

ZIMO
MOKUANG
YIWENJI

自磨磨矿译文集

冶金工业出版社

内 容 提 要

本书共收集了国外几年来在书刊中发表的有关自磨磨矿方面的文章19篇。主要介绍自磨磨矿理论,磨机类型、结构及计算,设计自磨磨矿的一些原则,影响自磨机工作主要参数的研究,以及自磨过程的自动控制及自磨的应用实践等。

本书可供从事磨矿研究、设计、制造和使用的工程技术人员及工人参考,也可供有关院校师生参考。

自磨磨矿译文集

马鞍山矿山研究院

技术情报研究室选矿组 编译

冶金工业出版社出版

(北京灯市口74号)

新华书店北京发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

850×1168 1/32 印张 9 1/4 字数 246 千字

1983年7月第一版 1983年7月第一次印刷

印数0,001~1,400册

统一书号: 15062·3964 定价1.15元

前 言

近年来，自磨磨矿技术在国外发展较快。新建和扩建的金属矿山的大型选厂采用自磨工艺的逐渐增多。在自磨机结构及自磨磨矿工艺方面都有了一些新的发展，在自磨技术的掌握和使用方面也积累了不少较好的经验，而且对自磨磨矿机理方面也进行了一些研究。

为了适应我国选矿工业发展的需要，我们编译了《自磨磨矿译文集》一书，供从事选矿生产、科研和教学工作者参考。

本译文集包括磨矿理论，磨机类型、结构及计算，设计自磨磨矿的一些原则，影响磨机工作主要参数的研究，磨矿过程的自动控制及自磨的应用实践等。

参加本书翻译工作的主要是马鞍山矿山研究院，鞍山黑色金属矿山设计院也参加了部分译校工作。

编译者

1981年

目 录

一、采用自磨磨矿的若干问题·····	1
二、自磨磨矿的研究·····	6
三、自磨在佩科矿山公司沃尔戈选矿厂的应用·····	26
四、自磨机的作用机理及其数学模型·····	40
五、确定新矿床矿石自磨磨矿条件的一种简便方法·····	81
六、皮马选矿厂第四期扩建工程采用的半自磨机·····	93
七、皮马铜选厂磨矿控制系统的进展·····	107
八、利用简化的矿石可磨度方法评价选厂的工作·····	123
九、一段自磨机的设计与操作·····	134
十、一段湿式和干式自磨与半自磨磨矿·····	148
十一、自磨机转速对磨矿效率的影响·····	171
十二、一段自磨机的磨矿控制方法·····	196
十三、给矿粒度组成对瀑落式自磨机生产能力的影响·····	202
十四、自磨磨矿时处理多余砾石及碎砾的合理流程选择·····	208
十五、提高自磨机的处理能力·····	218
十六、利用破碎机控制自磨回路·····	223
十七、自磨机的改进·····	237
十八、波利登公司重金属矿石的自磨·····	243
十九、恩派尔选矿厂的自磨磨矿·····	281

一、采用自磨磨矿的若干问题

G.G.斯坦利

提 要

自磨磨矿，特别是原矿的自磨，作为一种经济上可行的磨矿方法，近年来其重要性日益明显。然而，在自磨磨矿的应用方面还存在若干问题，本文的目的就是要指出其中的一些问题，并提出避免或解决这些问题的方法。

在自磨机中的粉碎方式

在自磨机中，磨矿介质是被磨矿石的一部分。因此，在磨矿过程中不仅介质本身的粒度要减小，而且必须能使磨机装料中的较细粒级得到有效的粉碎。细粒级物料的粉碎基本上是靠破碎作用，即颗粒受应力作用影响使碎裂裂隙遍及整个颗粒，导致颗粒完全地或至少部分地破碎。由于它们的粒度比磨矿介质小，所以细颗粒所受应力作用及碎裂的出现率较低。相反，磨矿介质受到应力作用的可能性却很大，如果每次这样的应力作用都导致矿块的完全粉碎，那么块矿的比例就会迅速减小，以致磨机会完全停止磨矿。为了成功地进行自磨，磨矿介质应从其表面逐渐磨碎，粒度慢慢减小，并使极细粒级物料的数量逐渐增加，由此保持磨矿介质有足够大的比例。这样的粉碎方式叫做磨剥。因此，在成功的自磨过程中，粒度的减小以两种主要方式出现，即：粗粒级为磨剥方式；细粒级为破碎方式。当然，在所有粒级中，这两种方式在相当程度上是共存的。但是，为了进行有效的自磨磨矿，磨剥方式应在粗粒级物料中占优势，而破碎方式则应在细粒级物料中占优势。

