

巨視的及び微視的高速変形理論の発展 について*

河田幸三・栗山慎鋒**

On The Development of Macroscopic and Microscopic Theories of High Velocity Deformation

By

Kozo KAWATA and Shinhou KURIYAMA

概 要

金属の高速変形の巨視的及び微視的理論の発展が，細い棒の高速引張りに重点をおき，東京大学宇宙航空研究所でなされた仕事を紹介しつつ，論評される：

(1) 歪速度に依存しない理論にもとづいて計算された，種々の応力-歪関係をもつ材料で作られた有限長棒の高速引張りでの破断伸び ϵ_b と引張り速度 V_1 の理論的關係 [文献 10, 11, 12, 13]

(2) 若干の純金属及び合金の高速引張り試験で観測された $\epsilon_b \sim V_1$ 関係における結晶格子型効果と歪速度に依存しない理論的結果との食違い [文献 12]

(3) 金属の高速変形に関する巨視的理論によっては矛盾なく説明されない金属の細い棒の高速変形における挙動が，Johnston-Gilman型の塑性流動関数にもとづく構成方程式を作る事により矛盾なく説明される。軟鋼中の応力波伝播理論にJohnston-Gilman型構成方程式を用いるのが適当である。他の金属の構成方程式の形はJohnston-Gilman型のそれにかかなり類似しているかも知れない。 [文献 15]

1. ま え が き

本報告では金属の高速変形の巨視的及び微視的理論の発展が，細い棒の高速引張りに重点をおき，東京大学宇宙航空研究所でなされた仕事を紹介しつつ，論評される。

よく知られているように，金属中の応力波伝播に対し多くの巨視的理論が提案されている。これらは構成方程式によって三つの型に分類される [15]：即ち，Kármán及びDuwez [9]，Taylor [21]，及びRakhmatulin [19]型理論（歪速度に依存しない理論），Malvern [17]型理論，及びCristescu [3]型理論である。

* Conference on The Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain (Oxford, England, 2-4 April, 1974) に発表，Proc. Conf. The Mech. Props. Materials at High Strain Rates, Inst. of Phys. (England, Dec., 1974) に印刷されるものの草案

** 理化学研究所研究員，東京大学宇宙航空研究所協同研究員

第一に、著者及び他の共同研究者 [10, 11, 12, 13] によって解析された有限長試片の高速引張り試験での破断伸び ϵ_b と引張り速度 V_1 の関係の問題が述べられる。この問題は数種の典型的な応力-歪線図に対し、歪速度に依存しない理論にもとづいて解析される。これらの結果は高速引張り試験の議論に対する基礎を与えるものである。

次に、著者の一人及び共同研究者 [12] により得られた対応する広汎な実験結果が述べられる。この結果において、歪速度に依存しない理論によっては記述され得ない結晶格子型の効果が観測される。

第三に、Kuriyama 及び Kawata [15] による Johnston-Gilman 型構成方程式に従う材料の細い棒の高速引張りに関する理論的結果が述べられる。この解析は巨視的理論では矛盾なく説明されない事実を矛盾なく説明する。

2. 歪速度によらない理論による高速引張り試験の理論的解析

有限長試片の高速引張り試験という方法は最も身近かな高速変形試験法の一つであって、一見最も単純なものであるが、その本質的な性質はかなり複雑である。高速引張り試験での破断伸びが静的のそれより大きいのか小さいかは興味ある問題である。その問題を注意深く考える時、実験結果と比較されるべき破断伸び ϵ_b と引張り速度 V_1 の関係に関する理論的結果が未だ導かれていない事に気付くのである。実際の引張り試片は常に有限長であるから、 ϵ_b と V_1 の関係は有限長の引張り試片について求められねばならない。

