

是, Heaton 脉冲的宽度成为一个具有重要的地震学意义的物理量。

1 简化的二维 Burridge-Knopoff 模型

我们通过一种简化的二维 Burridge-Knopoff 模型 (Burridge and Knopoff, 1967) 来讨论在理论上是否存在产生这种孤立波的可能性。

我们使用陈祥熊 (1996) 提出的一种二维 Burridge-Knopoff 模型, 其基本方程为:

$$\rho \ddot{u}_i = \tau_{ij,j} - Lu_i - \alpha \dot{u}_i - (D \dot{u}_i) / \sqrt{u_i^2 + u_j^2} \quad (1)$$

式中, u 是滑块的位错; ρ 为质量密度; τ 为应力张量; L 为叶片弹簧常数; α 为弹簧阻尼常数; D 为动摩擦系数。以向量的形式写成的用滑块位错表示的运动方程为:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu (\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}) - L\mathbf{u} - \alpha \dot{\mathbf{u}} - D \frac{\dot{\mathbf{u}}}{V} \quad (2)$$

式中, λ 和 μ 为弹性模量; $V = \|\dot{\mathbf{u}}\|$ 。

陈祥熊 (1996) 用数值计算方法研究了这一模型的性质, 发现在模拟计算得到的“地震破裂”的过程中存在类似于 Heaton 脉冲的现象。

我们从一个简单情况出发, 即首先讨论

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu (\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}) - L\mathbf{u} \quad (3)$$

的情况, 然后再分别讨论加上 $-\alpha \dot{\mathbf{u}}$ 和 $-D\dot{\mathbf{u}}/V$ 项的情况。令

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \Phi \quad (4)$$

式中, φ 是一个标量势函数, Φ 是一个向量势函数, 如果这两个势函数满足

$$\rho \ddot{\varphi} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \varphi - L\varphi \quad (5)$$

$$\rho \ddot{\Phi} = \mu \nabla^2 \Phi - L\Phi \quad (6)$$

则方程(3)将被满足。

事实上, 在二维情况下, Φ 没有必要是一个向量, 此时有

$$\mathbf{u} = (u_x, u_y, 0) = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & \phi \end{vmatrix} \quad (7)$$

因此, 可以将关于 ϕ 的方程写成

$$\ddot{\phi} = \beta^2 \nabla^2 \phi - \frac{L}{\rho} \phi \quad (8)$$

式中, $\beta = \sqrt{\mu/\rho}$, 为剪切波速。由于在通常的地震观测中, 破裂传播速度一般小于剪切波传播速度, 我们只考虑由方程(8)所表述的情况。容易看出, 此时归一化后的 $\phi(\mathbf{r}, t)$ 与震

源破裂的时空分布函数 (slip function) 相当, 而在某一特定的点 $r=r_0$ 上, $\phi(r_0, t)$ 就是该点上的震源时间函数 (source-time function)。这里给出的是近场震源时间函数, 远场震源时间函数为这一函数的时间微商。

2 简化的二维 Burridge-Knopoff 模型中的一个孤立波解

上述简化的 Burridge-Knopoff 模型的基本方程是一个 Klein-Gordon 方程, 存在孤立波解 (Sagdeev *et al.*, 1998; 刘式达, 刘式适, 1994)。使用与解 sine Gorden 方程类似的方法 (Sagdeev *et al.*, 1988; 刘式适, 刘式达, 1991), 可以方便地给出这一孤立波解。为此, 令

$$\phi = \phi(x - ct) = \phi(\xi) \quad (9)$$

即考虑呈平面波传播的行波解, 并取波传播方向为 x 方向, 则有

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)} \phi \quad (10)$$

令 $\theta = \partial \phi / \partial \xi$, 则可以形式地得到一个自治系统:

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)} \phi \end{cases} \quad (11)$$

其在相平面 (ϕ, θ) 上的轨道由

$$\frac{d\theta}{d\phi} = \frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)} \frac{\phi}{\theta} \quad (12)$$

给出, 对上式做积分, 有

$$\theta^2 = \frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)} \phi^2 + A \quad (13)$$

考虑一种特殊情况 $A=0$, 则有

$$\theta = \pm \sqrt{\frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)}} \phi \quad (14)$$

出于因果律的考虑, 上述方程的完整的解答应为:

$$\begin{aligned} \phi &= 0 & \text{当 } |t| < \frac{|x|}{c} \\ \phi &= \phi_0 \left[1 - e^{\pm \sqrt{\frac{L}{\rho(\beta^2 - c^2)}} (t - t_0)} \right] & \text{当 } |t| \geq \frac{|x|}{c} \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $\pm$ 号对应于不同的传播方向。

在上式中, 滑块位错函数被表示为一种孤立波。如上所述, 由于归一化后的 $\phi(x, t)$ 与震源破裂的时空分布函数相当, 而在一定的点 $x=x_0$ 上, $\phi(x_0, t)$ 就是该点上的 (近场)

震源时间函数, 所以, 这里给出的图像是动态破裂局限在一个比较小的区域内; 这个区域以一定的速度 c 传播; 地震断层面上各处的 (近场) 震源时间函数, 呈现出彼此相同的形态。对上式给出的震源时间函数来说, 远场震源时间函数 (即这一函数对时间的微商) 具有脉冲状的形态。而当考虑破裂面上的一个点时, 就很自然地给出了 Ben-Menahem 和 Toksoez 模式。

3 从孤立波解的角度讨论自愈合脉冲的宽度的物理意义

与以往的理论 (Heaton, 1990; Beeler and Tullis, 1996) 不同的是, 我们在这里将破裂发生和破裂愈合作为一个统一的物理过程中的两个方面。这样, 自愈合脉冲的宽度 (在这里就是孤立波的波包的宽度) 就成为一个具有重要地震学意义的物理量。

由式 (15), 孤立波波包的宽度 (即自愈合脉冲的宽度) W 可以表示为:

$$W \propto \sqrt{\frac{\rho(\beta^2 - c^2)}{L}} \quad (16)$$

可以看出, L 越大, 即断层面两侧的介质的耦合越强, 波包就越窄。图 1 (陈祥熊, 1996) 很清楚地给出了这样的规律。

另一个明显的依赖关系是, c 越接近于 β , W 越小。作为一个极端情况, 当 $c \rightarrow \beta$ 时, $W \rightarrow 0$, 从而构成“地震学音障”的一种很自然的解释。不过, 这里讨论的仅仅是一个孤立波解, 而不是所有的孤立波解, 因此, 这里的结果并不能排除超剪切波速破裂的可能性; 但是另一方面, 这个结果同时告诉我们, 也不可能在这个解的范围内, 通过不断提高破裂速度 c 的办法来实现超剪切波速的破裂。

自愈合脉冲的宽度 W 与破裂速度 c 之间的依赖关系, 在观测上似乎也有某些证据。在实际情况中, 断层面两侧的耦合性质一般不会出现特别明显的变化, 因此, 可取 L 接近为常数, 而此时可以清楚地看出 W 与破裂速度 c 之间的依赖关系。从图 2 (Wald and Heaton, 1994) 中可以明显地看到 c 越大 (越接近于 β), W 越小的规律。不过这一规律是否具有普遍性, 尚有待观测上的进一步检验。