在试验中正确模拟磨机规格的重要性

由前述可知，很明显，如果自磨机给矿中的粗粒级有较大的

破碎可能性,那么就不可能得到满意的磨矿负荷。同时,显然是磨机越大,这种破碎可能性就越大。因此,在某一规格磨机中能够进行自磨的矿石,在较大的磨机中并不一定能够进行自磨。所以,可以说小磨机上的试验结果不能确保无误地利用一般的按比例放大系数〔即(磨机直径)^p,其中p约为2.5〕简单地加以放大。这是因为可能存在着磨机直径-处理能力关系的不连续性,在某一直径时介质开始大量破碎。可见,在适当模拟最终所选的工业磨机直径条件下,对磨矿介质进行下落试验、滚转试验或实际的磨矿试验是重要的。如果发现矿石在较小直径磨机中能形成满意的磨矿负荷而在较大直径磨机中却不能时,则显然应当放弃采用较少台数大型磨机所潜在的经济利益,而采用较多台数的较小磨机。

给矿的粒度分布

为了成功地进行自磨,给矿中的粗粒级物料不仅必须在磨机中能够停留足够长的时间,而且必须有足够的数量,以达到适当

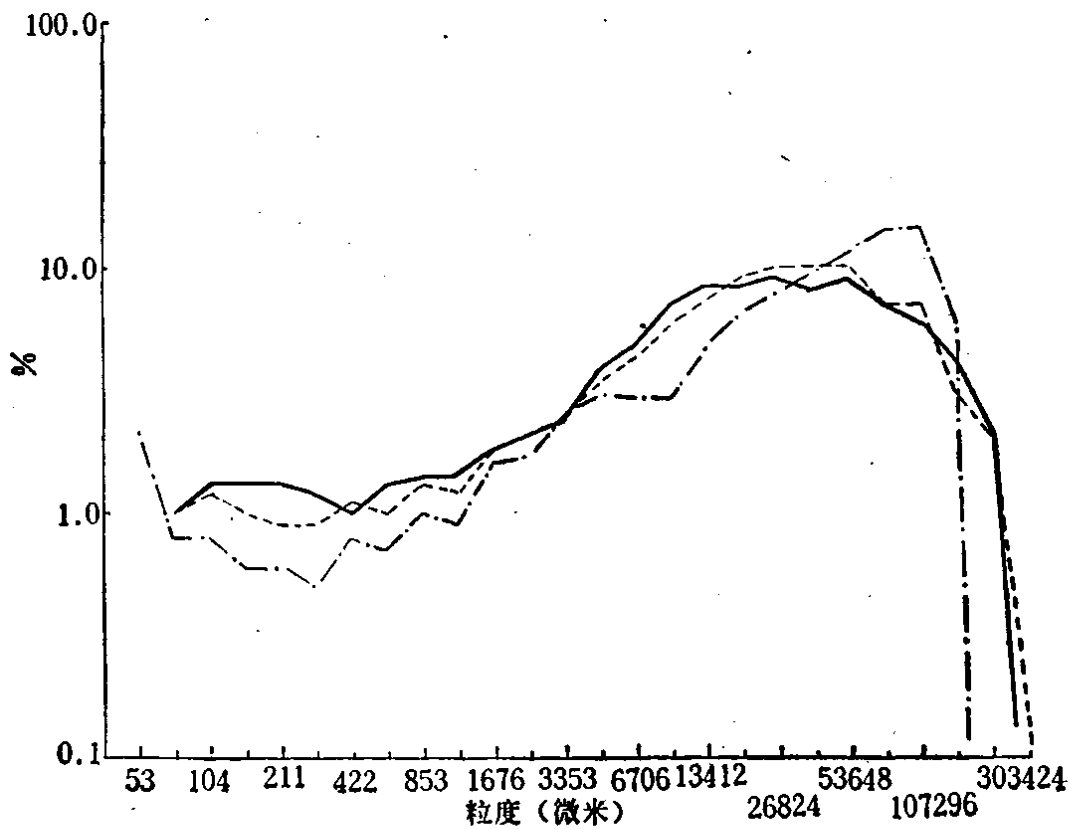


图 1-1 几种原矿石给料的粒度分布

的磨矿负荷。给矿中细粒级过多，将产生和给矿中粗粒级过快破碎同样的结果，即磨机中细粒级物料过量。细粒级过多不仅妨碍磨矿介质发挥作用，而且由于引起磨机中物料的过度流动而降低了磨机功率消耗，此外由于减小了物料的透过性而阻碍了其中较细粒级的排出。在特定给矿中，粗粒级占的百分比是否对自磨合适，是由若干因素决定的，目前只能通过现实的磨矿试验合理地确定。然而，图 1-1 所示的三台大型原矿磨机在成功地处理不同类型矿石时的给矿粒度分布情况，大体上可以供我们参考；由图 1-1 可以看出，给矿中平均含有约 5% + 200000 微米粒级物料和 15% + 100000 微米粒级物料。