そのような $\epsilon_b \sim V_1$ 関係は、著者及び共同研究者によって、次の4種の材料特性：(1)剛一直線硬化 [10, 12]、(2)弾一直線硬化 [11, 12]、(3) n 乗硬化 [13]、(4) 弾- n 乗硬化 [13] について、最大引張り応力破断基準の仮定の下に、歪速度によらない理論にもとづいて導かれている。これらの関係は、(1)、(2)に対しては解析的な形で、(3)、(4)に対しては数値的に与えられている。 V_1 の増加に対する ϵ_b の変化は、Fig.1 に示されるように、(1)、(2)に対しては鋸歯状、(3)、(4)に対しては先の丸い鋸歯状であり、 ϵ_b の値は静的値 ϵ_m を越す事がない。限界衝撃速度 V_{cr} は半無限長棒に対する値と一致している。

3. 若干の純金属及び合金の高速引張り試験における $\epsilon_b \sim V_1$ 関係において見出された結晶格子型効果

著者及び共同研究者 [12] によりなされた一連の高速引張り試験の結果は、若干の純金属及び合金、特にその焼鈍状態でのそれらに対する $\epsilon_b \sim V_1$ 関係において、2.で述べた理論的結果で予測されない結晶格子型効果の存在する事を示している。この試験は 10^{-5} m/s から 200 m/s におよぶ引張り速度 (対応する歪速度： 2×10^{-4} /s \sim 4×10^3 /s) を包括しており、Table 1 に示されたスキンプスのかゝった状態及び焼鈍状態の両者での三種の結晶格子型にわたる金属及び合金の薄板についてなされている。試片寸度は厚さ 1 mm、平行部長さ 50 mm、及びチャッキングの為の端の補強部を含む全長 145 mm に標準化されている。

焼鈍状態での若干の純金属及び合金に対する典型的な実験的關係は Fig.2 に示される。この図において、Karman 理論により計算された V_{cr} の値が各 $\epsilon_b \sim V_1$ 曲線に対し短い垂線で示されている。 ϵ_b は一般に、 V_1 が V_{cr} を越えても尚高い値を保っている。 $\epsilon_b \sim V_1$