值得注意的是, 由于自愈合脉冲的宽度 W 与地震的尺度之间并没有明显的依赖关系, 因此, 在介质性质 (用 L 的值和 ρ 的值来表征) 和破裂的性质 (用破裂速度 c 来表征) 没有明显变化的条件下, 对不同大小的地震来说, 自愈合脉冲宽度 W (在数

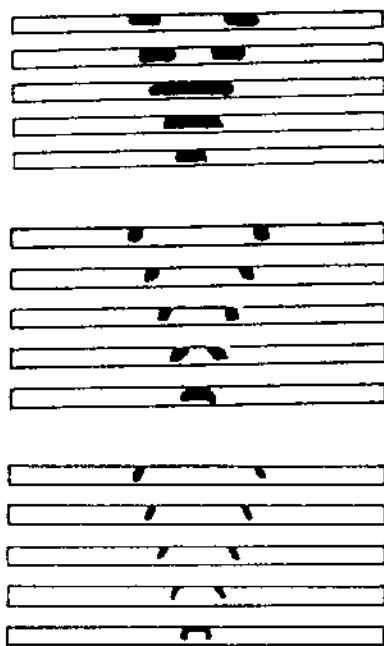


图 1 数值模拟给出的不同 L 值情况下的自愈合脉冲的图像

取自陈祥熊 (1996)。自上而下分别对应于 $L = 4.0$, $L = 1.0$, $L = 0.1$ 的情况, 可以看到 L 越大 (即地震断层面两侧介质耦合越强), 脉冲宽度越小

量级上) 应当是彼此接近的。另一方面, 由于自愈合脉冲可以活动的空间范围受到破裂面积的限制(破裂面积本身则取决于障碍体的分布)。所以, 一个推论是, 在自愈合脉冲的宽度 W 的数量级接近于地震尺度的时候, 实际上已经观测不到自愈合脉冲。换句话说, 自愈合脉冲只能在中强以上地震中才能观测到。这个预测是否正确, 尚有待观测上的检验。

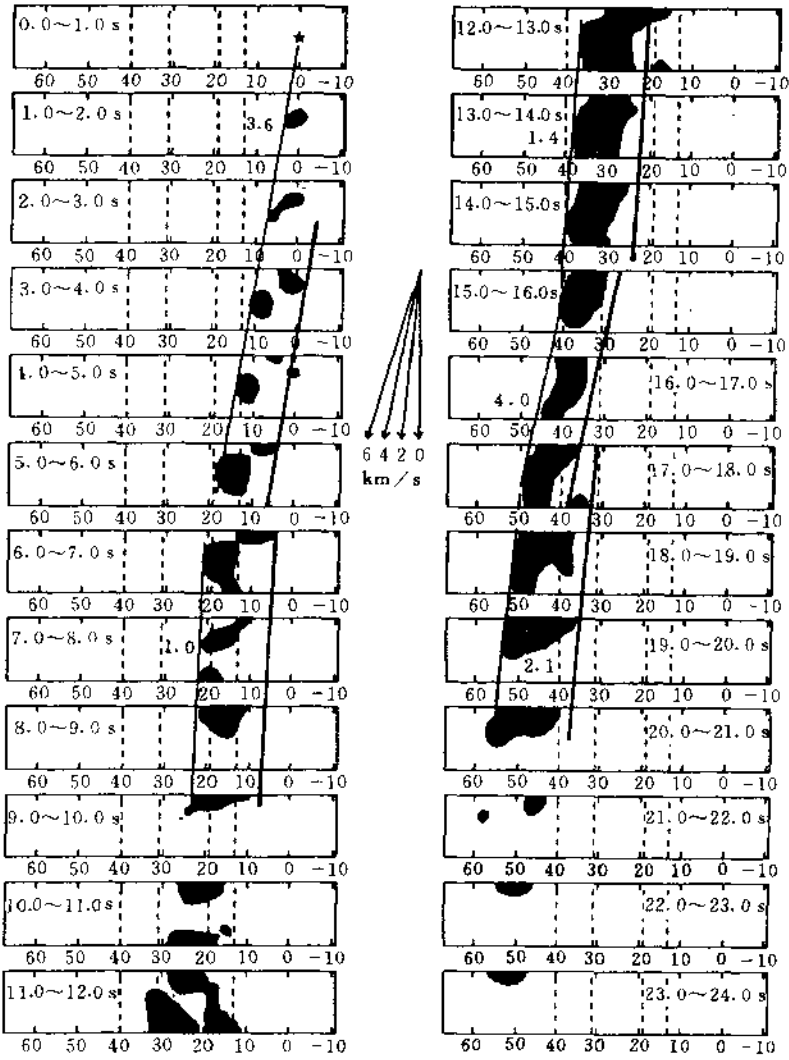


图 2 1992 年美国加州 Landers 地震的破裂过程

取自 Wald 和 Heaton (1994), 其中黑色的区域表示发生地震滑动的区域, 每帧快照的间隔时间为 1 s。可以看出, 破裂传播速度越快, 脉冲宽度越小。作为参考, 图中以箭头给出了对应于不同的破裂传播速度的时空轨迹

4 结论与讨论

我们考虑了一种简化的二维弹簧-滑块模型中孤立波解的存在的可能性,并针对一种特殊情况,得到一个孤立波解。我们指出,所得结果可以作为地震破裂过程中的自愈合脉冲(Heaton 脉冲)现象的可能的物理解释。在这个孤立波解中,地震位错表现为一种以一定的速度传播的孤立波,地震断层面的各点则具有相同的震源时间函数。与以前的模型不同的是,在我们的模型中,地震破裂过程和破裂愈合过程是不能分开的,它们是一个统一的物理过程的两个不同的侧面。这样,自愈合脉冲的宽度就有了明确的物理意义。在这一简单的模型中,我们得到断层面两侧介质的耦合越强,脉冲宽度越小;同时,在破裂传播速度不超过剪切波速度的情况下,破裂传播速度越大,脉冲宽度也越小,这与计算结果和实际观测结果定性相符。我们还预言自愈合脉冲只能在中强以上地震中才能观测到。这一模型的更复杂的情况可以讨论如下:

(1) 当考虑 $-\alpha \dot{u}$, 即考虑形如

$$\rho \ddot{u} = (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot u) - \mu (\nabla \times \nabla \times u) - Lu - \alpha \dot{u} \quad (17)$$

的方程时,方程(8)变成

$$\ddot{\psi} = \beta^2 \nabla^2 \psi - \frac{L}{\rho} \psi - \frac{\alpha}{\rho} \dot{\psi} \quad (18)$$

相对说来,这个方程解的形式要复杂一些,但是按照上述方法解出这个方程仍是容易的,具体说来, (ϕ, θ) 相平面上的轨道的方程解,可以归结为一个齐次常微分方程,即 $dy/dx = F(y/x)$ 型的方程的解。而此时孤立波解仍旧是存在的。