砾 磨

对于原矿石自磨来说，若给矿中的砾石比例太低或者粒度太小，则可以采用第一段砾磨（在这种情况下，最粗的粒级被分出来，其余的被碎至相当细的粒度，然后二者再合并起来进行磨矿）。虽然第一段砾磨这种磨矿方法的费用要比原矿直接自磨高些，但是与棒磨或球磨相比还是经济些，而且砾磨方法可以用于其他所需要的各磨矿段。

给矿量与磨机功率消耗的关系

在自磨机中，装料体积及相应的磨机功率消耗是随给矿量不同而变化的。

在图 1-2 中，*abc* 线是自磨机的给矿量与磨机功率消耗关系的典型曲线。该曲线表明，从低给矿量开始，磨机的净功率消耗随给矿量增加而几乎成直线增加，直至装料体积达到磨机容积的 40% 左右为止。然后曲线变平，在磨机容积的 50% 左右达到顶点，此后曲线即下降。*abc* 曲线的上述直线部分的斜率即是此范围内被磨物料单位重量的净能耗，由于这是一个常数，所以也就意味着，一直到磨机容积的 40% 左右，不论给矿量多少，单位给矿量的能耗是不变的。当装料体积超过磨机容积的 40% 时，单位

给矿量的能耗便随着给矿量的增加而降低，但是对于每一给矿量，仅有一个相应的磨机功率消耗；磨机的功率消耗是随给矿量而变化的。由于单位给矿量的能耗实质上反映了细粒级产品的百分数量（分级条件的变化主要影响产品粒度范围的上限），所以这进一步意味着，在每一给矿量条件下，磨机有其相应的产品粒度，并且在给矿粒度不变的情况下，产品粒度直到装料达到磨机容积的40%左右时也是不变的。改变产品粒度的唯一办法，显然就是改变给矿粒度。图1-2中曲线 *ade* 的给矿粒度比曲线 *abc* 的粗，曲线 *afg* 的给矿粒度则较细。由此可以看出，对于特定的给矿量，磨机的功率消耗随着粒度的增大而降低；反之，对于特定的磨机功率消耗（例如最大功率消耗），给矿量随着粒度的增大而增加。因此，最不希望的是改变自磨机的给矿粒度；自磨机的功率消耗会随着给矿粒度增大而下降，反之亦然。这恰好与负荷不足的自磨机对于给矿量的变化具有保持自动稳定的特性形成鲜明对比。不过，自磨机磨矿产品的粒度，显然取决于给矿的粒度这一事实，正好给磨机提供了一种控制方法。例如，在磨机的给矿系统中，安装一台易于调节的破碎机，就可以在在一定程度上消除产品粒度和给矿量的变化。