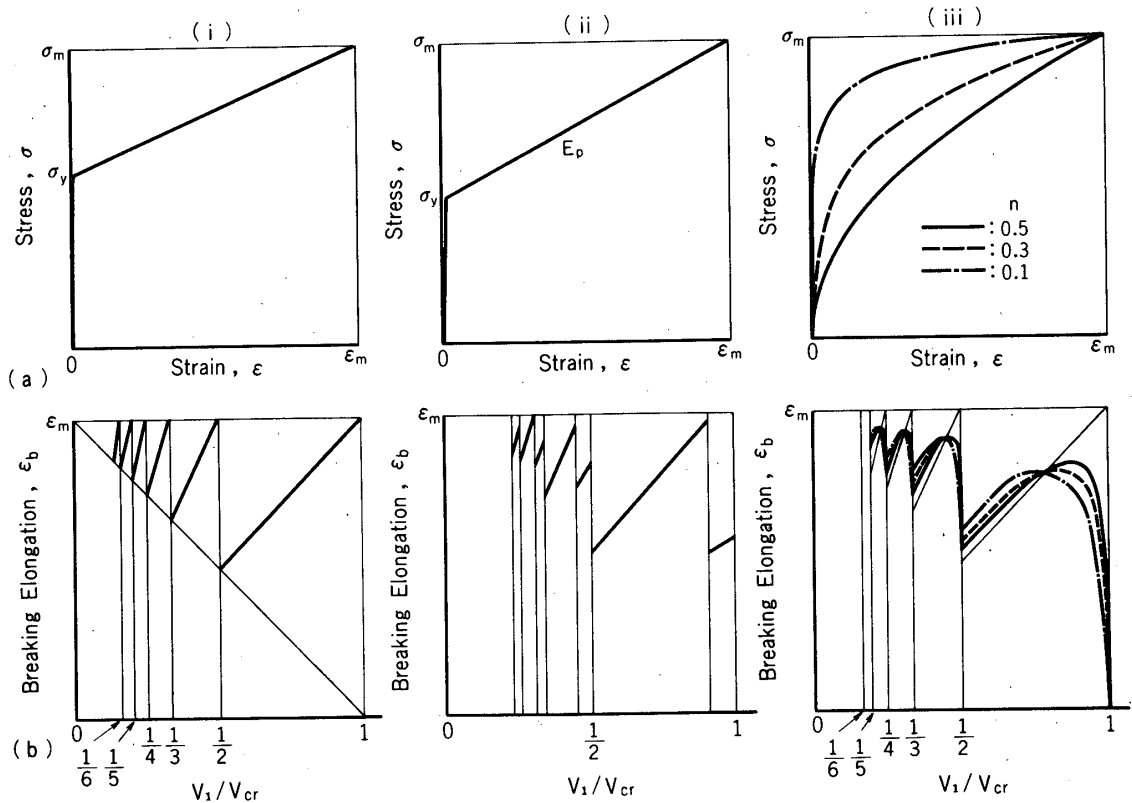


Fig. 1. 歪速度に依存しない理論にもとづいて求められた高速引張りを受ける材料(1), (2), 及び(3)で作られた細い棒の破断伸び ϵ_b と引張り速度 V_1 の理論的關係。

(1) 剛一直線硬化 [10, 12]

(2) 弾一直線硬化 [11, 12]

次の数値に対する数値例が示されている；

$$E = 2 \times 10^4 \text{ Kg/mm}^2, E_p = 2 \times 10^2 \text{ Kg/mm}^2, \sigma_y = 40 \text{ Kg/mm}^2$$

$$\sigma_m = 80 \text{ Kg/mm}^2, \epsilon_y = 0.002, \epsilon_m = 0.202, \rho = 8 \times 10^{-3}$$

$$\text{g} \cdot \text{cm}^{-4} \cdot \text{sec}^2, C_0 = 5 \times 10^3 \text{ m/s}, C = 5 \times 10^2 \text{ m/s},$$

ただし、 E , E_p , σ_y , σ_m , ϵ_y , ϵ_m , ρ , C_0 及び C は夫々ヤング係数、塑性域での接線係数、降伏応力、破断応力、降伏歪、破断歪、密度、弾性波速度、及び塑性波速度

(3) n 乗硬化 [13]

また、(a)は静的応力-歪線図、(b)は ϵ_b 対 V_1/V_{cr} 関係、ただし V_1/V_{cr} は引張り速度の限界衝撃速度に対する比

Table 1. 焼鈍及びスキン・パス状態での純金属及び合金の高速引張り試片

材 料	結 晶 格子型	σ_b^* (Kg/mm ²)	ϵ_b^\dagger (%)	焼 鈍 条 件	V_{cr} (m/s)
Al (99.99%)	面心立方	8.7	14.3	350°C×20 min 真空中	23.6
Al (99.99%)		5.3	31.8	350°C×20 min 真空中	57.5
Al 2S-0		8.5	27.0		46.4
Al 2S-1/2H		12.0	5.7		16.9
2024 C-0		19.0	21.3		63.1
Cu (99.97%)		22.8	45.3		67.0
Cu (99.97%)		22.7	48.3	400°C×30 min 真空中	85.4
9/1 Cu-Zn		39.7	3.7		11.2
9/1 Cu-Zn		27.0	46.1	600°C×30 min	93.5
6/4 Cu-Zn		41.0	43.1		98.3
6/4 Cu-Zn		41.1	45.6	500°C×30 min	137.9
18-8 ステンレス鋼		74.0	47.7		152.0
18-8 ステンレス鋼		58.5	50.4		131.0
18-8 ステンレス鋼		67.6	52.4	1000°C×30 min 真空中	223.6
Fe (99.99%)	体心立方	38.2	2.9	950°C×30 min 真空中	8.6
Fe (99.99%)		14.7	24.2		51.0
軟鋼 (SPC-1)		30.9	39.2		77.5
〃 1 (リムド)		33.9	39.0		41.0
〃 2 (キルド)		33.2	45.0		49.0
〃 3 (脱炭, 脱窒, リムド)		30.7	41.0	42.0	
Mo		75.0	15.2		30.8
Mo	74.6	20.7	1000°C×30 min 真空中	75.6	
Ti (99.88%)	最密六方	55.7	10.5	700°C×30 min 真空中	30.5
Ti (99.88%)		33.8	32.3		86.7
Ti (99.76%)		49.1	38.5		61.8
Zn (99.99%)		9.7	57.9		

