)$$

これを(26)に代入すると

$$\frac{dS}{d\epsilon} = \frac{Kn^2}{\{1 + (n-1)\sqrt{\epsilon/\epsilon_1}\}^2} \quad (0 \leq \epsilon \leq \epsilon_1) \quad (28)$$

これを κ_0 点における関数 S の連続性の要請 (方針 e) に従い, $\epsilon = \epsilon_1$ において $S = K(1 + \epsilon_1)$ の条件で解くと,

$$S = K(1 + \epsilon_1) + 2\epsilon_1 K \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left[\ln \left\{ 1 - \frac{n-1}{n} (1 - \sqrt{\epsilon/\epsilon_1}) \right\} + \frac{n-1}{n} \cdot \frac{1 - \sqrt{\epsilon/\epsilon_1}}{1 + (n-1)\sqrt{\epsilon/\epsilon_1}} \right] \quad (0 \leq \epsilon \leq \epsilon_1) \quad (29)$$

となるが, これは方針 e 中の二種の極限形に対する要請をつぎのように完全に満たしている, すなわち $\delta_0 \rightarrow 0$ に対しては, 2 節の始めに述べた ϵ_1 の定義(1)式:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0$$

から $\delta_0 \rightarrow 0$ のとき $\epsilon_1 \rightarrow 0$ となり, (29)式の成立する前段 ($0 \leq \epsilon \leq \epsilon_1$) そのものが消失するので, 結局(17)式の $S = K(1 + \epsilon)$ だけが基礎的硬化法則として残る.

また $n \rightarrow 1$ の場合 $n-1 = \nu \ll 1$ としての S の展開は

$$S = K(1 + \epsilon) - 2\nu K(\sqrt{\epsilon\epsilon_1} - \epsilon) + \nu \quad \text{の高次式} \quad (30)$$

となるので, $\lim_{n \rightarrow 1} S = K(1 + \epsilon)$ となることがわかる. これによって前段の問題は方針通りにかたずいた. なお(29)式による $S(\epsilon)$ を一例を用いて示した線図が図 3 である.

4.2 後 段

方針 d にはまだあいまいな点があるので, それを明確にしなければならない. (16)の第一式では質点の水平方向

図 3 鉛板の場合の $S(\epsilon)$ 曲線の例

の空間座標は $(1 - \lambda_1)$ の比率で標点座標から縮んでいる. そこで素板が運動を起こす以前にその収縮を受け, しかる後(17)式の基本法則に従って(16)の運動をすると考えても結果は同じとなるであろう. それをつぎのようにして確認することができる. すなわち素板が縦に縮めば

$$\text{質量は:} \quad \bar{m}_0 = m_0 / (1 - \lambda_1)$$

$$\text{硬化率は:} \quad \bar{K} = K(1 - \lambda_1)$$

とすべきであろう. すなわち(25)式の規則を適用して

$$c^2 = \bar{K} / \bar{m}_0 = K / m_0 (1 - \lambda_1)^2 \quad (31)$$

この関係(31)は(26)式を介して(15)と一致する. このようにして双曲線型方程式(16)の成立には, まったく新しい角度からの合理的基礎が与えられた. これを前と同様な方形波衝撃を $\varphi(t)$ に仮定して解いた結果, 前段のそれとまとめて整理したものを次節に述べる.

4.3 解の総まとめ

これは式をただ並べるよりも表にしたほうが見やすい. その表 1 は縦割りにして, 左側に元の標点座標からの質点の x 方向変位 u ($x = \xi + u$) を, また右側には各質点の時間 t における z 座標の x 座標に対する関係を, それぞれ前段, 後段を上下に分離して示してある. そして x 方向変位 u のそれぞれの式が成立する (ξ, t) 平面上の領域はギリシャ文字のアルファベットで下の領域図に記入し, また z 方向の変位 (z 座標) も同様な方法で表と英文字のアルファベットを記入した (x, t) 平面的領域図を用いて整理してある. 図 4 (a) は両方の領域図を重ねたものであるが, たとえばある時点 t は図中の横軸に平

*19の第一式に(24)と(25)とを加味すると運動方程式は $\partial^2 u / \partial t^2 = (dS/d\epsilon) \partial \epsilon / \partial \xi$ となる. Karman ら⁴⁾の流派に従う M. P. White ら⁵⁾は張力として $S(\epsilon)$ を, Malvern⁶⁾その他は ϵ の他にひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ も考慮して $S(\epsilon, \dot{\epsilon})$ をまず仮定してこの張力問題を解いた. 結果の ϵ はもとより(9)~(11)とは別物であって実験とはうまく合わない. また S に真実性を与えるために ϵ の他に $\dot{\epsilon}$ を加味しても, さらに発生熱の効果およびその伝導放射の問題は残る. もとよりそれを究めることはレオロジー的に重要な意味をもつであろうが, いまの場合その追及は避けたがよい. ここでは既知のひずみ ϵ を用いて逆に S を定める方法を選んだ.