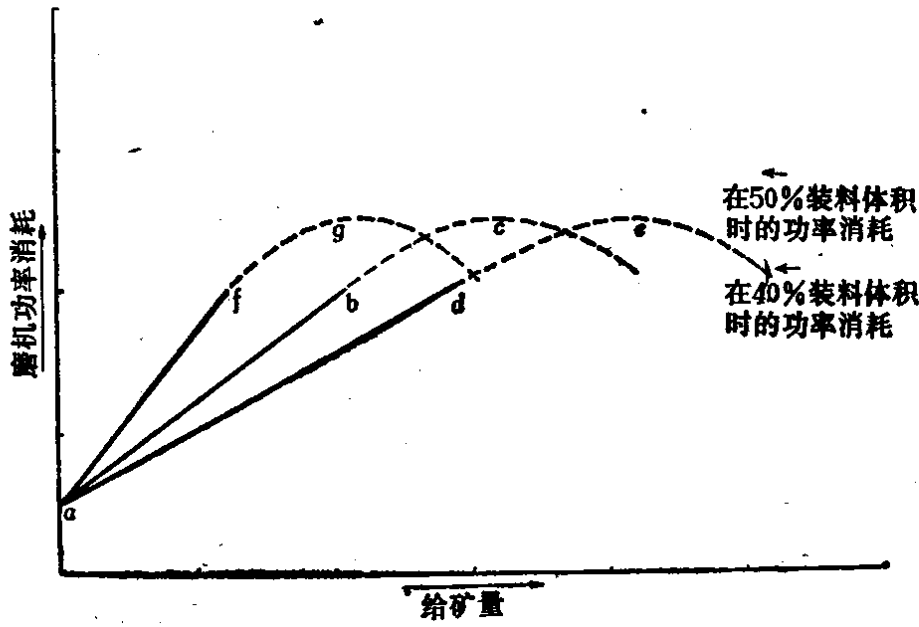


图 1-2 自磨机的给矿量与功率消耗的关系

给矿的自动控制

给矿的某些自动控制方式，几乎一成不变地用于现代自磨机。北美所制造的自磨机的结构型式，一般是直径比长度大几倍，自磨机的给矿按预定的给矿量或者预定的大体不变的“最佳”磨机功率消耗加以控制。预定的给矿量或功率消耗水平，总是把装料限制在磨机容积的35%或40%左右，而且事实上，看来磨机的电机功率大小就是大体上按这种装料体积范围进行选择的。但是，因为磨机在装料体积为50%左右时才能达到最大功率消耗，并从而达到最大产量，所以上述限制似乎使磨机浪费了很大一部分潜在生产能力。看来，对于这种情况的唯一正确解释是，为了减小磨机两端的应力，对大直径磨机需设计直径很大的中空轴颈，而为了避免矿浆从给矿中空轴颈中溢出，装料体积就不得不加以限制。但是，南非^①的自磨实践却主要是，不仅磨机的直径与长度之比小于1，而且还用某种形式的旋转密封装置把磨机给料斗与磨机连接起来。这样，磨机通常就可以在最大或接近最大功率消耗水平下（即装料体积为50%情况下）运转。在此基础上研制成威廉森和迪吉康型的给矿自动控制器，由此使磨机能够始终在装料水平与功率消耗关系曲线的峰值条件下运转。所以，在选择用于自磨的磨机型式时必须牢记，除非给矿中空轴颈的内径相当小和（或）采用具有旋转密封给料斗的给料机，否则就不可能充分利用磨机的最大潜在生产能力并按最大功率消耗进行给矿的自动控制。磨机在接近50%装料体积条件下运转的唯一缺点是，它失去了负荷不足时自磨机所具有的有关给矿量和给矿硬度变化的自补偿作用。

孙时元译自《Journal of the South African Institute
of Mining and Metallurgy》，vol. 76,
Special Issue, 1975. 10., p.53~55.

杨仲琪 校

① 在白人种族主义者统治下。——下同

二、自磨磨矿的研究 (自由降落冲击下岩石破裂的理论分析)

H. 木山 H. 真岛

提 要

为了进一步阐明自磨磨矿的机理, 用弹性理论研究了在自由降落冲击下岩样的破裂。

分析了各种冲击条件下岩样中的应力分布, 并试验了岩石与抗压强度和抗张强度有关的破坏条件。岩样的最终破裂基本上是由张应力引起的, 其起始裂纹发生在块状岩样的冲击表面或发生在板状岩样的自由端表面。由此获得的自由降落冲击的临界高度与岩石强度平方成正比, 而与其密度平方成反比。它也是岩样粒度的负 $(2-2\gamma+6/\beta)$ 次方的函数。

假设自由降落冲击磨矿为一连续过程, 所推导出的自磨磨矿的能量方程式中, 磨至极细粒度所需的能量与岩样粒度的负 $(3-2\gamma+6/\beta)$ 次方成比例, 式中 γ 为破裂条件因数, β 为韦布尔(Weibull)均匀性系数。此能量方程式与刘易斯(Lewis)通用公式或者岡(Oka)和真岛(Majima)的公式相吻合, 而且它充分通用地融合了三个老的理论, 即雷廷格(Rittinger)、邦德(Bond)和基克(Kick)的理论。

在磨矿工艺中, 要求达到较高的生产能力和较低的生产费用, 从而导致第一段自磨和第二段自磨的应用不断增加。自磨机可接受粗破碎产品或者原矿石作为给矿。正如根据自磨过程中观察到的现象所预料的那样, 磨机中物料的实际破裂机理必然是复杂的, 它包括冲击、磨剥和劈裂。

由于对自磨过程中的破裂机理进行试验有困难, 因此最好先从理论上研究这一问题, 然后再进行试验, 以考察影响磨矿机理的各种因素。

本文着重利用弹性理论研究了自由降落冲击下的岩石破裂,

分析了岩样在各种冲击条件下的应力分布，并从岩石强度的角度考察了各种破裂条件。同时，还根据早期的磨矿理论以及岡和真岛提出的理论^[1]讨论了自由降落冲击所需的能量。