* 静的引張り強さ

† 静的全破断伸び

関係が結晶格子型と顕著な相関があり、特に焼鈍状態の純金属に対してこの傾向が明瞭である事が明かにされている。

スキンパス及び焼鈍状態の両者での面心立方格子型の群では、Al及びその合金2024C、Cu、9/1 Cu-Zn、及び18-8 ステンレス鋼は V_1 の増加と共に ϵ_b が増大し、更に V_1 が増加すると ϵ_b は減る。一部 β 相を含む6/4 Cu-Znも面心立方格子型と類似の挙動を示す。スキンパス状態の体心立方格子型の群では、軟鋼とMoは V_1 の増加と共に ϵ_b の減少する傾向を示す。Feは ϵ_b が僅か増加するようだが、その絶対値は低い。焼鈍状態に対しては、Fe、軟鋼、及びMoは V_1 の増加に対し ϵ_b が単調減少の傾向を示す。

最密六方格子型の群では、 V_1 の増加に対しZn(焼鈍状態に相当する)は ϵ_b の急速な低下を示すのに対し、Tiはスキンパスの状態では僅かに減少の傾向を、焼鈍状態では殆んど

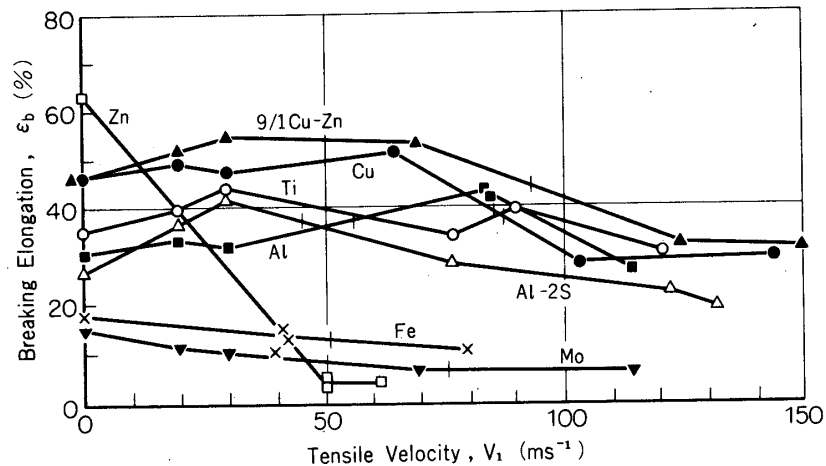


Fig. 2 焼鈍状態の若干の純金属と合金の高速引張り試験によって得られた ϵ_b 対 V_1 の典型的な実験的關係．結晶格子型効果を示す [12]

定常的な挙動を示す。ZnとTiの両者が同一の結晶格子型に属するにも拘らず明確に異った挙動を示すのは大変顕著な事実である。これらの挙動は、これらの金属における双晶の発生とTiに対しては非底面一次すべり系 $\{10\bar{1}0\}$, $\{10\bar{1}1\}$ の存在することを考慮する事によって多分説明されるであろう。

