

超塑性力学

S. Tang 著【美】

宋玉泉 齐安全 译

国家自然科学基金资助项目

301

湖南大学出版社

原文名称 (书) Mechanics of
Superplasticity

超 塑 性 力 学

宋玉泉 齐安全 译
中国国家自然科学基金资助项目

★
湖南大学出版社出版发行
吉林工业大学印刷厂印刷

★
787×1092 32开 4.6875印张 105千字
1988年12月第1版 1988年12月第1次印刷
印数 0001~5000
ISBN7-314-00343-2/O·22
定价: 2.50元

前 言

某些金属合金在一定条件下的均匀延伸率可达百分之百、乃至更高,而不断裂,这种现象就称谓超塑性,而且早在1934年C. E. Pearson便研究了这一现象,但那时研究仅限制在实验室里。直到十九世纪六十年代,材料科学家对这一学科领域的兴趣才发生转移,并着手将其用于难加工合金的成形过程。英国莱兰德 (Leyland) 汽车公司和里昂廷特 (Rio Tinto) 锌金属公司已经研制成品名为 Prestal 的商品供应锌铝超塑性合金,并用加工塑料的常规成形工艺便能将其制成轿车覆盖板。

美国航空工业的发展业已表明,对于需要高延伸率,并用常规方法不能成形的复杂的钛合金零件,用超塑成形与扩散结合的联合工艺 (SPF/DB) 可以制成。同时表明,这能比常规制造钛合金结构节省费用50%,节省重量30%。

虽然已经提出关于金属合金超塑性的微观机理的几种理论,但迄今为止无一得到普遍的承认。因此,本书仅对这一学科进行唯象叙述。如果读者对这一学科的物理背景有兴趣,可参阅这方面的现有文献。

与超塑性金属物理发展的同时,发展了超塑性连续介质力学,而且应用力学的这个分支主要是为工程技术人员提供预测各种超塑成形过程的手段。本书就是企图介绍这方面的最新进展。

第一章介绍超塑性的简史,并叙述恒温超塑性的实现条件及金属合金在超塑状态下的特性。第二章叙述在单轴应力

状态下的本构方程，即指数定律，Avery—Backofen定律，Packer—Sherby定律和Paton定律；同时还给出Packer—Sherby定律的力学模型及实验资料。从实际应用出发，分析二维或三维系统的成形过程，具有重要意义。因此，要在工程假设的基础上，并结合指数定律的本构方程和Packer—Sherby定律的本构方程，建立超塑性的三维解析理论，同时适当地考虑了其它类型的本构方程。

机械制造的工程技术人员渴求知道材料的可成形性极限，因此，第三章拟用Hoff的延性蠕变断裂理论确定以下几种变形过程的断裂时间：(1)定载荷拉伸的试棒；(2)定内压作用下的长管；(3)定内压作用下的球壳；(4)均匀侧压作用下的圆形薄板，而且要同时介绍理论分析的实验资料。

建立起超塑性材料的成形极限理论之后，下一步的工作，自然是研究自由成形过程。因此，第四章的主题是从理论分析和实验数据两方面叙述超塑性薄板在内压作用下的胀形，以及Jovane和Holt的工作。

金属在超塑性状态下的变形过程，例如：拉拔、挤压、锻造和辊轧等，已经显示了明显的效益，并为加工工件提供了低负荷，高精度、少撕裂和裂纹的条件。因此要在第五、六、七章分别叙述挤压（包括稳态正挤压和暂态反挤压），拉拔和锻造过程。而且非稳态反挤压的分析结果和实验数据能很好地符合。

利用超塑成形与扩散结合工艺能把钛合金板料制成结构的部件是美国在近年来研究和发展的项目，第八章将涉及这一主题的理论分析和实验资料。

S. Tang

目 录

第一章 导论	(1)
参考文献	(2)
第二章 本构方程	(4)
参考文献	(10)
第三章 拉伸断裂	(13)
3.1 圆棒	(13)
3.2 薄壁圆管	(15)
3.3 薄壁球壳	(17)
3.4 圆形薄膜	(19)
(A) 分析	(19)
(B) 实验	(23)
参考文献	(26)
第四章 在侧压力作用下的薄板胀形	(28)
4.1 均匀厚度	(28)
4.2 不均匀厚度	(48)
4.3 平板胀入 90° V型槽	(53)
参考文献	(55)
第五章 正挤压和反挤压	(57)
5.1 通过模口的稳态正挤压	(57)
(A) 矩形模口	(57)
(B) 圆形模口	(60)