受自由降落冲击的岩样应力分布

1. 岩样在自由降落条件下的冲击模型

受自由降落冲击的岩石颗粒的破裂条件可以通过岩样中应力分布的分析来预测。

通常，岩块从高度 H 自由降落的最终速度 v 等于 $\sqrt{2gH}$ ，式中 g 为重力加速度。假设最终速度为 v 的岩块在冲击瞬间得到的“冲击加速度” g' 与 v 成比例，那么下述关系式成立：

$$g' = \sqrt{2gH/f} \quad (1)$$

系数 f 可认为是自由降落岩块和承受物之间接触表面的机械性能、最终速度和冲击作用时间的函数。

用冲击加速度 g' 来代替普通力场中的重力加速度 g ，并考虑到受 $\rho g' \Delta V / \Delta V$ 所限定的均匀的体积力作用在自由降落冲击的岩块的单位体积 ΔV 上，则在平衡状态下，冲击力 F 可用下式表示：

$$F = \int V \rho g' \Delta V \quad (2)$$

在自由降落冲击的岩块中产生的应力状态可作为一个静力学问题用解方程式(2)的方法来分析。

给入磨机中的岩石颗粒，一般具有不规则的形状，因而有不同的冲击横截面面积。根据这种情况，采用图2-1所示的圆柱形岩样模型比采用球形模型更为有效。通过选择任意的 a/h 比，可得出所有不规则形状的岩样的近似尺寸。岩样的应力分布也受所研究岩样的冲击面积的影响。为此，冲击面直径与圆柱形岩样高度之比（即 a_0/h ）被确定为一个参数。

2. 用弹性理论进行岩样的应力状态的分析

采用上述冲击模型并把圆柱坐标 (r, θ, Z) 用于弹性圆柱体（其直径和高度如图2-1所示，分别为 $2a$ 和 $2h$ ），对于 Z 平面的对

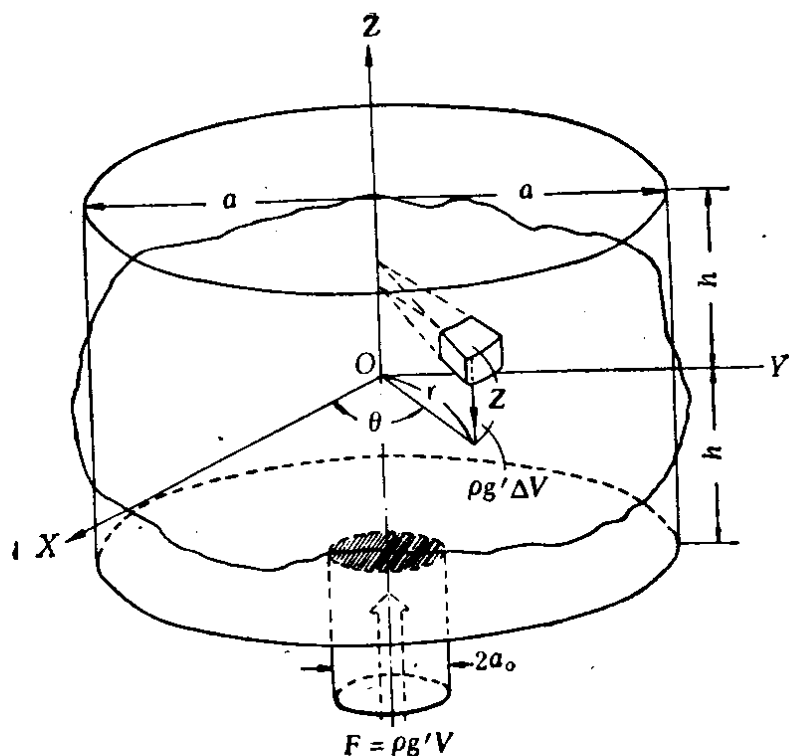


图 2-1 自由降落冲击模型——不规则形状的岩块的外接圆柱体（圆柱坐标）

称或非对称的应力分量的边界条件，可用方程式 (3a) 和 (3b) 表示。

I. 对称的边界条件：

$$\tau_{rz}^I = 0 \quad \sigma_r^I = 0$$

$$\tau_{rz}^I = 0 \quad \sigma_z^I = -\rho g' h \left[1 + 2 \left(\frac{a}{a_0} \right) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_1 \left(\lambda_s \frac{a_0}{a} \right)}{\lambda_s J_0^2} J_0 \left(\lambda_s \frac{r}{a} \right) \right] \quad (3a)$$