一般的に云って、 $\epsilon_b \sim V_1$ 関係に対する試片の加工硬化の効果はかなりのものである。上述の議論は、50 mm長の平行部に対して得られる全伸び ϵ_{b50} について述べられている。破断部を含む8 mmの標点間距離に対して得られる伸び ϵ_{b8} に関して述べれば、Zn以外の金属に対して V_{cr} 近く又は以上の高速引張り領域に対して、 ϵ_{b8} は ϵ_{b50} 程明瞭には減少しない。この事は高速引張りにおいても破断部近傍の局部伸びは、薄板金属に対し、尚かなり高い値をとる事を示すようである。

4. Johnston—Gilman型構成方程式に従う金属での高速変形に関する理論的結果

Kuriyama及びKawata [15] によりなされた Johnston—Gilman 型構成方程式に従う金属の細い棒の高速引張りに関する理論的解析が述べられる。

金属の高速引張りにおいて、次の二つの事実が観測されている：(A) 衝撃端の近所に略一様の塑性歪の分布する平原部が残る [4, 16, 14]，(B) 塑性域まで予め応力をかけられた材料においても、応力波頭は常に弾性波の速度で伝播する [1, 20]。歪速度によらない理論によれば、事実(A)は略説明されるが、事実(B)は説明されない [9, 21, 19]

(Fig. 3)。これに対し、Malvern理論 [17] によれば、それは歪速度に依存する構成方程式を用いているけれども、事実(B)を説明する一方、事実(A)を説明しない。Malvernの次の報告 [18] では、(A)が説明されるが、それは定応力境界条件についてであり、以上議論を進めて来た定速度引張りについてではない。弾性変形のみならず塑性変

形も応力の増加に瞬間的に応答する構成方程式を用いている Cristescu 理論 [3] については、応力波伝播の速度が応力と歪との両者の関数として与えられているので、事実 (B) を説明することは困難のように思われる。以上より微視的観点に立つ理論が要望されるのである。Johnston—Gilman 型構成方程式に従う金属の細い棒の高速引張りの特性曲線法による理論的解析は、上述の二つの事実 (A) 及び (B) が矛盾なく説明される事を示す [15]。

この仕事においては、Johnston—Gilman 型の塑性流動関数 [7, 8, 6, 5] にもとづき、更に、塑性流れを生ずる力は無秩序な多結晶体中の

最大剪断応力に比例すると仮定して作られた、一次元の構成方程式が次のように書かれる：線形硬化の場合には、

$$\dot{\epsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E} = \frac{4}{3} b \left[N_0 + \frac{3}{4} M \left(\epsilon - \frac{\sigma}{E} \right) \right] v^* \exp \left(- \frac{2 \left[D + \frac{3}{4} H \left(\epsilon - \frac{\sigma}{E} \right) \right]}{\sigma} \right) \quad (1)$$

ただし、 σ 、 ϵ 、 E 、 b 、 N_0 、 M 、 v^* 、 D 及び H は、夫々、直応力、直歪、ヤング係数、バーガス・ベクトル、初期転位密度、増殖係数、終極転位速度、特性摩擦応力、加工硬化係数である。軟鋼を表わす為には選ばれたこれら定数の値は、 $b = 2.5 \times 10^{-7} \text{ mm}$ 、 $v^* = 3.2 \times 10^6 \text{ mm/s}$ 、 $N_0 = 3.75 \times 10^4 \text{ mm}^{-2}$ 、 $M = 10^9 \text{ mm}^{-2}$ 、 $D = 200 \text{ Kg/mm}^2$ 、 $H = 4000 \text{ Kg/mm}^2$ 、及び $E = 2.15 \times 10^4 \text{ Kg/mm}^2$ である。

放物線形硬化の場合には、

$$\dot{\epsilon} - \frac{\dot{\sigma}}{E} = \frac{4}{3} b \left[N_0 + \frac{3}{4} M \left(\epsilon - \frac{\sigma}{E} \right) \right] v^* \exp \left(- \frac{2 D}{\sigma - 2 H \left[\frac{3}{4} \left(\epsilon - \frac{\sigma}{E} \right) \right]^n} \right) \quad (2)$$