表 1 質点の変位およびその変位を示す領域

x 方向変位 (u)		z 方向変位 (z)	
前段	(a) 0	(a) $\frac{1}{2} \left(\frac{U}{T}\right) t^2$	
	(b) $-\epsilon_1 \frac{n\gamma t}{(n-1)^2}$ $\left(\frac{n\gamma t}{\xi} - 2 \ln \frac{n\gamma t}{\xi}\right)$	(b) $Ut - \frac{1}{2} UT$	
	(c) $-\epsilon_1 \frac{n^2}{(n-1)^2} \left(n - \frac{1}{n} - 2 \ln n\right)$	(c) $Ut - \frac{1}{2} UT$	
後段	(d) $-\epsilon_1 \frac{n^2}{(n-1)^2} \left(n - \frac{1}{n} - 2 \ln n\right)$	(d) $\frac{1}{2} \frac{U}{T} t^2 - \frac{1}{2} \frac{U}{T} \left(t - \frac{x}{c}\right)^2$	
	(e) $-\epsilon_1 \frac{n^2}{(n-1)^2} \left(n - \frac{1}{n} - 2 \ln n\right)$	(e) $Ut - \frac{1}{2} UT - \frac{1}{2} \frac{U}{T} \left(t - \frac{x}{c}\right)^2$	
	(f) $-\epsilon_1 \frac{n^2}{(n-1)^2} \left(n - \frac{1}{n} - 2 \ln n\right)$	(f) $\left(\frac{U}{T}\right) x$

図 4 (a) 表 1 の二種の領域を重畳したもの

図 4(b) 時点 t における板のプロファイル (a), (b) 図の A, B, C, D, E は板の質点を表わす

行線で示されている。この直線上の A より右の部分の質点は x 方向は皆不動で $x = \xi$, また線分 CE はもと BE 上にあったものが一様に縮んだ関係でその位置にきて x 方向に静止 (そのうち $\overline{CD}$ 部分は z 方向に運動中で, $\overline{DE}$ 部分はまったく静止), 残り $\overline{AC}$ の部分は素板のとき $\overline{AB}$ の長さであったものが, 表中の (γ) 欄に示された式の値だけ伸長してできたものである。

図 4 (b) は上と同じ時点 t における板のプロファイル線図を示す。A より右方の太線部分はまだ素板状態にあり左端の傾斜部分 $\overline{ED}$ は静止, 放物線弧 $\overline{DC}$ は C 端が上昇

して $\overline{ED}$ の延長上に達する時点で静止 (横方向の運動を含まず)。つぎに $\overline{CA}$ 部分は素板長 $\overline{BA}$ に相当する長さのものが伸びてできたもので $\overline{CA} : \overline{BA}$ の伸長比は時間とは関係なく一定である。その比の値は図 4 (b) と式 (15) により

$$\frac{n\gamma - c}{n\gamma - \gamma} = \frac{n-1+\lambda_1}{n-1} = 1 + \frac{\lambda_1}{n-1} \quad (32)$$

これは $\lambda_1/(n-1)$ が非常に小さいので, 現実的にはほとんど 1 とみてよい。

5. 結 言

これまでの一連の理論は実験との密接な関係を保ちながら進められてきたが, その意味では理論というより実験式の構成といったほうが適当かも知れない。今回は前回までの理論相互の間および実験結果との間のちぐはぐに対して理論的調整を試みて結局つぎの結果を得た。

1. 板厚 δ_0 が十分薄い ($< \frac{1}{2} UT$) ときの横衝撃による二次元変形は, プロファイルの形だけを問題にするとしたら, 0 板厚の理論で十分よく説明できる。
2. ひずみを問題とする場合は, 最大曲率 κ_0 の起きる位相点において (1) 式により $\frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0$ の伸びが生じ, それは素板上を κ_0 とともに, 速度 γ (対標点座標) で伝播することになる。すなわちその前方には, 先端が弾性縦波の速度 (音速) をもった伸び ϵ の波が進んでいく。いま板を伝わる音速を γ_c とすると, κ_0 より前方の ϵ の波形は

$$\epsilon = \frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0 \cdot \left(\frac{\gamma_c}{\gamma_c - \gamma} \right)^2 \left(\frac{\gamma t}{\xi} - \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^2$$

となる。これは時間 t の二次式であって, 標点 ξ においてシンクロスコープにとった波形の立ち上りは $t = \xi/\gamma_c$ に始まる放物線になることを主張する。

