

由二维破裂模式导出的地震定标律

陈培善 陈海通

(国家地震局地球物理研究所)

摘 要

使用二维矩形破裂模式,导出了大小不同地震的震源位移谱的表达式.位移谱有三个拐角频率 f_{c1}, f_{c2}, f_{c3} . f_{c1} 和 f_{c2} 分别联系着长度方向和宽度方向的破裂时间, f_{c3} 联系着震源函数的上升时间.根据三个拐角频率,可以把位移谱 $u(\omega)$ 分成四个区域,在I区, $f < f_{c1}$, $u(\omega) = u(0) \propto f^0$;在II区, $f_{c1} < f < f_{c2}$, $u(\omega) \propto \frac{1}{f}$;在III区, $f_{c2} < f < f_{c3}$, $u(\omega) \propto \frac{1}{f^2}$;在IV区, $f > f_{c3}$, $u(\omega) \propto \frac{1}{f^3}$.由于在四个区域 $u(\omega)$ 随频率的增加下降的速度不一样,决定了震源参数在不同的震级范围内(也就是不同地震矩范围)有不同的表达式.假定地震满足几何相似、应力环境相似以及动力学相似条件,因而地震矩 M_0 ,长度和宽度方向的破裂时间、上升时间都可以用断层长度 L 来定标.根据Dziewonski and Woodhouse给出的1981—1983年800多个地震的地震矩 M_0 资料,以及BISC给出的面波震级 M_s 、体波震级 m_b ,来确定定标律中的常数.这样就可以从定标律推导出震源参数之间的统计关系.

关键词 地震定标律;二维破裂模式;震级

一、引 言

地震定标律(Scaling law)是企图解决地震的相似性问题.它是震源参数之间的统计关系的理论基础.

Tsuboi^[1]首先研究了地震的相似性问题.他企图用一个参数把不同尺度的地震联系起来.1967年Aki^[2]系统地研究了总体震源参数与震源谱的关系,对地震定标律的研究作出了开创性的贡献.后来Brune^[3-4]提出的Brune震源模式,对人们理解平均震源谱有很大的贡献.继而H. Kanamori and D. L. Anderson^[5], R. J. Geller^[6], R. Sato^[7], G. Purcaru and Berckhemer^[8], O. W. Nuttli^[9-11]都从不同方面对地震定标律作出了自己的贡献.近年来还不断有人讨论这方面的问题,如K. Aki^[12], H. C. Hanks and D. M. Boore^[13], W. B. Joyner^[14], J. Fletcher etc^[15], R. Console^[16],使定标律向极大地震方面、向加速度谱方面发展.可见,地震定标律有极其丰富的内容,并可应用到许多方面.

本文企图从较接近真实情况的二维破裂模式出发,并考虑到有限的破裂速度和有限

的位错速度(即位错量除以震源上升时间),并用近年得到的更加丰富的观测资料,去确定模式中的常数,使定标律更接近实际.

二、理论模式

用位错模式,可以得到在全空间中任一点 P 波和 S 波的位移表达式^[17]

$$u_c(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu R_{\theta\varphi}^c}{4\pi\rho c^3 r} Q(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

式中的 $c = \alpha$ 或 β , 分别代表 P 波和 S 波的表达式, $R_{\theta\varphi}^c$ 是辐射图形因子, r 是震源距, $Q(\mathbf{x}, t)$ 是位错速度在断层面上的积分

$$Q(\mathbf{x}, t) = \iint_{\Sigma} \dot{D}\left(\boldsymbol{\xi}, t - \frac{r}{c}\right) d\Sigma \quad (2)$$

$Q(\mathbf{x}, t)$ 代表了 P 波或 S 波远场位移波形,展开(2)式中的 r

$$r = r_0 \left[1 + \frac{|\boldsymbol{\xi}|^2}{r_0^2} - \frac{2(\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{\nu})}{r_0} \right]^{1/2} \approx r_0 - (\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{\nu}) \quad (3)$$

$\mathbf{r} = \mathbf{x}$ 是从小面源 $d\Sigma$ 到接收器的矢量, $\boldsymbol{\xi}$ 是从坐标原点到小面源 $d\Sigma$ 的矢量, $\boldsymbol{\nu}$ 是从坐标原点到接收器的单位矢量 ($\boldsymbol{\nu} = \frac{\mathbf{r}_0}{r_0}$, 图 1).