ただし、 n は加工硬化の指数である。定数の値は、 $H = 80 \text{ Kg/mm}^2$ 及び $n = 0.5$ 以外は上述と同じである。

半無限長棒の一端に突然加えられ、以後一定速度 V_1 で継続される衝撃により生ずる縦応力波の伝播の場合の理論的結果の若干が述べられる。式(1)及び(2)にもとづいて計算された軟鋼の応力—歪曲線と、Campbell 及び Duby [2] により得られた実験結果とが Fig. 4 に示される。式(1)に従う材料の棒の継続した衝撃引張り（衝撃速度：50 m/s）後若干の時間で

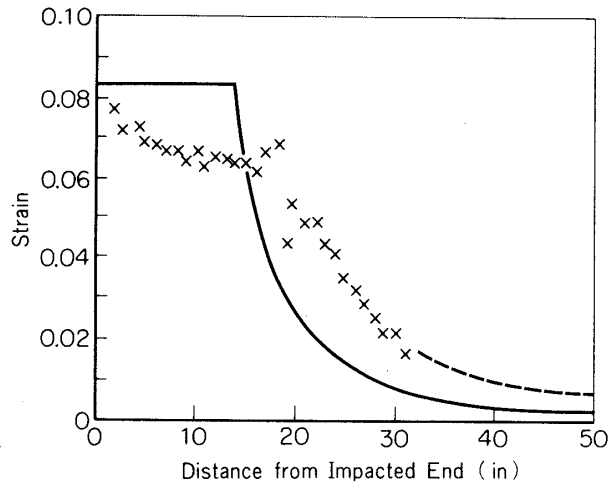


Fig-3 高速引張り後の細い棒中に観測された歪分布と Karman 理論の結果との比較。109 ft/sec で 1.5 msec 間衝撃された長さ 80 in の焼鈍銅線 [4, 16]

の棒中歪及び塑性歪の分布が Fig. 5 に示される。波頭速度は弾性波速度である。塑性歪の平原部は Fig. 5 に示されているように、応力波の伝播の間に、衝撃端近傍で歪硬化の効果により徐々に形成される。平原部の形状は実験結果の一つによく似ており、Kármán 理論から導かれるもの程様ではない。この平原部の存在は軟鋼及び Cu 中で Duwez 及び Clark [4] , 及び Lee [16] により, Al 及び Cu 中で Kolsky 及び Douch [14] により, 及び多くの他の研究者によって報告されている。Fig. 6 に示す異った衝撃速度に対する衝撃後 81.4 μ s での塑性歪分布において、平原部は衝撃速度の増加と共に明瞭になる傾向を示す。同様に軟鋼中で応力波伝播によって生ずる多くの現象が Johnston-Gilman 型構成方程式を用いる事によって矛盾なく説明され得るが、詳細はここには省略する。