(2) 在一般的情况下,增加 $-D\dot{u}/V$ 项之后,上述问题将变得非常复杂。然而,可以附加一些物理上合理的假设来对问题进行简化。我们假定在一个涉及到地震破裂的区域中位错的方向相同,同时,从地震破裂的观测结果出发,假定位错不能反向,即 $u = u(r, t)e$ (其中 e 是单位向量),且 $u(r, t)$ 为单调递增函数,或者 $\dot{u}(r, t)$ 为单边函数,则 $-D\dot{u}/V$ 退化为一个常数向量(其模为 D),并且实际上不影响孤立波的图像。

(3) 在最一般的情况下,即在允许介质参数随空间坐标而变化的情况下,得到解析解是困难的,此时最有效的方式仍是数值计算(Carlson and Langer, 1989; 陈祥熊, 1996)。另一方面,简单情况下的解析解则可以给出关于计算得到的结果的一个清晰的物理图像。

致谢:本工作得到地震科学联合基金重点项目的资助。与刘式达、陈祥熊、顾浩鼎诸先生的讨论使作者受到很大启发。谨此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 陈祥熊. 1996. 具有分形结构强度分布的二维地震断层模拟. 地震学报, 18: 460~469
刘式达, 刘式适. 1994. 孤波与湍流. 上海: 上海科技教育出版社, 90~123
刘式适, 刘式达. 1991. 大气动力学. 北京: 北京大学出版社, 343~347
Beeler, N. M. and Tullis, T. E., 1996. Self-healing slip pulses in dynamic rupture models due to veloci-

- ty-dependent strength. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 86: 1130~1148
- Burridge, R. and Knopoff, L., 1967. Model and theoretical seismicity. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 57: 341~371
- Carlson, J. M. and Langer, J. S., 1989. Mechanical model of an earthquake fault. *Phys. Rev.*, A40: 6470~6484
- Heaton, T. H., 1990. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Phys. Earth Planet Interiors*, 64: 1~20
- Sagdeev, R. Z., Usikov, D. A. and Zaslavsky, G. M., 1988. Nonlinear Physics: from the pendulum to Turbulence and Chaos. *Harwood Academic Publishers*, 315~354
- Scholz, C. H., 1990. *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. Cambridge University Press, 41~96
- Wald, D. J. and Heaton, T. H., 1994. Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 84: 668~691
- Xu, L. S., Chen, Y. T. and Fasthoff, S., 1997. Temporal and spatial complexity in the rupture process of the February 3, 1996 Lijiang, Yunnan, China, earthquake. Submitted to *JOSE*

A SOLITARY WAVE SOLUTION TO A 2-D BURRIDGE-KNOPOFF MODEL: AN EXPLANATION OF THE MECHANISM OF THE SELF-HEALING SLIP PULSE IN EARTHQUAKE RUPTURE PROCESS

Wu Zhongliang and Chen Yuntai

(Institute of Geophysics, State Seismological Bureau, Beijing 100081, China)

Abstract

A simplified two-dimensional Burridge-Knopoff mass-spring model is studied to explore the existence of a solitary wave solution, which may lead to an explanation of the mechanism of the self-healing slip pulse in earthquake rupture process proposed by Heaton (1990). It is shown that a solitary wave solution exists to the problem, in which the earthquake slip behaves as a propagating solitary wave with its velocity less than the velocity of shear waves. At each point on the earthquake rupture, the source time function keeps the same. Different from the previous approaches, in this approach, fracturing and healing are regarded as two components of a common physical process, which emphasizes the physical significance of the width of the self-healing pulse. It is shown that the stronger the coupling between the two sides of the fault, the narrower the pulse; while the higher the rupture velocity, the narrower the pulse. Qualitatively these relations are in consistence with the numerical simulations and the inversion results from observation data.

Key words: self-healing slip pulse, solitary wave, Burridge Knopoff model

震级概念和测量方法的历史演变

葛焕称

(南京 210014 江苏省地震局)

摘 要

本文介绍了古登堡-里克特震级体系创立、演变和完成的全过程,及其后近代震级概念的发展。提出 M_w 、 m_L 和 M_c 是近代发展起来的最具应用价值、物理概念较明确的三种震级标度,并对震级测定中存在的各种实际问题 and 有关规定作了较详细的说明。

关键词: 震级; M_L ; M_S ; m_B ; M_w ; m_L ; M_c

80 年代初,鉴于我国在测定远震 M_S 和近震 M_L 方面出现的问题,国家地震局组织了全国范围的震级研究,十多年来取得了不少成果,但有关震级概念和测量方法两方面尚存在不少有待澄清和解决的问题。本文试图就此进行总结,并提出一些解决我国震级测定现状的设想。

1 古登堡-里克特震级体系

本世纪 30 年代以前,人们为了估计地震的大小,都是依据地面破坏程度,划定区域地震烈度。这是一种宏观的定性的估计,对于无人区,如海洋或沙漠,就根本无法划定。

1935 年里克特首次提出了一种利用地震仪器定量标度地震强度的方法。他在美国南加利福尼亚地区利用伍德-安德森(W-A)标准短周期扭转地震仪建立了原始震级标度。震级定义为:

$$M = \lg B(\Delta) - \lg B_0(\Delta) \quad (1)$$

式中, $B(\Delta)$ 为在震中距 Δ 上的 W-A 仪记录的最大振幅(单位: mm); $B_0(\Delta)$ 为零级地震的 $B(\Delta)$ 值。后来 $-\lg B_0(\Delta)$ 被称为原始校准函数(original calibration function)。里克特(1935)给出了 25~600 km 的 $\lg B_0(\Delta)$ 值。古登堡和里克特(1956 a)扩充到 0~1 000 km。震级的原始定义表述为:任何地震的震级可取为在震中距 100 km 处标准短周期扭转地震仪(摆的自由周期为 0.8 s,静态放大倍数为 2800,阻尼常数为 0.8)记录的最大振幅以 μm 表示的对数。

1935 年里克特测定 25~50 km 之间的 $\lg B_0(\Delta)$ 值是很困难的,因为在近距离上振幅随 Δ 迅速变化。由于震源深度的变化和区域构造的效应在近距离大为增强,这时除非定位特别好的地震才能用。而在 25 km 以内的 $\lg B_0(\Delta)$ 就更难测定。直至 1942 年古登堡和里

克特应用强震仪才将里克特震级推广至 0~25 km 的近距离。

1936 年古登堡和里克特实现了里克特震级向远距离的推广。他们通过测量长周期地震仪远震记录上周期约为 20 s 面波最大振幅,以南加利福尼亚 W-A 仪同时测定的震级为参照标准,得到 20 s 面波震级公式:

$$M = \lg A(\Delta) - \lg A_0(\Delta) \quad (\text{当 } \Delta = 20^\circ \sim 180^\circ \text{ 时}) \quad (2)$$