5.2 非稳态反挤压	(63)
(A) 分析	(64)
(B) 与实验结果比较	(68)
参考文献	(73)
第六章 有库伦摩擦的拉拔	(74)
6.1 柱体	(74)
(A) 有摩擦的拉拔与挤压	(75)
(B) 拉拔和挤压应力	(79)
(C) 拉拔和挤压时间	(80)
(D) 体积流变率	(82)
(E) 数值举例	(82)
6.2 偏坯通过锥形模	(88)
(A) 有摩擦的拉拔和挤压	(88)
(B) 应力与模压的分布	(92)
(C) 材料的流变率	(94)
(D) 数值举例	(95)
参考文献	(98)
第七章 圆盘件的锻造	(99)
7.1 无鼓形恒定摩擦的实心圆盘锻造	(99)
(A) 主应力法	(101)
(B) 能量法	(103)
7.2 有库伦摩擦无鼓形的实心圆盘锻造	(105)
7.3 产生鼓形的圆盘件锻造	(110)
(A) 分析	(111)
(B) 数值计算实例和结论	(115)

7.4 无鼓凸的空心圆盘.....	(119)
(A) 分析.....	(119)
(B) 数值例子.....	(122)
参考文献.....	(125)
第八章 钛合金的超塑成形和扩散结合.....	(127)
8.1 钛合金的机械性能.....	(129)
8.2 装置圆筒形梁的分析.....	(130)
8.3 与实验数据比较.....	(133)
参考文献.....	(134)
译者注.....	(136)

第一章 导 论

超塑性合金的无颈缩延伸率可达百分之几百乃至百分之几千而不断裂。对于许多合金的力学性质及其实实现超塑性的条件虽然已为众所周知，但是对产生超塑行为的原因，迄今仍不十分了解。

合金超塑性的最早发现者之一应归功于 Pearson⁽¹⁾的工作，他在1934年研究 Pb—Sn 和 Bi—Sn 合金的某些力学性质时，观察到其近乎无颈缩的延伸率可达2000%。至于通常所谓的“超塑性”是在1945年由 Бочвар 和 Свидерская⁽²⁾首次引入的，随之又得到苏联学者的沿用，尤其是经 Underwood 1962年⁽³⁾和 Davies⁽⁹⁾1970年就这一学科做了详细的评述之后，现在超塑性这一术语已成为冶金学的专门词汇。

超塑性在生产技术的潜在应用⁽⁵⁾：

(1) 材料在超塑性状态是容易成形的，例如在塑料工业中的真空成形法也能在金属工业中应用；

(2) 由于超塑性加工时微细晶粒结构的改善，便导致在较低温度应用时的高强度和高延性；

(3) 用于高温蠕变场合，就像在辐射条件下一样，晶界脆性破裂可能占主导地位。

超塑性有两种不同类型：一类叫做相变超塑性。实现这类超塑性要求在应力作用下强迫材料围绕相变温度同步地进行温度循环，这类超塑性尚无直接的工业应用。另一类叫做

恒温超塑性（或微粒超塑性）、由于它在金属成形工业的实际应用中有很大的潜力，所以我们即将讨论的就是这一种。

合金实现恒温超塑性的条件^[4-7]：

- (1) 几微米量级的超微细的晶粒；
- (2) 温度大于材料熔点温度(绝对温度)的一半以上；
- (3) 适宜的应变速率范围；
- (4) 合金的主要组元的强度是相近的，其次要求组元的熔点相近。