3. κ_0 より背後の部分では, 伸び ϵ は $\frac{1}{2} \kappa_0 \delta_0$ から最大値 ϵ_0 まで, ほとんどまったく 0 板厚理論の示す法則に従いながら, 曲率 κ の減少に応じて増加する。

4. 以上のような現象が起こるためには, 板の張力による硬化法則 $S(\epsilon)$ は, κ_0 以前で (29) 式, κ_0 以後で (17) 式となる必要十分である。

5. 板厚 $\delta_0 \rightarrow 0$ および $\gamma_c \rightarrow \gamma$ の極限においてともに $\lim S(\epsilon) = K(1+\epsilon)$ となる。この事実から 0 板厚理論も, 塑性波構造論もともに新理論の特殊ケースとなることが明らかにされる。

6. 新理論に関する実験その他の報告は次回以後に譲る。

なお本研究に対しては特に東京大学の前田禎三教授より懇切なるご指導を賜りました。またこれに関する実

験関係では熊本大学の清田堅吉教授より多大の便宜とアドバイスを賜りました。ここにあわせて深い感謝の気持ちを述べさせていただきます。

文 献

- 1) 泉 四郎, 坂田正登: 精密機械, **35**, 6 (1969).
- 2) 泉 四郎, 坂田正登, 満田博宜: 精密機械, **36**, 12 (1970).
- 3) 泉 四郎, 坂田正登, 満田博宜: 昭和44年度九州地方学術

講演会前刷 (1969).

- 4) T. von Karman, P.E. Duwez: On the Propagation of Plastic Deformation in Solids, J. Appl. Phys., **21**, (1950).
- 5) M.P. White, L. Griffis: The Parmanent Strain in a Uniform Bar Due to Longitudinal Impact, Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs., **69** (1947).
- 6) L.E. Malvern: Plastic Wave Propagation in a Bar of Material exhibiting a Strain-Rate Effect, Quart. Appl. Math., **8** (1951).

情 報

科学技術情報センタークリアリングサービスを開設

日本科学技術情報センター(東京都千代田区永田町 2-5-2, 理事長兄玉寛氏)は NIST (科学技術情報の全国的流通システム) の一環として, 47 年度からクリアリング・サービスを開設する方針である。このため近いうちにプロジェクト・チームを編成, クリアリング・サービス業務実施の準備にはいる。クリアリング・サービスは現在, どんな研究がどこで, だれによってすすめられているかといった研究活動に欠かせない科学技術情報を的確に提供しようという業務で, これが軌道に乗れば, わが国研究機関の科学技術情報収集に大いに役立つことが期待されている。

現在, わが国には理工学, 農学, 医学など自然科学系だけでも研究者がざっと 17 万人おり, 国立研究機関, 大学, 民間研究機関でそれぞれ研究活動をすすめている。しかし, これらの研究者がどんなテーマでどんな研究を行なっているかの確かな情報はつかめない。とくに科学技術の進歩にともない各研究部門も専門化し, 細分化の方向にあることから, その情報収集はますますむずかしくなってきた。

こういった傾向はわが国だけに限ったことでなく, すでにアメリカではこれらに対処して米国議会図書館の「ナショナル・リファランズ・センター」スミスソニアン協会の「サイエンス・インフォメーション・エクスチ

ェンジ」などでクリアリング・サービスを実施, 成果をあげている。しかし, わが国では科学技術庁の NIST 計画に盛られているものの, 実現していない。

日本科学技術情報センターが実施するクリアリング・サービスは科学技術庁の NIST 計画の一環として行なうもので, わが国の研究者がどんな研究をすすめているかといった情報を提供サービスしていくのがねらい。各研究機関の研究者が取り組んでいる研究テーマや内容, 進捗状況など情報をキャッチ, ユーザーに的確な情報が提供できれば, 互いに研究の重複によるムダがさけられる半面, 研究者が専門分野以外の研究開発状況の情報も掌握することができ, 研究活動に役立つということになる。

このため科学技術庁の附属機関である日本科学技術情報センターは, プロジェクトチームをつくり, クリアリング・サービス実施の準備工作を行なっていくことになったわけで, 科学技術庁に対し, 46 年度の概算要求額 1300 万円を計上した同センターではこれによって情報収集活動を実施し, さしあたり来年 4 月にはクリアリング課を開設, サービス業務を行なっていく方針である。

また同サービス業務の充実をはかるため, さらに 2 年計画でクリアリング・センター設立も計画されている。クリアリング・サービスが軌道に乗れば科学技術庁の NIST 計画は一步前進する。(59 頁へつづく)