式中, $A(\Delta)$ 为 20 s 面波的最大地动振幅(单位: mm), 取两水平向位移的矢量和; $A_0(\Delta)$ 为零级地震 $A(\Delta)$ 值。

对于每个地震,利用 $70^\circ \sim 100^\circ$ 间的台站记录,求 $-\lg A_0(\Delta) (=M - \lg A)$ 的平均值,结果发现,对所有地震近似为常数,平均等于 5.04。于是有

$$M = 5.04 + \lg A \quad (\text{当 } \Delta = 90^\circ \text{ 时}) \quad (3)$$

上式可作为 20 s 面波震级基准点的定义。

1945 年古登堡(1945 a)将式(2)中的校准函数在 $\Delta = 15^\circ \sim 130^\circ$ 之间,表达成如下形式:

$$-\lg A_0(\Delta) = 1.818 + 1.656 \lg \Delta \quad (4)$$

由于面波的激发水平随着震源深度增加而急剧减小,导致古登堡研究利用体波测定深震震级的方法。古登堡(1945 b、c)假定相同震级的两个地震具有相等的能量,并假定基本波型之间的能量分配比例是常数,以面波测定的 7 级地震作为参考基准,取得利用远震体波测定任何深度地震震级的公式:

$$M = A + 0.1(M - 7) - \lg T + \lg u \text{ (或 } \lg w, \text{ 对应不同的 } A) \quad (5)$$

式中, u 为某体波震相地动振幅的水平分量, w 为竖直分量,均以 μm 为单位; T 为周期,以 s 为单位; A 为校准函数,对浅源地震有 PH、PZ、PPH、PPZ、SH 的 $A(\Delta)$ 表(Gutenberg, 1945 a, 表 4);对深源地震有 PZ、PPZ、SH 的 $A(\Delta, h)$ 图(Gutenberg, 1945 c, 图 2~4); $0.1(M - 7)$ 为修正项,当 $M=7$ 时,由体波和面波测定的震级相等,修正项为零。

古登堡和里克特(1956 a、b)首次提出,用上述三种方法测定的震级是不完全一致的。于是分别定义了“地方震级”或“里克特震级” M_L 、“面波震级” M_s 和“体波震级” m_B 。他们认识到,在震级和能量之间不存在完全的一对一的关系;尽管如此,一个平均的或代表性的震级-能量关系仍然是一个合理的探索目标。所以,他们仍然致力于获得一种“统一震级”。

古登堡和里克特(1956 b)取得 M_s 和 m_B 之间的一个新的统计关系。

$$M_s - m_B = 0.37 (M_s - 6.76) \quad (6)$$

上式表明, M_s 和 m_B 值在 6.76 时相等(注意:式(5)表明在 7 级时相等)。

通过式(6),从实测 M_s 值可得计算 m_B 值,将该值用“ m_s ”表示。再对实测 m_B 与计算 m_s 作加权平均,由此取得的震级值称为“统一震级” m , 表示为:

$$m = Q(\Delta, h) + \lg \frac{u}{T} \text{ (或 } \lg \frac{w}{T} \text{)} \quad (7)$$

对于浅震 ($h < 30 \text{ km}$) 和深震, 古登堡和里克特 (1956 b) 分别给出了 P、PP 和 S 震相的 $Q(\Delta)$ 表和 $Q(\Delta, h)$ 图。

近代地震学者逐渐认识到, 不同的震级标度对应不同的频谱特征。震级的统一不免要使包含在原始震级数据中的信息受到损失。因此, 近代国内外地震机构通报的各种震级都是实测结果, 一律不作换算。遗憾的是, 至今国内有个别地震机构的地震报告中, 仍将 M_L 换算成 M_S 。

虽然震级统一流产了, 然而古登堡和里克特 (1956 b) 所作的 $Q(\Delta, h)$ 的图和表, 在 1967 年被苏黎世 IASPEI 震级委员会推荐, 成为至今测定体波震级的国际通用的校准函数。用式(7)计算的体波震级一般用“ m ”来表示, 对于长周期仪器记录的测定值用“ m_B ”或“ M_B ”表示, 对于短周期仪器测定的周期约为 1 s 的 P 波震级则用“ m_b ”来表示。

1962 年 Karnik 等提出对于所有波型的震级公式均采用如下形式:

$$M = \lg \left(\frac{A}{T} \right)_{\max} + \sigma(\Delta) \quad (8)$$

不同的波型有不同的校准函数 $\sigma(\Delta)$ 。

对于 LH 波, 在 $2^\circ \sim 160^\circ$ 之间采用面波震级校准函数:

$$\sigma(\Delta) = 1.66 \lg \Delta + 3.3 \quad (9)$$

式(8)和(9)为 1967 年苏黎世 IASPEI 会议所推荐, 被世界大多数机构应用至今。对于面波震级, 式(9)扩充到 LZ 波, 并限定 $T = 17 \sim 23 \text{ s}$, $\Delta \geq 20^\circ$ (Bath, 1979)。该限定条件基本与古登堡和里克特的原始面波震级的测定条件相符合。

对于 20 s 面波, 令 $\Delta = 90^\circ$, 从式(8)和式(9), 我们得到:

$$M_S = 5.24 + \lg A \quad (10)$$

式(10)与式(3)相比较, 可见 IASPEI 推荐的 M_S 公式, 相对 1936 年的原始面波震级基准已提高了 0.20 震级单位。

经过约 30 年的不断研究, 至此已完成了古登堡-里克特震级体系。迄今, M_L 、 M_S 和 m_B 或 m_b 一直是国际各地震机构最通用的震级标度。

2 近代震级概念的发展

约自 60 年代以后, 在古登堡-里克特震级体系的基础上, 出现了几种新的震级标度, 如 L_g 震级 m_{Lg} 、矩震级 M_w 和尾波震级 M_c (包括持续时间震级 M_D) 等。分述如下:

2.1 L_g 震级

鉴于近震距离内测定的震级显示了很大的偏差, 如内华达试验场的爆破在 150~2 100

km 范围内的震级产生了高达 0.19 震级单位的偏离, 1967 年 Baker 最先在美国提出利用 Lg 波测定近震震级。1973 年 Nuttli 开创了通过测定 Lg 波衰减系数 γ 值, 确定震级校准函数的方法。并以远震 m_b 为参考基准, 建立了美国东部的 m_{Lg} 震级标度。

50 年代以来, 关于 Lg 波的理论认为, Lg 是地壳内的高阶型短周期面波, 或解释为地壳内各界面多次全反射 S 波的叠加(葛焕称, 1994)。Nuttli(1973) 和 Baker(1967) 都曾指出 W-A 仪记录的最大振幅就是 Lg 波的最大振幅。葛焕称(1995)阐明, 在震中距约 100 km 以外, 中国各区域走时表中的 S 相就是地壳导波 Lg 波群的起始相; 测定中国 M_L (CHN) 时使用的短周期记录的最大 S 波振幅, 正是 Lg 波群的最大振幅。