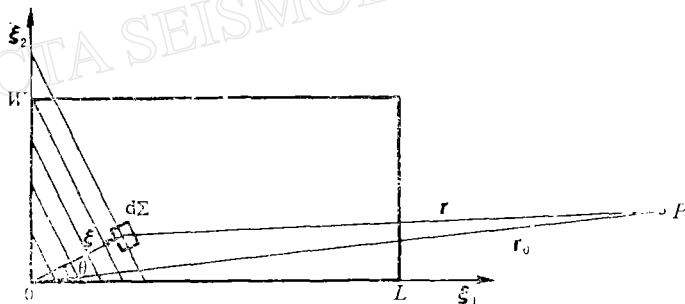


图 1 矩形二维破裂模式示意图

当破裂面的最大尺度 $L^2 \ll \frac{\lambda r_0}{2}$ 时,可以采用(3)式的近似,这时

$$Q(\mathbf{x}, t) = \iint_{\Sigma} \dot{D}\left(\boldsymbol{\xi}, t - \frac{r_0 - (\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{\nu})}{c}\right) d\Sigma \quad (4)$$

我们采用矩形二维破裂模式,破裂面的长度为 L , 宽度为 W . 假定破裂从原点开始,以恒定破裂速度向长度和宽度两个方向扩展(如图 1 所示). 震源时间函数采用 Haskell (1969)定义的斜坡函数 $G(t)$, 上升时间为 τ , 终止位错为 D_0 . 这样

$$D(\boldsymbol{\xi}, t) = D_0 G\left(t - \frac{\xi_1 \cos \theta}{v_r} - \frac{\xi_2 \sin \theta}{v_r}\right) \quad (5)$$

式中 v_r 是破裂速度, θ 是破裂方向和 ξ_1 的夹角,把(5)代入(4)得到

$$\Omega(\mathbf{x}, t) = D_0 \int_0^W \int_0^L \dot{D} \left(t - \frac{r_0}{c} + \frac{\xi_1 v_1}{c} - \frac{\xi_1 \cos \theta}{v_r} + \frac{\xi_2 v_2}{c} - \frac{\xi_2 \sin \theta}{v_r} \right) d\xi_1 d\xi_2$$

把上式变到频率域得到

$$\begin{aligned} \Omega(\mathbf{x}, \omega) = & -i\omega G(\omega) e^{i\omega r_0/c} D_0 \int_0^L \exp \left(i\omega \xi_1 \left(\frac{\cos \theta}{v_r} - \frac{v_1}{c} \right) \right) d\xi_1 \\ & \cdot \int_0^W \exp \left(i\omega \xi_2 \left(\frac{\sin \theta}{v_r} - \frac{v_2}{c} \right) \right) d\xi_2 \end{aligned} \quad (6)$$

$$|\Omega(\mathbf{x}, \omega)| = 2LW\bar{D} \left| \frac{\sin(\omega X_L)}{\omega X_L} \right| \left| \frac{\sin(\omega X_W)}{\omega X_W} \right| \left| \frac{\sin(\omega X_r)}{\omega X_r} \right| \quad (7)$$

\bar{D} 是平均位错, $\bar{D} = D_0/2$. 把(1)式变到频率域并利用上式结果得到

$$|U_e(\mathbf{x}, \omega)| = \frac{2M_0 R_{\theta\varphi}^e}{4\pi\rho c^3 r} \left| \frac{\sin(\omega X_L)}{\omega X_L} \right| \left| \frac{\sin(\omega X_W)}{\omega X_W} \right| \left| \frac{\sin(\omega X_r)}{\omega X_r} \right| \quad (8)$$

式中 M_0 是地震矩, $M_0 = \mu\bar{D}LW = \mu\bar{D}S$, S 是断层面面积. X_L 和 X_W 是分别联系着长度和宽度方向的破裂时间, X_r 是上升时间的一半.

$$X_L = \frac{L}{2} \left(\frac{\cos \theta}{v_r} - \frac{v_1}{c} \right) \quad (9)$$

$$X_W = \frac{W}{2} \left(\frac{\sin \theta}{v_r} - \frac{v_2}{c} \right) \quad (10)$$

$$X_r = \frac{\tau}{2} \quad (11)$$

三、平均位移谱特征

上面(8)–(11)式是对特定地震导出的表达式. 不同的地震将有不同的取向, 表现为 θ , v_1 , v_2 不同. 我们企图得到不同取向地震的 X_L , X_W 的统计平均特性, 对(9)和(10)在震源球上求平均, 得到

$$\langle X_L \rangle = \frac{\cos \bar{\theta}}{2v_r} L$$

$$\langle X_W \rangle = \frac{\sin \bar{\theta}}{2v_r} W$$

v_1 和 v_2 的平均值应该为 0, 破裂方向角的平均值假定为 $\bar{\theta}$, “ $\langle \rangle$ ” 表示求平均.