II. 非对称的边界条件：

$$\tau_{rz}^{II} = 0 \quad \sigma_r^{II} = 0$$

$$\tau_{rz}^{II} = 0 \quad \sigma_z^{II} = \pm \rho g' h \left[1 + 2 \left(\frac{a}{a_0} \right) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_1 \left(\lambda_s \frac{a_0}{a} \right)}{\lambda_s J_0^2} J_0 \left(\lambda_s \frac{r}{a} \right) \right] \quad (3b)$$

式中 $2a_0$ 为冲击面的直径, $J_n(x)$ 是 x 的 n 阶第一类贝塞尔函数, λ_s 为方程式 $J_1(\lambda_s)=0$ 的第 s 个根, J_0 表示 $J_0(\lambda_s)$ 。

在平衡状态下, 各应力分量必须满足方程式(4):

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} = \begin{cases} 0 & (\text{在对称条件下}) \\ \rho g' & (\text{在非对称条件下}) \end{cases}$$

考虑到应力平衡和边界条件的要求, 可以求得对称条件下的应力分量:

$$\begin{aligned} \sigma_r^I = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{N_n} \left[-(I_1 + \beta_n a I_0) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1 I_1(\beta_n r) \right. \\ & \left. + \{2(1-\nu) I_1 + \beta_n a I_0\} \frac{I_1(\beta_n r)}{\beta_n r} \right] \cos \beta_n z \\ & + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{C_s}{M_s} \left[\{(\sinh \gamma_s h - \gamma_s h \cosh \gamma_s h) \cosh \gamma_s z \right. \\ & + \gamma_s z \sinh \gamma_s h \sinh \gamma_s z\} \times J_0(\gamma_s r) \\ & + \{-\gamma_s z \sinh \gamma_s h \sinh \gamma_s z + (\gamma_s h \cosh \gamma_s h \\ & - (1-2\nu) \sinh \gamma_s h) \cosh \gamma_s z\} \\ & \left. \times J_1(\gamma_s r) / \gamma_s r \right] \\ \sigma_z^I = & -\rho g' h + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{N_n} \left[(\beta_n a I_0 - 2I_1) I_0(\beta_n r) \right. \\ & \left. - \beta_n r I_1 I_1(\beta_n r) \right] \cos \beta_n z + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{C_s}{M_s} \left[(\gamma_s h \cosh \gamma_s h \right. \\ & + \sinh \gamma_s h) \cosh \gamma_s z - \gamma_s z \sinh \gamma_s h \sinh \gamma_s z \\ & \left. \times J_0(\gamma_s r) \right] \end{aligned} \quad (5a)$$

等等
式中

$$\gamma_s = \lambda_s / a, \quad \beta_n = n\pi / h$$

$$N_n = [\{2(1-\nu) + (\beta_n a)^2\} I_1^2 - (\beta_n a)^2 I_0^2] / \beta_n a$$

$$M_s = \sinh \gamma_s h \cosh \gamma_s h + \gamma_s h$$

$I_1 = I_1(\beta_n a)$, $I_0 = I_0(\beta_n a)$, $I_n(x)$ 是 x 的 n 阶第一类修正贝塞尔函数。

常数 A_n 和 C_s 通过解下列线性联立方程式 (6a) 便可求出:

$$A_n + \sum_{s=1}^{\infty} C_s \frac{4(-1)^n \gamma_s h (n\pi)^2 \sinh^2 \gamma_s h J_0}{M_s \{(\gamma_s h)^2 + (n\pi)^2\}^2} = 0$$

$$(n=1, 2, 3, \dots)$$

$$C_s + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{4(-1)^{n+1} \beta_n a \lambda_s^2 I_1^2}{N_n \{(\beta_n a)^2 + \lambda_s^2\}^2 J_0} = -2\rho g' h \frac{a}{a_0} \frac{J_1\left(\lambda_s \frac{a_0}{a}\right)}{\lambda_s J_0^2}$$

$$(s=1, 2, 3, \dots) \quad (6a)$$

同样地, 非对称条件下的应力分量可由方程式 (5b) 求出:

$$\sigma_r^{\text{II}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n^*}{N_n^*} \left[-(I_1^* + \beta_n^* a I_0^*) I_0(\beta_n^* r) + \beta_n^* r I_1^* I_1(\beta_n^* r) \right. \\ \left. + \left\{ 2(1-\nu) I_1^* + \beta_n^* a I_0^* \right\} \frac{I_1(\beta_n^* r)}{\beta_n^* r} \right] \sin \beta_n^* z \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{C_s^*}{M_s^*} \left[\{ (\cosh \gamma_s h - \gamma_s h \sinh \gamma_s h) \sinh \gamma_s z \right. \\ \left. + \gamma_s z \cosh \gamma_s h \cosh \gamma_s z \} \times J_0(\gamma_s r) \right. \\ \left. + \{ -\gamma_s z \cosh \gamma_s h \cosh \gamma_s z + (\gamma_s h \sinh \gamma_s h \right. \\ \left. - (1-2\nu) \cosh \gamma_s h) \sinh \gamma_s z \} \times \frac{J_1(\gamma_s r)}{\gamma_s r} \right] \\ \sigma_z^{\text{II}} = \rho g' z + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n^*}{N_n^*} [(\beta_n^* a I_0^* - 2I_1^*) I_0(\beta_n^* r) \\ - \beta_n^* r I_1^* I_1(\beta_n^* r)] \sin \beta_n^* z \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{C_s^*}{M_s^*} [(\gamma_s h \sinh \gamma_s h + \cosh \gamma_s h) \sinh \gamma_s z \\ - \gamma_s z \cosh \gamma_s h \cosh \gamma_s z] \times J_0(\gamma_s r) \quad (5b)$$

等等

式中

$$\beta_n'' = (2n+1)\pi/2h$$

$$N_n'' = \left[\left\{ 2(1-\nu) + (\beta_n'' a)^2 \right\} I_1''^2 - (\beta_n'' a)^2 I_0''^2 \right] / \beta_n'' a$$

$$M_s'' = \sinh \gamma_s h \cosh \gamma_s h - \gamma_s h$$

$$I_1'' = I_1(\beta_n'' a)$$

$$I_0'' = I_0(\beta_n'' a)$$

常数 A_n'' 和 C_s'' 可通过解方程式 (6b) 求出:

$$A_n'' + \sum_{s=1}^{\infty} C_s'' \frac{(-1)^n \pi^2 (2n+1)^2 \gamma_s h \cosh^2 \gamma_s h J_0}{M_s'' \{[(2n+1)\pi/2]^2 + (\gamma_s h)^2\}^2} = 0$$

$$(n=0, 1, 2, 3, \dots)$$

$$C_s'' + \sum_{n=0}^{\infty} A_n'' \frac{4(-1)^{n+1} \lambda_s^2 \beta_n'' a I_1''^2}{N_n'' \{(\beta_n'' a)^2 + \lambda_s^2\}^2 J_0} = 2\rho g' h \frac{a J_1\left(\lambda_s \frac{a_0}{a}\right)}{a_0 \lambda_s J_0^2}$$

$$(s=1, 2, 3, \dots) \quad (6b)$$

对于弹性圆柱体从而近似地对于相应的不规则形状的岩石颗粒, 能满足边界条件要求的实际应力分量可以由两个应力分量系统叠加而得, 这两个应力分量系统是分别由方程式 (5a) 和 (5b) 来计算的。

3. 应力分布

如方程式 (5a) 和 (5b) 所表明的那样, 不规则形状的岩石颗粒在自由降落冲击时的应力分量, 主要是外接圆柱体的直径和高度之比 (a/h)、冲击面直径和圆柱体高度之比 (a_0/h) 以及泊松比 ν 的函数。但是它们并不受杨氏模量 (弹性模数 E) 的影响。

用 “IBM/360 67” 型数字计算机计算了 36 个实例的沿岩样轴线的应力 σ_z 、 σ_r 和 σ_θ 的分布。在这些计算中所研究的参数如下:

$$a/h = 0.5, 1.0, 1.5 \text{ 和 } 2.0$$

$$a_0/h = 0.1, 0.2 \text{ 和 } 0.3$$

$$\nu = 1/4, 1/6 \text{ 和 } 1/10$$

作用于外接圆柱体中心轴线上的应力分量 σ_z 、 σ_r 和 σ_θ 为主应力分量。少数实例的计算结果以 Z/h 与 $\sigma/2\rho g'h$ 的关系曲线形式示于图2-2。