Herrmann 和 Nuttli(1982) 定义 Lg 震级基准: 在震中距 10 km 外, 对于 $m_{Lg} = 5.0$ 的地震, $T = 1.0 \pm 0.2$ s 的地动振幅为 $115 \mu m$ 。并指出在 3~5 级震级范围内, 有 $m_{Lg} = M_L$ 。Herrmann 和 Kijko(1983) 给出对于任意频率 f 的 Lg 震级标准化公式:

$$m_{Lg}(f) = \lg A_{Lg} + \left(\frac{5}{6}\right) \lg \Delta + 0.4343 \gamma \Delta - 2.10 \quad (11)$$

式中, $\lg A_{Lg}$ 为 Z 向 Lg 波最大持续振幅, 以 μm 为单位; Δ 为震中距, 以 km 为单位; γ 为 Lg 波滞弹性衰减系数, 以 km^{-1} 为单位。

由此, 对于地球上任何大陆地区, 仅须求出该区的 Lg 波 γ 值, 代入式(11), 即可得出该区的 m_{Lg} 标度。

80 年代初, 我国起步研究 Lg 震级。葛焕称等(1983)对江苏地区 Lg 波的衰减和 m_{Lg} 的测定方法进行了初步研究。葛焕称等(1986)发表了综合回归分析法, 该法可用于从多震-多台的振幅数据, 一次求解 γ 值。葛焕称等(1992)取得中国大陆地区的统一 m_{Lg} 标度, 公式为:

$$m_{Lg} = \lg A + q(\Delta) \quad (12)$$

式中, A 可分别表示 Z 和 H 向的 Lg 波最大持续振幅 A_{LgZ} 、 A_{LgH} 或 Lg 波群最大振幅 A_{msh} 、 A_{mrh} 的校准函数为:

$$q_{mrh}(\Delta) = \begin{cases} \left(\frac{5}{6}\right) \lg \Delta + 0.0012\Delta + 1.82 & (\text{当 } 100 \text{ km} \leq \Delta < 1100 \text{ km}) \\ \lg r + 0.0012r + 1.49 & (\text{当 } \Delta < 100 \text{ km}) \end{cases} \quad (13)$$

式中, r 为震源距。对于 A_{LgZ} 和 A_{LgH} 振幅, 仅需在 $q_{mrh}(\Delta)$ 的常数项上分别加 0.28、0.17、0.11 的修正数。 A_{mrh} 即用于计算 M_L (CHN) 的最大 S 波振幅。

中国大陆 m_{Lg} 标度不仅符合于 m_{Lg} 的原始定义和标准公式, 而且保持了由原 $R_1(\Delta)$ 或 $R_2(\Delta)$ 计算的中国 M_L (CHN) 震级水平。

2.2 尾波震级

尾波震级 M_C 包括持续时间震级 M_D 和一般的尾波震级。 M_D 是从测定整个地震波的持续时间决定, 因此, 是 M_C 的一种特殊情况。

1958 年 Bisztricsany 首次提出使用地震面波的持续时间测定远震震级的方法。而持续时间震级 M_D 较普遍地使用, 则在 1972 年 Lee 等使用中加利福尼亚高灵敏度遥测台网的地方震记录, 用持续时间进行地方震级测定之后。至于采用 M_D 的起因, Lee 等(1972)的文章中曾提到: 近年高灵敏度的地方台网代替了 W-A 仪, 于是须求一种新的估测 M_L 的

简便方法；地震台网标定和维护的困难，使得不能精确方便地计算地动位移；中加利福尼亚的遥测台网通常有 16 个台记录在一张胶片上，每道记录间隔约 1 cm。因为高增益（ $\sim 10^6$ ）和小间隔，约有 20% 以上的记录，最大持幅不能使用。于是导致利用波的持续时间测定震级的研究。

M_D 公式的形式一般有如下两种：

$$M_D = a_0 + a_1 \lg \tau + a_2 \Delta \quad (14)$$

$$M_D = a_0 + a_1 (\lg \tau)^2 + a_2 \Delta \quad (15)$$

式中， a_0 、 a_1 和 a_2 为常系数， τ 为持续时间。

式(15)相对式(14)可改善当 τ 较大时 M_D 相对参考震级 M_L 的下降。一般震中距校正项 $a_2 \Delta$ 较小，当 Δ 小时可以忽略。

在中国已有的关于 M_D 的研究有，北京台网(张少泉, 1977)，川滇地区(秦嘉政和陈培善, 1984)，江苏台网(陆振飞等, 1995)等对 M_L 或 m_{Lg} 的估计；以及从中国基本台网的 SK 记录估计面波震级的 M_D 公式(陈培善等, 1988)等。

1969 年 Aki 提出尾波反向散射理论，并证明尾波振幅是与 $\lg M_0$ 成正比的。其后，不少作者(如 Sutean and Whitcomb, 1979；陈培善和 Nuttli 等, 1984)通过该理论，利用尾波(一般规定使用 2 ts 以后的尾波段)计算震级(尾波震级 M_c)或地震矩($\lg M_0$)。但他们的计算公式十分冗长，且由于理论的近似性，影响了结果的可靠性。于是这种计算尾波震级的方法难以投入实际使用。

黄才中等(1987, 1995)发现在 DD-1 短周期地震记录上，尾波地动振幅与尾波推移时间(自 P 波初至起算)存在着良好的线性关系。由此导出了中国东部苏鲁豫皖四省地区 DD-1 笔绘短周期记录的 M_c 公式，对于 H 向有

$$M_c = 0.78 \lg A_H(\tau_H) + 1.74 \lg \tau_H + 1.12 \quad (16)$$

对于 Z 向，仅需增加 0.11 的常数项修正。式中 $A_H(\tau_H)$ 为尾波推移时间 τ_H (s) 处的峰-峰地动振幅(μm)。东部 M_c 以中国统一 m_{Lg} 标度作参考基准。一道记录可作 2~3 个点的测量，从而可将 M_c 的测定误差保持在 0.1 级以下。

式(16)适用于 S 波最大振幅群以后规则衰减的全部尾波段，不存在一般所谓的“2 ts 以后”的限制。该标度不仅可用于记录出格的大震，且可用于尾波部分缺失的记录。对于大震速报尤为实用。

2.3 矩震级 M_w

地震矩 M_0 反映了地震波长周期极限位移谱密度或地震形变规模的大小。1968 年 Wyss 和 Brune 首先发现 M_0 与 M_L 之间的关系：

$$\lg M_0 = 17.0 + 1.4 M_L \quad (17)$$

适于加利福尼亚—内华达区域 6 级以下的地震。

Hanks 和 Thatcher(1972)指出：“直接根据地震辐射能估计震级，而不是相反，可能不仅巧妙地克服用测量窄带时间域振幅表示震源强度的困难，而且随着 70 年代早期发展起来的对震源全体谱特征知识的增加，已有可能成为现实。”