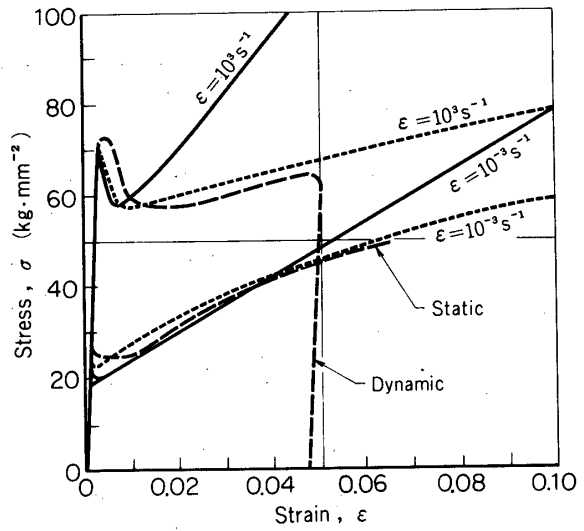


Fig-4 軟鋼の応力-歪曲線、破線は Campbell 及び Doby [2] により得られた実験的静的及び動的応力-歪曲線。実線は式(1)に従う材料の定歪速度での理論曲線を、点線は式(2)に従う材料のそれを示す。 $\dot{\epsilon} = 10^{-3}/s$ での式(1)に対する理論曲線に略等しい実線は、Karman 理論による計算に静的曲線として用いられる弾一直線硬化の応力-歪曲線を示す。[15]

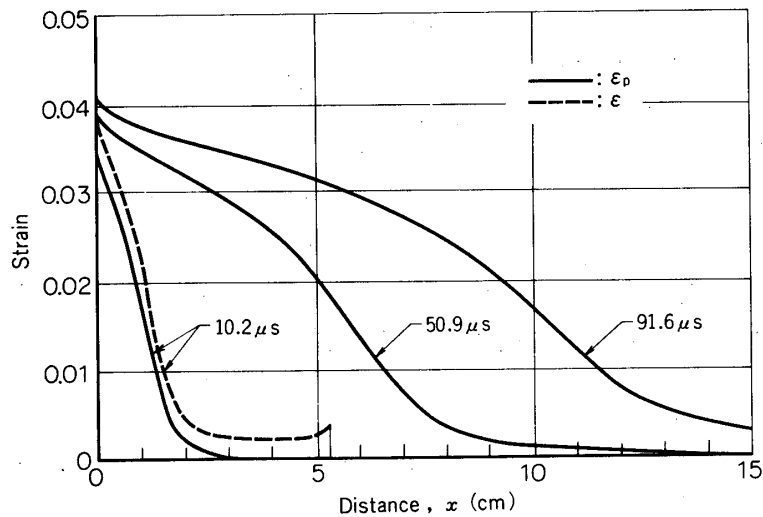


Fig-5 式(1)に従う材料の細い棒中の衝撃後若干の時間での歪及び塑性歪分布。衝撃速度は 50 m / sec である [15]

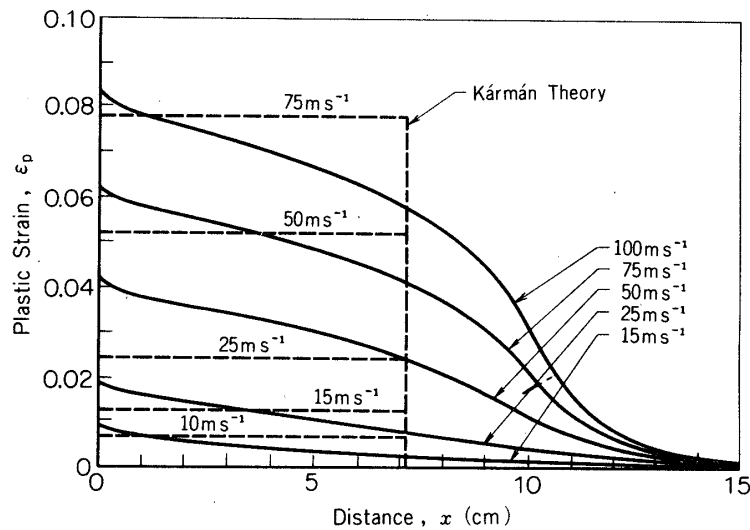


Fig-6 異った衝撃速度に対する塑性歪の分布, 実線は式(1)に従う材料中の塑性歪分布を示し, 点線はKármán理論から計算された衝撃後814 μsec での値を示す [15]