自由降落的不规则形状岩石在受冲击时的应力分布的特性可概括如下：

(1) 轴向应力分量 σ_z 沿 Z 轴总是压应力。应力最大值出现在冲击面①附近，在接近上部自由表面时迅速减小到零。最大压应力与冲击面积 πa_0^2 成反比，这样， a_0/h 值很小时将获得极大的值。然而，冲击面的影响仅限于在与冲击面邻接的圆柱体高度的3/10处。 a/h 值增大会导致 σ_z 值成比例地增大，这是因为冲击力随岩样重量($2\rho g'h\pi a^2$)成比例增大而不改变应力 σ_z 的分布，泊松比 ν 的任何变化对 σ_z 的分布几乎都没什么影响。

(2) 当 a/h 接近于1时，主应力分量 σ_r 和 σ_θ 垂直于 Z 轴线②，它呈现为压应力，其大小与在冲击面附近的 σ_z 相当。在距冲击面不远处出现张应力，在增至最大值后，逐渐减小并在端部自由表面上达到零。张应力峰值基本上取决于 a_0/h 和 ν 值。若 a_0/h 和/或 ν 值较小，则峰值较高。 σ_r (= σ_θ)的分布受 a_0/h 或 ν 值影响的范围与 σ_z 受 a_0/h 值影响的范围相重合。在 $a/h \geq 2.0$ 时，集中的冲击力导致出现了沿 Z 轴线的 σ_r 的弯曲应力分布。可以预料，在上述应力分布上再加上弯曲作用，则在自由端表面上会产生另一个张应力峰值。在 a/h 和 a_0/h 的值相结合的一定范围内，在自由端表面上的张应力的峰值将超过冲击面附近的应力。

自由降落冲击下岩样的破裂

1. 破裂准则和破碎型式

我们很难根据在岩样的任意一点上的应力状态来预测岩样的初始破裂面以及因冲击而引起破裂的力，看来，这是两种不同的

① 冲击面位于 $Z/h = -1.0$ 处。

② 在此轴线上， $\sigma_r = \sigma_\theta$ 。

应力分布的复杂组合。就此问题而言，唯一可以采用的解法是费尔赫斯特 (Fairhurst)^[2]所提出的应力烈度法。

一给定点的应力烈度 S 由费尔赫斯特定义为初始破裂所需的理论负载与在同一点产生破裂从理论上所需的负载之比。为了进行应力烈度的数学处理，假定破裂可能发生在莫尔应力圆正好与莫尔破裂包络线相切的切点上，并且假定莫尔破裂包络线是包围单轴抗张强度 S_t 和单轴抗压强度 S_c 的莫尔圆的抛物线。设 n 表示抗压强度与抗张强度之比，即 $n = -S_c/S_t$ ，于是通过选择不同的 n 值就可画出不同的包络线。 n 值的选择须使莫尔破裂包络线适合于一定的实际破裂条件。

这样，能最先产生破裂的那个点的应力烈度 S 为 1。在最先破裂所需负载的作用下，在 $1.0 > S \geq 0$ 的其它各点上不能产生破裂。

应力烈度这一概念可从数学上概括如下：令 σ_{i1} 、 σ_{i2} 和 σ_{i3} 表示任意一点 i 在一给定负载条件下的三个主应力分量，假定其相互关系为 $\sigma_{i1} \geq \sigma_{i2} \geq \sigma_{i3}$ 。如果令在此点可产生破裂的临界值 σ_{i1} 为 σ_{i1}^* ，则 σ_{i1}^* 必须满足方程式 (7) 所表示的关系：

$$\sigma_{i1}^* = \beta_i \sigma_{i1} = \alpha_i S_t \quad (7)$$

式中的 α_i 值可用方程式 (8) 求出：

在 $\sqrt{n+1}(\sqrt{n+1}-2)\sigma_{i1} + \sigma_{i3} \geq 0$ 时， $\alpha_i = 1$

或者在 $\sqrt{n+1}(\sqrt{n+1}-2)\sigma_{i1} + \sigma_{i3} < 0$ 时，

$$\begin{aligned} \alpha_i = & \left\{ -(n+2-2\sqrt{n+1}) \left(1 + \frac{\alpha_{i3}}{\alpha_{i1}} \right) \right. \\ & \left. + 2(\sqrt{n+1}-1) \sqrt{1 + (n-2\sqrt{n+1}) \frac{\alpha_{i3}}{\alpha_{i1}} + \left(\frac{\alpha_{i3}}{\alpha_{i1}} \right)^2} \right\} \\ & / \left(1 - \frac{\alpha_{i3}}{\alpha_{i1}} \right)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

因此，一给定点 i 上的应力烈度 S_i 可以表示为同一点上的计算值 β_i 与 β_i^* ($i=1, 2, 3, \dots$) 的最小值 β 之比：

$$S_i = \beta^* / \beta_i \quad (9)$$