Kanamori(1977)认识到这种可能性,通过下列关系独立地估计地震波辐射能量:

$$E_s = \frac{\Delta\sigma}{2\mu} M_0$$

这里 $\Delta\sigma$ 为地震应力降, μ 为剪切模量。利用浅震震源应力降的一致性,实际上, $\Delta\sigma/\mu \cong 1.0 \times 10^{-1}$ 。并由古登堡-里克特(1949)的经验关系:

$$\lg E_s = 1.5 M_s + 11.8$$

将 $E_s = M_0/(2 \times 10^4)$ 代入上式,并将 M_s 改为 M_w ,取得下式:

$$\lg M_0 = 1.5 M_w + 16.1 \quad (18)$$

Hanks 和 Kanamori(1979)又改写成

$$M_w = \frac{2}{3} \lg M_0 - 10.7 \quad (19)$$

式中, M_0 以 $N \cdot cm$ 为单位。上式成为矩震级 M_w 的定义,与 M_L 在 $3 \leq M_L \leq 7$ 之间,与 M_s 在 $5 \leq M_s \leq 7 \frac{1}{2}$ 之间符合。

陈培善和白彤霞(1991)导出了 M_0 与 M_s 、 M_L 、 m_b 之间的关系。提出:当 $6.4 < M_s \leq 7.8$ 时, $M_w = M_s$; 当 $3.8 < m_b \leq 5.2$ 时, $M_w = m_b$, $M_w \approx M_L$ 。

约 1 s 周期的 M_L 和 m_b 震级,约至 7 级时就达到饱和,20 s 面波震级 M_s 约至 8.6 级达到饱和。 M_w 却不存在震级饱和的问题,对任何大小地震都有意义,可测量。且可与我们熟悉的各种震级标度衔接,因此是度量地震大小的最佳物理量,陈培善(1995)表示:“如果对公众只报一个震级的话,它是最好的候选者”。

自 70 年代以来,随着地震矩张量反演理论研究的进展,发展了一套半自动化常规大量反演地震矩张量的程序,至今 PDE,EDR 和 BISC 报告已定期公布全球 $m_b \geq 5.5$ 的矩张量解、震源机制解和标量地震矩值。我国自 80 年代以来,姚振兴、陈运泰、陈培善、方韶东、刘瑞丰等对矩张量反演作了大量研究工作,使反演工作达到半自动化和实用化,矩张量解的常规报告已指日可待(陈培善,1995)。这些研究为矩震级的实用化打下了坚实的基础。

3 震级测定中的几个问题

震级测定中关于理论公式和测定方法有许多值得注意的具体问题。

3.1 关于震级基准

震级的基准均基于经验性的测定,或从不同震级经验关系过渡而来。因此,震级基准一般地明显依赖于地区、仪器、震中距、所测震波的周期等因素。

我们看到,从里克特原始震级 M_L 基准首先过渡到震级 M_s ,由 M_s 又依次过渡到原始 m_b → 统一 m → 长周期 m_B → 短周期 m_b → m_{bLg} → m_{Lg} 。并由 M_s 与 E_s 的经验关系,过渡到

M_w 。再由南加利福尼亚的原始 $M_L \rightarrow$ 世界其他地区的 $M_L \rightarrow M_D$ 和 M_C 。此外,如前所述, M_S 的基准,60年代相对30年代提高了0.20级。远震体波震级的定义经历数次变化。还应注意即使同一标度不同地震机构采用的震级公式也会有差异,如中国 M_S 公式较国际 M_S 公式高出0.2级。

由此看到,各种震级的基准点和定义随着历史的发展而在不断地演变。加之,即使在相同时代,不同地区的不同地震机构之间也存在差异。不同的震级标度又反映了不同的地震波频谱的水平。因此,不同的震级标度尽管相继过渡而来,但它们是不可能完全一致的,只能是尽量地做到基本一致。

值得一提的是,式(11)和式(19)式表示 m_{Lg} 和 M_w 标度已分别与具有明确物理意义的物理量衰减系数 γ 和地震矩 M_0 联系起来,赋与了这两种标度以明确的物理意义,大大有利于全球测定 m_{Lg} 、 M_w 的统一。

3.2 关于区域校正和台站校正

《中国地震台网观测报告》自1966年以来一直使用郭履灿等的北京台面波震级校准函

$$\sigma_{PEK}(\Delta) = 1.66 \lg \Delta = 3.5 \quad (\Delta = 1^\circ \sim 130^\circ, T \geq 3 \text{ s}) \quad (20)$$

数上式较 IASPEI 推荐的式(9)明显地高出0.2,此外,震中距范围和面波周期存在重要差别。

早在1982年陈培善、曲克信等就已提出中国台网比国际权威机构的面波震级系统偏高了0.2级。

1993年《中国地震台网观测报告》规定:对763长周期垂直向记录,采用IASPEI的规定式(9);对SK中周期地震仪仍采用式(20)。定出的震级分别以“ M_{S_2} ”和“ M_S ”表示。

葛焕称等(1989)对世界各地震服务机构的 M_S 值作对比的结果指出:据1978~1980年的资料,PEK相对于NEIS、ISC和MOS平均偏高各为0.20、0.15和0.14级。并发现:西太平洋地震带相对于大陆地区的 M_S (PEK)偏低约0.2~0.3级。而西太平洋地震带在中国台网报告上却占总地震数的半数以上。由此估计郭履灿等的 $\sigma_{PEK}(\Delta)$ 的偏高主要可能是过多地采用了西太平洋地震带地震的结果。

1974年Chrisloskov等提出建立欧亚大陆(实际上是前苏联和东欧地区)均匀震级系统。其基本思路是在大陆内部选约30个台作为“震级参考台”,一个台作为“基本台”。假定基本台的台站校正总为零,确定所有参考台相对于基本台的台站校正。笔者认为,如果考虑到基本台的所在区域和台基的特殊性以及地震射线的路径差异,“基本台”是不可能成为真正的震级基准的。因此这种方法是不可取的。

笔者在研究中(葛焕称等,1992)发现,在不同的构造地区,即使使用标准化 m_{Lg} 公式(11),也会测到不同的震级值,因此,除了台站校正外,区域校正震级测定中是需要进一步研究的。

3.3 振幅、周期和震中距

某震相的振幅、周期以及规定的震中距范围,是震级测定中的3个要素。对此三要素,不同的地震机构有不同的规定,并在不同时期有频繁的变化。试以ISC和USCGS(NEIC的前身)的 M_S 测定为例(据约1980年前的统计):

(1) ISC。①振幅：1976年12月以前用水平向合成振幅。1971年1月以后，用竖直向或水平向合成振幅；②周期：1978年6月以前规定周期约为20 s，1978年7月以后为10~60 s 周期；③震中距：1977年12月前规定 $20^{\circ}\sim 160^{\circ}$ 之间的台站，分别计算 M_s 。1978年1~6月在 $25^{\circ}\sim 160^{\circ}$ 之间，采用平均 M_s 。1978年7月后， $5^{\circ}\sim 160^{\circ}$ 间的台计算 M_s ， $20^{\circ}\sim 160^{\circ}$ 间的台参与计算平均 M_s 。此外，对震源深度没有限制。