等温超塑性的力学特征如下：

- (1) 对应变速率是敏感的；
- (2) 没有屈服应力；
- (3) 没有应变硬化，这就暗示具有大的无颈缩延伸率。

所有这些特性都与传统金属的塑性特性完全不同。

材料完成超塑成形之后，当其承受既定载荷作用时，如何消除其超塑性就成了问题。完成这一任务有两种方法⁽⁸⁾：首先对于呈现超塑性的温度远高于其使用温度的材料，在此情形下，由于材料在成形之后的温度降到更低的工作温度，于是便消失了超塑性，呈现和传统材料相同的特性。也就是说，恢复了其正常的强度和韧性。另一种方法是在材料成形之后，消除其超微细的晶粒尺寸，使之得到有用的强度和韧性。沿着这些路线应用基本原理，就可能像成形玻璃或塑料那样简便廉价地生产金属制品。

第一章 参考文献

1. Pearson, C.E., "The Viscous Properties of

- Lead-Tin and Bismuth-Tin", Journal of Institute of Metals, Vol. 54, 1934, p. 111.
2. Bochvar, A. A. and Sviderskaia, Z. A., "superplasticity Phenomena in Zinc-Aluminum Alloys", Izv Akad Nank, SSSR, Otdel Telch Nank, Vol. 9, 1945, p. 821.
 3. Underwood, E. E., "Review of Superplasticity", Journal of Metals, Vol. 14, 1962, p. 914
 4. Hayden, H. W., Gibson, R. C. and Brophy, J. H., "Superplastic Metals", Scientific Americans, March 1969.
 5. Sherby, O. D., "Strength, Deformation and Fracture", Lecture Notes, Stanford University, Autumn, 1969.
 6. Backofen, W. A., Turner, I. R. and Avery, D. H., "Superplasticity in an Al-Zn Alloy", ASM Trans. Quarterly, Vol. 57, 1964, p. 980.
 7. Avery, D. H. and Backofen, W. A., "A structural Basis for Superplasticity", ASM Trans. Quarterly, Vol 58, 1965, p. 551.
 8. Chaudhari, p., "Superplasticity", Science & Technology Sept. 1968, p. 42.
 9. Davies, G. J., Edington, J. M., Cutler, C. P. and Padmanadhan, K. A., "Superplasticity: A Review", J. of Mat. Sci., Vol. 5, 1970. p. 1091.

第二章 本构方程

为了描述恒温超塑性的力学行为, 本书应用经验的单轴应力应变速率关系

$$\sigma = K \dot{\epsilon}^m \quad (2.1)$$

其中 σ 为真实应力, $\dot{\epsilon}$ 为自然应变速率, K 是常数, 而 m 是应变速率敏感性指数 (等于对数座标 σ — $\dot{\epsilon}$ 曲线的斜率)

Backofen 及其同事们已经给出与应变速率敏感性相关的颈缩阻力的唯象力学解释^[1, 2]。借助真实应力的定义

$$\sigma = P/A \quad (2.2)$$

其中 P 是拉伸载荷, A 是圆柱试样真实的横截面面积, 并根据不可压缩材料的自然应变速率的定义

$$\dot{\epsilon} = -\frac{1}{l} \frac{dl}{dt} = -\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2.3)$$

l 是圆柱试样的真实长度。联立方程 (2.1)、(2.2) 和 (2.3) 式, 便可给出

$$\frac{dA}{dt} = -\left(\frac{P}{K}\right)^{1/m} \cdot A^{(m-1)/m} \quad (2.4)$$

显而易见, 当 $m=1$ 时, 便是牛顿粘性流动, 而且 $\frac{dA}{dt}$ 与 A 无关, 颈缩扩展降到最小。一般说来, 在低应力和低应变速率情形下, 许多超塑性金属的应变速率敏感性指数 m 值在 0.4 到 0.8 范围内变化, 对于高应力和高应变速率的情形, 其变

化范围为0.2到0.25。一些超塑性金属的 m 值列在表2—1中。

Avery和Backofen用两个接力竞赛过程解释超塑性，而且每一个过程对总变形发生独立的作用，一个是横过晶粒的位错攀移调节运动，即（2.5）式的第一项。另一个是晶粒内部空位的迁移，而且空位迁移导致粘性流动，即（2.5）式的第二项。

$$\dot{\epsilon} = A \sinh(B\sigma) + c\sigma \quad (2.5)$$

Packer和Sherby也采用上述处理方法^[3,4]在Weertman^[5,6]推导的基础上，提出一个能在应变速率变化宽阔的范围描述金属超塑性力学行为的普遍一维方程

$$\dot{\epsilon} = \frac{A'\sigma^2}{L^3} + B'\sigma^2 \sinh(\beta'\sigma^{2.5}) \quad (2.6)$$