上述の構成方程式は応力の増加に対する非瞬間塑性応答をもつもので, それがその中に使用される応力波伝播の理論は本質的にMalvern型である。Malvernの理論そのものとの差異は, Malvernの構成方程式に用いられた彼のそれと異なりJohnston-Gilman型塑性流動関数が用いられている事である。Wilkins [23] は動的塑性の問題を解くため計算機プログラムを開発した。彼は特性曲線法を用いないで定差方程式を用い, Johnston-Gilman型を含む諸種の型の構成方程式に従う材料を取扱った。しかし彼の計算結果は動的塑性論における長い棒の特徴的な挙動を示さなかった。

5. 結 論

高速変形の巨視及び微視的理論の発展が概観論評されている。

(1) 破断伸び $\epsilon_b \sim$ 引張り速度 V_1 の関係が理論的及び実験的に求められている。純金属及び合金の, 特にその焼鈍状態における実験結果において, 歪速度によらない理論によっては予測されない $\epsilon_b \sim V_1$ 関係における結晶格子型効果の存在が導かれている。

(2) 軟鋼の細い棒中における応力波伝播により生ずる多くの現象がJohnston-Gilman型構成方程式を用いる事により矛盾なく説明される。そして他の金属の構成方程式の形はJohnston-Gilman型のそれとかなり似ているのかも知れない。

1974年11月26日 材料部

参 考 文 献

- [1] Bell, J.F., Tech. Report No. 5, U.S. Navy, Contract No. N6-ONR-243, The Johns Hopkins University, 1951.
- [2] Campbell, J.D., and J. Duby, Proc. Roy. Soc. London, 236, 24 (1956).
- [3] Cristescu, N., Dynamic Plasticity (North-Holland, Amsterdam, 1967).
- [4] Duwez, P.E., and D.S. Clark, Am. Soc. Test. Mater. Proc., 47, 502 (1947).

- [5] Gillis, P.P., and J.J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 36, 3370 (1965).
- [6] Hahn, G.T., *Acta Metall.*, 10, 727 (1962).
- [7] Johnston, W.G., and J.J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 30, 129 (1959).
- [8] Johnston, W.G., *J. Appl. Phys.*, 33, 2716 (1962).
- [9] Kármán, T. von, and P. Duwez, *J. Appl. Phys.*, 21, 987 (1950).
- [10] Kawata, K., S. Fukui, and J. Seino, Aeronautical Research Institute, University of Tokyo, Report No. 389, 165 (1964).
- [11] Kawata, K., S. Fukui, and J. Seino, *Bulletin, Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo*, 1, 4(A), 390 (1965) (in Japanese).
- [12] Kawata, K., S. Fukui, J. Seino, and N. Takada, *Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressure* (edited by IUTAM, Dunod, Paris, 1968), 313.
- [13] Kawata, K., and S. Kuriyama, *Proc. of the Ninth International Symposium on Space Technology and Science (AGNE, Tokyo, 1971)*, 233.
- [14] Kolsky, H., and L.S. Douch, *J. Mech. Phys. Solids*, 10, 195 (1962).
- [15] Kuriyama, S., and K. Kawata, *J. Appl. Phys.*, 44, 3445 (1973).
- [16] Lee, E.H., *International Symposium on Stress Wave Propagation*, edited by N. Davids (Interscience, New York, 1960), 199.
- [17] Malvern, L.E., *J. Appl. Mech.*, 18, 203 (1951).
- [18] Malvern, L.E., *Behaviour of Materials under Dynamic Loading*, edited by N.J. Huffington (Am. Soc. Mech. Engrs., 1965), 81.
- [19] Rakhmatulin, K.A., *Prikl. Mat. Mekh.*, 9, 91 (1945).
- [20] Sternglass, E.J., and D.A. Stuart, *J. Appl. Mech.*, 20, 427 (1953).
- [21] Taylor, G.I., *British Official Report RC 329*, 1942.
- [22] Taylor, J.W., *J. Appl. Phys.*, 36, 3416 (1965).
- [23] Wilkins, M.L., *Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Report No. UCRL-7322* (1969).