(2) USCGS。1968年始发布 M_s ，规定：①震中距： $20^{\circ}\sim 160^{\circ}$ ；②周期：18~22 s 的面波；③振幅：1968~1975年中，采用水平向合成振幅，1975年中以后，采用竖直向瑞利波。此外震源深度规定小于50 km 的地震。

1987年9月24日美国国家地震情报中心(NEIC)B. W. Presgrave 给笔者的信中，附寄了1979年堪培拉IASPEI采用的“测量和报告振幅和周期指南”(Instructions for Measuring and Reporting Amplitudes and Periods)。该指南为NEIC所遵循。现就一些重要规定摘录如下：

对于P/S和面波，报告振幅 A 和周期 T 以及测定它们(相对于P波初至)的时间是重要的。对于上下极不对称的振幅，应该测量相对基线的最大偏离。竖直向的 A 和 T 是最重要的。如果水平向是可用的话，也应报告两水平向相同时刻的数据。P波振幅通常在初至后25 s以内或至下一个清楚的震相之前测量，但是此间隔对大震可延伸到60 s。S波的振幅可选在S波起始之后40~60 s 测量，对于远震($\Delta > 25^{\circ}$)面波，如果最大振幅不在17~23 s 的范围内，那么在此范围内的最大振幅也应报告。

上述规定与1979年固体地球物理世界资料中心A的《地震观测业务手册》的相关内容作比较，可以发现有所改动。如测定P波振幅，《地震观测业务手册》规定对于中小地震在初至以后20 s内测量。而在早期古登堡和里克特的工作中，这个时间约为10 s，后来美国地质调查局又规定过5 s和3 s。这种规定的变化是应加注意的。

Presgrave(1987)的信中还提到：对一个观测者来说，测定最大(A/T)是困难的。事实上，NEIC和ISC报告的大多数振幅是最大 A 值，一些台站可能仍然还报告前3 s的最大值，而不是IASPEI推荐的前25 s内或下一个清晰震相之前。为此，我们认为 M_B (指 m_b)定义中 A “不一定是P波群中的最大值”。

在测定 m_{Lg} 中，Nuttli采用的是Lg波最大持续振幅，定义为：在群速度3.55和3.30 km/s之间的第三大振幅(葛焕称等，1991)。该定义的用意在于取得Lg波埃里相的平均振幅水平。葛焕称等(1991)研究表明：使用传统的Lg波群最大振幅与Lg波最大持续振幅测定的 m_{Lg} 值一致性很好，其精度也差不多。为保持观测数据历史的连贯性，并考虑到实际测量的方便和可行性，我们仍然使用最大振幅，但必须在震级公式中作相应的常数项校正。

4 结语

自1935年至今60余年以来，震级研究和应用度过了漫长的历程，震级的物理概念和测量方法均在不断地、频繁地演变之中。前20年古登堡和里克特创立了古登堡-里克特震级体系，奠定了至今震级测定的基础。他们首先创立了在南加利福尼亚近震距离内的地方

震级标度,然后据此建议了远震 20 s 面波震级标度,再依据面波震级建立了远震体波震级标度。当初他们认为这三种震级标度仅仅是在不同的距离,用不同的仪器记录到的不同的震相波型,用不同的方法测定的同一个震级,均用符号“ M ”来表示。到 50 年代,他们认识到这三种震级是不同的震级标度,分别以“ M_L ”、“ M_S ”和“ m_B ”来表示。但他们同时不放弃统一震级的努力,提出了所谓的“统一震级 m ”。后来虽然统一震级流产了,然而统一震级校准函数 $Q(\Delta, h)$ 却成为至今测定远震体波震级的世界通用的校准函数。而 M_L 、 M_S 和 m_B (长周期体波震级)或 m_b (短周期体波震级)已成为世界各地震机构最通用的三种震级标度。

随着地震波频谱和震级研究的进展, Duda 等提出了谱震级 (Duda and Nuttli, 1974; Notmann and Duda, 1982)。虽然谱震级的实用化是困难的,然而,通过对地震波谱的深入研究,除了可以取得更多的震源信息以外,进一步说明了“一个地震只有一个震级”的概念错误。事实上, M_L 是根据 W-A 仪地震记录的最大振幅(属 Lg 波)测定的,波的周期范围是 0.1~3 s; M_S 相对于 20 s 的面波; m_B 是古登堡-里克特使用的体波震级,或用长周期地震仪测定的体波震级,波的周期约为 0.5~12 s; m_b 是后来 EDR 或 ISC 上使用的约 1 s 的 P 波震级 (Kanamori, 1983)。它们分别代表不同周期范围不同波型上的地震波相对的能量大小。

六七十年代以后发展起来的三种震级标度—— M_w 、 m_{Lg} 和 M_c , 是三种重要的震级标度。 M_w 代表地震波零频谱的能量水平,直接用地震矩表示,是一个绝对的力学标度,不存在震级饱和问题,被认为是度量地震大小的最佳震级标度。随着地震矩张量反演自动化和实用化研究的进展,我国可望很快实现中强震的 M_w 常规报告。通过 m_{Lg} 标准公式中的 Lg 波 γ 值的区域测量,可以实现全球大陆 m_{Lg} 标度的统一。因此, m_{Lg} 可取代 M_L 成为全球统一的近震震级标度。理论上, M_c 是与 $\lg M_0$ 成正比的,因此,可用于估计 M_w 。我们的观测表明, M_c 可以非常好地用来估计 m_{Lg} 值。此外, M_c 可在大震出格或地震波“尾巴”缺失的情况下测定震级,且有测量简便、精度高等优点,是一种很好的方法。笔者认为,在 5~6 级以上,采用 M_w 标度;在此以下,则采用 m_{Lg} ;而 M_c 则可作为 M_w 和 m_{Lg} 的辅助测量手段。

近代国内外地震机构均规定测什么震级报什么震级,各种标度之间一律不作换算,除非是为了研究需要,对无法用直接计算法得到的数据空白提供大致估计而已。

震级的概念和测量方法,无论是从纵向的历史,还是从横向的同一时期不同国度和机构来看,都存在着频繁的变化和差异。尽管变化曾使震级标度的基准几度调整,现在的震级已不可能完全与古登堡-里克特的早期的震级标度一致,甚至古登堡、里克特就曾几度变易其基准。然而,总的看震级的标度是日趋完善,概念亦日趋明确。近十多年来,我国不少学者已认识到我国的 M_L 和 M_S 标度的缺陷,并已有了充分的研究,其改进亦势在必行。