式中 A 、 B 和 β 是材料常数， L 是晶粒尺寸， σ 和 $\dot{\epsilon}$ 是真实应力和自然应变速率。并且认为（2.6）式右边的第一项是由再结晶或晶界迁移过程引起的，在低应力和低应变速率下才有意义；第二项与位错攀移控制的蠕变过程有关，在高应力和高应变速率下占主要地位。为使方程（2.6）能够较好的形象化，可用两个不同的非线性阻尼器串联在一起的力学模型表示（图2—1）。

Avery、Backofen和Cline、Alden^[7]由实验观察得到的铅锡共晶合金的应变速率 $\dot{\epsilon}$ 和应力 σ 的关系在

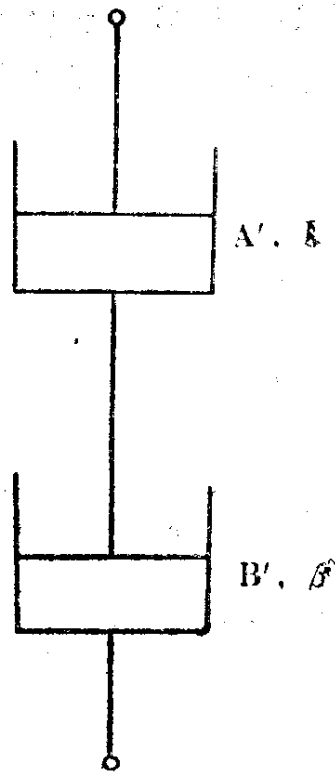


图2—1 方程(2.6)的力学表示

此复制于图2—2。Packer和Sherby的方程(2.6)与实验数据符合(图2—2中的实践)，表2—2给出材料常数。

此处必须指出的是Packer—Sherby定律，即(2.6)式目前尚未被普遍承认。

Ashby和Verrall已经发表的论文〔8〕中导出一个扩散协调流动方程，他们的模型在低应变速率下是基于晶粒交换的机理，相应地，在高应变速率下是和指数律蠕变(位错蠕变)机理结合在一起，由于所导出的方程十分复杂，Paton〔9〕将其简化成以下形式：

$$\dot{\epsilon} = K_1(\sigma - \sigma_0) + K_2\sigma^N \quad (2.7)$$

其中 K_1 、 σ_0 、 K_2 和 N 是常数。Paton已将这种形式的本构方程用于金属的高温流动，并且已经发现它在金属和合金的成形和锻造问题的数值解是有用的。

迄今为止，还没有一个能够描述所有超塑性合金的单一

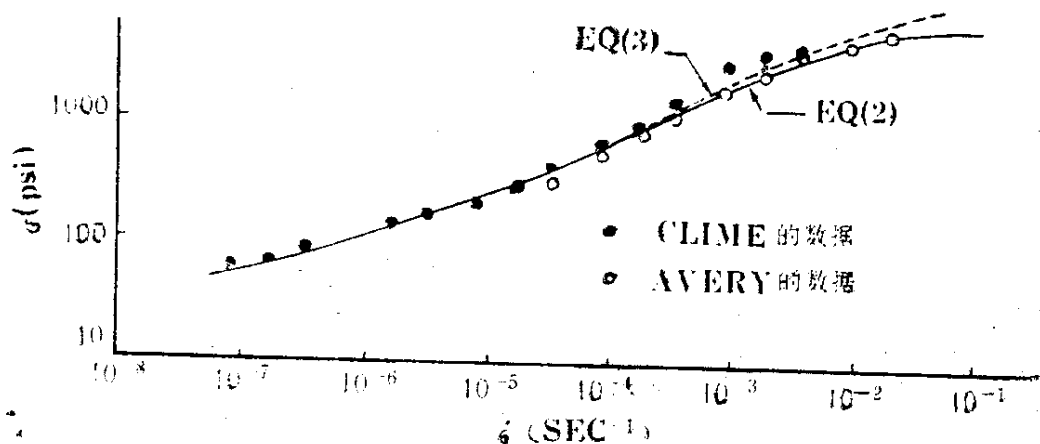


图2—2 铅锡共晶合金在室温下的变速率和应力的关系

表2—1

超 塑 性 合 金*

材 料 (%重 量)	m	温度(°C)
铝—铜 (67—32)	0.7	500
铝—硅 (88.3—11.7)	0.5	550
铝—锌 (几种成分)	0.5—0.8	250以上
铋—锡 (几种成分)	0.5—0.7	30
铁—锰—碳 (97.68—1.9—0.42)	0.5—0.6	750
多种成分的钢	0.35	800—900
镍—铬—钛—铝 (48.25—39—10—1.75—1)	0.5	900
铅—镉 (82.6—17.4)	0.5—0.6	100
铅—锡 (几种成分)	0.5—0.6	30
钛—铝—钒 (90—6—4)	0.6—0.7	950
钛—铝—钒 (90—6—4)	0.4—0.5	1000
锆合金—4	0.4—0.5	900

* P. Chaudhari, "Superplasticity", Science and Technology, Page 49, Sept. 1968.

的本构方程。一些合金在超塑性状态下应力应变速率的典型关系如图2—3所示。在狭小的应变速率范围内可把 m 近似地视为常数分析成形过程，因此，基本指数律方程(2.1)仍然是非常有用的工具。

表2—2 铅锡共晶合金室温下的材料常数

A'	1.8×10^{-22}	时 ⁷ /磅 ² —秒
B'	1.9×10^{-11}	时 ⁴ /磅 ² —秒
L	1.0×10^{-4}	时
β'	1.1×10^{-9}	时 ⁵ /磅 ^{2.5}
K	1.0×10^4	磅/时 ² —秒

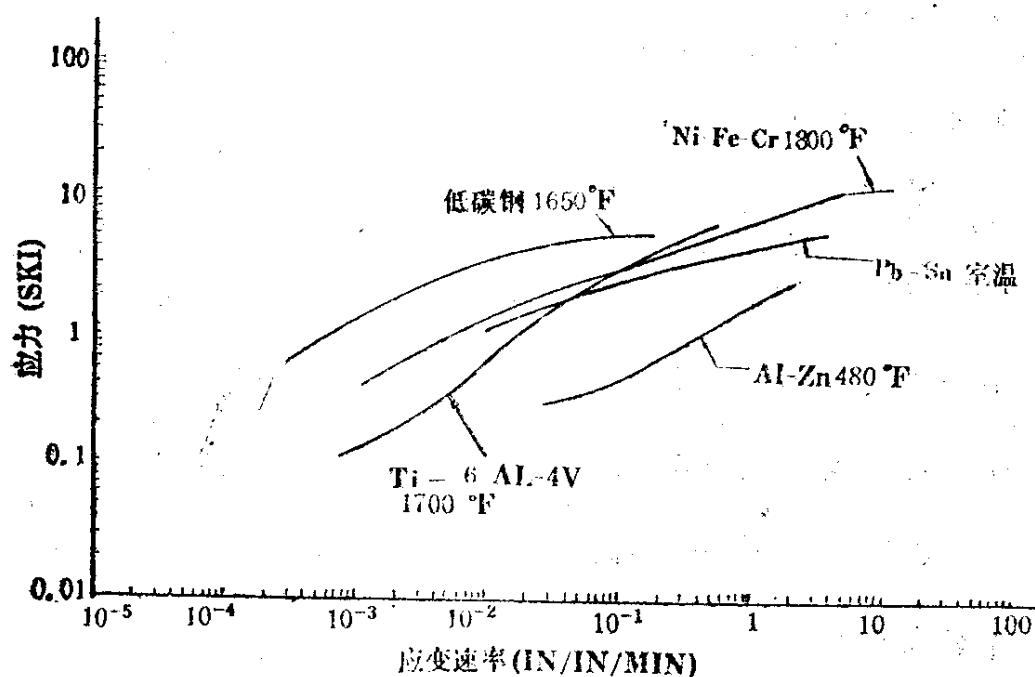


图2—3 合金在超塑状态下的典型应力—应变速率关系

对于工程应用，将上述分析推广到三维应力状态至关重要。依照 Odqvist^[9] 对于超塑性材料所作的假设：（1）超塑变形时材料是不可压缩的，（2）应变速率与所施的静水压无关，（3）假设存在流势，（4）材料是各向同性的，（5）在单向应力状态下方程（2.1）是正确的。