16 年前在谢毓寿教授的关心和支持下,我起步涉足震级研究领域。今恭逢谢老八十八华诞之际,仅以此文献给谢老,以志庆贺。

参 考 文 献

陈培善. 1982. 地震震级的综合评述. 地震地磁观测与研究, 3(3):14~19

陈培善, 胡瑞华, 周坤根, 陈海通. 1988. 由 SK 地震仪的尾波持续时间快速测定面波震级. 地震学报,

- 陈培善, 白彤霞. 1991. 震源参数之间的定量关系. 地震学报, 13, 401~410
- 陈培善. 1995. 地震矩张量及其反演. 地震地磁观测与研究, 16(5): 19~53
- 葛焕称, 黄才中, 叶培元, 陈静巧. 1983. 江苏及其邻近地区 Lg 波的衰减和 m_{Lg} 的初步测定. 地震地磁观测与研究, 4(4): 11~14
- 葛焕称, 黄才中, 叶培元, 陆振飞. 1986. “综合回归分析”与中国东部六省地区 Lg 波衰减的测定. 地震学报, 8, 367~381
- 葛焕称, 黄才中, 叶培元, 陆振飞. 1987. 中国东部六省的 Lg 震级(上)——测定方法和结果. 地震学报, 9, 36~51
- 葛焕称, 许福喜, 倪岳伟, 叶培元. 1989. 世界地震服务机构 M_s 值的对比. 地震地磁观测与研究, 10(1): 4~11
- 葛焕称, 倪岳伟, 黄才中, 李永勤. 1991. 中国东部六省的修订 m_{Lg} 标度. 地震学报, 13, 171~178
- 葛焕称, 倪岳伟, 李敬华, 黄才中, 李永勤, 鹿凤霞, 许福喜, 蒋耀明. 1992. 中国大陆区域 Lg 震级标度. 地震学报, 14, 51~61
- 葛焕称. 1994. 论 $\bar{P}$ 和 $\bar{S}$ 及其相关震相. 见: 中国固体地球物理学进展——庆贺曾融生教授诞辰七十年. 北京: 海洋出版社, 305~313
- 葛焕称. 1995. 关于近震震相的若干问题. 地震学报, 17, 46~51
- 黄才中, 葛焕称, 江铁鹰. 1987. 尾波震级的一种多点标度新方法. 地震地磁观测与研究, 8(3): 96~97
- 黄才中, 葛焕称, 江铁鹰, 倪岳伟. 1995. 中国东部的尾波衰减经验关系和震级. 地震学刊, (1): 1~8
- 陆振飞, 郑建华, 黄才中, 葛焕称. 1995. 江苏台网尾波持续时间震级的初步研究. 地震学刊, (3): 20~24
- 秦嘉政, 陈培善. 1984. 用地震波的持续时间测定川滇地区的近震震级. 地震学报, 6, 58~65
- 张少泉. 1977. 近震分析. 北京: 地震出版社, 271
- Aki, K., 1969. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.*, 74, 615~631
- Baker, R. G., 1967. Preliminary study for determining magnitude from Lg. *Earthq. Notes*, 38, 23~28
- Bath, M., 1979. *Introduction to Seismology*. Birkhäuser, Basel, 2nd ed., 428.
- Bisyrtricsany, E., 1958. A new method for the determination of the magnitude of earthquake. *Geofiz. Kôzl. (Budapest, Hungary)*, 7, 69~96
- Chen, P. S., Nuttli, O. W. *et al.*, 1984. Estimates of short-period Q values and seismic moments from coda waves for earthquakes of the Beijing, and Yunnan regions of China. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74, 1189~1207
- Christoskov, L., Fedorova, I. V., Kondorskaya, N. V., Vaněk, J., 1974. On a homogeneous system of selected Eurasian stations for magnitude determinations. *Pure Appl. Geophys.*, 112, 619~626
- Duda, S. J. and Nuttli, O. W., 1974. Earthquake magnitude scale. *Geophys. Surv.*, 1, 429~458
- Gutenberg, B. and Richter, C. F., 1936. On Seismic waves (Third paper). *Gerlands Beitrage zur Geophysik*, 47, 73~131
- Gutenberg, B., 1945 a. Amplitude of surface waves and magnitudes of shallow earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 35, 3~12
- Gutenberg, B., 1945 b. Amplitudes of P, PP, and S and magnitude of shallow earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 35, 57~69
- Gutenberg, B., 1945 c. Magnitude determination for deep-focus earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 35, 117~130
- Gutenberg, B. and Richter, C. F., 1956 a. Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration

- (second paper). *Bull. Seism. Soc. Am.* , 46, 105~145
- Gutenberg, B. and Richter, C. F. , 1956 b. Magnitude and energy of earthquakes. *Ann. Geofis.* , 9, 1~15
- Hands, T. C. and Kanamori, H. , 1979. A moment magnitude scale. *J. Geophys.* , 84, 2348~2350
- Hanks, T. C. and Thatcher, W. , 1972. A graphical representation of seismic source parameters. *J. Geophys. Res.* , 77, 4393~4405
- Herrmann, R. B. and Nuttli, O. W. , 1982. Magnitude: the relation of M_L to m_{BL} . *Bull. Seism. Soc. Am.* , 72, 389~397
- Herrmann, R. B. and Kijko, A. , 1983. Short-period L_g magnitudes: instrument, attenuation, and source effects. *Bull. Seism. Soc. Am.* , 73, 1835~1850
- Kanamori, H. , 1977. The energy release in great earthquakes. *J. Geophys. Res.* , 82, 2981~2987
- Karnik, V. , Kondorskaya, N. V. *et al.* , 1962. Standardization of the earthquake magnitude scale. *Studia Geoph. et Geod.* , 6, 41~47
- Lee, W. H. K. , Bennett, R. E. and Meagher, K. L. , 1972. A method of estimating magnitude of local earthquakes from signal duration. *U. S. Geol. Surv., Open-File Rep.* , 28
- Nortmann, R. and Duda, S. J. , 1982. The amplitude spectra of P and S waves and the bodywave magnitude of earthquakes. *Tectonophysics* , 84, 17~32
- Nuttli, O. W. , 1973. Seismic wave attenuation and magnitude relations of Eastern North America. *J. Geophys. Res.* , 78, 876~885
- Richter, C. F. , 1935. An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seism. Soc. Am.* , 25, 1~32
- Stueau, A. M. and Whitcomb, J. H. , 1979. A local earthquake coda magnitude and its relation to duration, moment M_0 , and local magnitude M_L . *Bull. Seism. Soc. Am.* , 69, 353~368
- Wyss, M. and Brune, J. N. , 1968. Seismic moment, stress, and source dimensions for earthquakes in the California-Nevada region. *J. Geophys. Res.* , 73, 4681~4694

EVOLUTION HISTORY OF MAGNITUDE CONCEPTIONS AND DETERMINATION METHODS

Ge Huancheng

(Seismological Bureau of Jiangsu Province, Nanjing 210014, China)

Abstract

In this paper we expound the Gutenberg-Richter magnitude system, its foundation, evolution, and completion; and the development of modern magnitude conceptions. It is pointed out that the three significant magnitude scales of M_w , m_{Lg} and M_c in modern magnitude research possess obvious physical conceptions and practical value. The various practical problems and rules in magnitude determination are explained in greater detail.

Key words: magnitude, Richter magnitude, surface wave magnitude, body wave magnitude, moment magnitude, m_{Lg} , M_c