基于以上假设, 能把 (2.1) 式推广到以下的三维形式⁽⁹⁾:

$$S_{ij} = \frac{3}{2} K (\dot{\epsilon}_0)^{(1-n)/n} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.8)$$

或者对应于应变速率和应力的关系:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_0}{K} \right)^{n-1} \frac{S_{ij}}{K} \quad (2.9)$$

其中 $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk}/3$ 是应力偏张量。

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= (3S_{ij}S_{ij}/2)^{1/2} \\ &= [\sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 - \sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{22}\sigma_{33} - \sigma_{33}\sigma_{11} \\ &\quad + 3(\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2)]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

是等效应力。

$$\dot{\epsilon}_0 = (2\dot{\epsilon}_{ij}\dot{\epsilon}_{ij}/3)^{1/2} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} &= (2/3)^{1/2} [\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2 + \dot{\epsilon}_{33}^2 + 2(\dot{\epsilon}_{12}^2 \\ &\quad + \dot{\epsilon}_{23}^2 + \dot{\epsilon}_{31}^2)]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

是等效应变速率。 δ_{ij} 是柯氏系数, n 与 m 的关系为

$$n = 1/m \quad (2.13)$$

其中 m , K 是材料常数, $\dot{\epsilon}_{ij}$ 是应变速率张量。由不压缩性假设 (1) 可知, 应变速率张量 $\dot{\epsilon}_{ij}$ 必须满足以下条件

$$\dot{\epsilon}_{kk} = 0 \quad (2.14)$$

同理, 也能把一维的 Packer—Sherby 定律推广为三维关系⁽¹⁰⁾

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \left[\frac{A'}{L^3} \sigma_0 + B' \sigma_0 \sinh(\beta' \sigma_0^{2.5}) \right] S_{ij} \quad (2.15)$$

拉伸变形中的自然应变或对数应变和对数切应变的定义

为^[11]

$$\varepsilon_i = \ln(1 + e_i); \quad \bar{r}_{ij} = \ln(1 + r_{ij}) \quad (2.16)$$

其中 e_i 和 r_{ij} 是传统定义的应变

$$\left. \begin{aligned} e_i &= u_{i,i} \quad i \text{ 不求和} \\ r_{i,j} &= u_{i,j} + u_{j,i} \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

其中 u_i 是位移分量。

必须注意,有时用物体的容积改变代替位移作为因变量更为简便。

考虑稳态过程,变形态的应力平衡方程可写成

$$S_{ij,j} + \sigma_{ij}\sigma_{kk,j}/3 + F_i = 0 \quad (2.18)$$

将(2.17)式代入(2.16)式,便得六个应变与位移的关系式,再加上六个本构方程(2.9)①式或(2.15)式和三个平衡方程(2.18)式。于是对应于 σ_{ij} 、 ε_i 、 r_{ij} 、 u_i 十五个未知量便有十五个方程。用这十五个方程以及相应的初始条件和边界条件,就能表述超塑性的三维理论。

第二章 参考文献

1. Backofen, W.A., Turner, I.R. and Avery, D.H., "Superplasticity in Al-Zn Alloy," ASM Trans. Quart., Vol.57, 1964, p.980.
2. Avery, D.H. and Backofen, W.A., "A Structural Basis for Superplasticity," ASM Trans. Quart., Vol.58, 1965, p.551.
3. Packer, C.M. and Sherby, O.D., "An Interpretation of the Superplasticity Phenomenon in Two-Phase Alloy," Trans. ASM., Vol.60, 1967,