考察地震之间的相似性, 先考察几何相似. 地震断层面的形状是五花八门的, 有狭长的, 有接近于圆形的等等. 但已经测得断层长度和宽度的资料表明 (Geller 文中表 1 和图 1 的资料^[6]), 平均取

$$L = 2W \quad (12)$$

是合适的, 我们亦取此值.

如果认为位错量主要是裂纹面上的弹性位移, 对圆盘形位错模式有

$$\bar{D} = \frac{16}{7\pi} \frac{\Delta\sigma a}{\mu} \quad (13)$$

式中的 $\Delta\sigma$ 是应力降, a 是圆盘半径. 如果地震的应力降对大小地震都一样的话, 则 $\bar{D} \propto$

$a \sim L/2$. 从断裂力学考虑, 如果认为地震位错主要是裂纹尖端的非弹性位移, 对倾滑断层(断裂力学中的 III 型破裂)有^[18]

$$\bar{D} = \frac{\pi L \tau_0^2}{8 \mu \tau_y} = 4.0 \times 10^{-5} L \quad (14)$$

式中的 τ_0 是区域剪应力值, 取 $\tau_0 = 10 \text{ MPa}$, τ_y 是屈服应力, 取 $\tau_y = 30 \text{ MPa}$, $\mu = 33 \text{ GPa}$. 如果对不同区域大小地震的 τ_0 和 τ_y 都一样, 则有 $\bar{D} \propto L$. 所以可以写成

$$\bar{D}/L = c_D = 4.0 \times 10^{-5} \quad (15)$$

这是地震发生的应力环境相似条件. c_D 是常数.

利用(12)和(14)式, 立刻可以得到

$$M_0 (\text{dyne} \cdot \text{cm}) = c_M L^3 = 6.54 \times 10^{21} L^3 (\text{km}) = 6.54 \times 10^5 L^3 (\text{cm}) \quad (16)$$

以及 M_0 和破裂面积 $S = LW = \frac{1}{2} L^2$ 之间的关系

$$\log M_0 = 1.5 \log S (\text{km}^2) + 22.26 \quad (17)$$

地震矩 M_0 和破裂(断层)面积 S 是震源参数中比较可靠的两个参数, 测量误差也较小. Purcaru and Berckhemer^[8] 把许多人的测量结果汇集在一起(图 2), 他们得到的拟合直线是

$$\log M_0 = (1.5 \pm 0.02) \log S + (22.25 \pm 0.05)$$

与我们导出的结果十分相近. 说明公式(14)是合理的, (12), (14)式中采用的常数也是合适的.

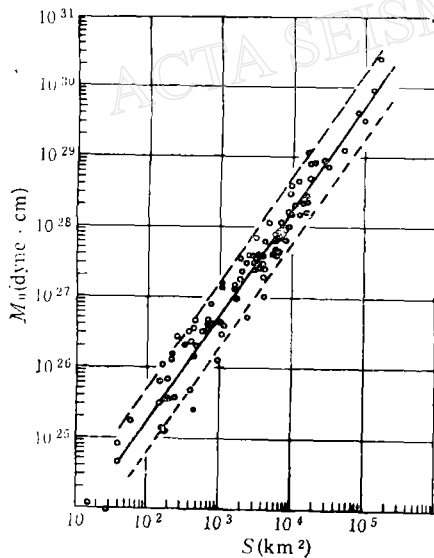


图 2 对走滑断层 SS (圆圈) 和倾滑断层 DS (黑点), 地震矩 M_0 和断层面积 (km^2) 之间的关系

上升时间 $\tau = D_0 / \dot{D}(t)$, $\dot{D}(t)$ 是位错速度 (或叫滑动速度), 如果它对大小地震都一样的话, 则 $\tau \propto \bar{D}$, 这是地震动力学相似条件. 如果还满足应力环境相似条件, 则有

$$\tau/L = c_\tau \quad (18)$$

c_τ 是常数.

根据上面讨论的三个相似条件(12)、(15)、(18), 可以把 X_L , X_W , X_r 都用断层长度 L 来定标

$$\langle X_L \rangle = \frac{\cos \bar{\theta}}{2 \nu_r} L = c_L L \quad (19)$$

$$\langle X_W \rangle = \frac{\sin \bar{\theta}}{4 \nu_r} L = c_W L \quad (20)$$

$$\langle X_r \rangle = \frac{\tau}{2} = c_r L \quad (21)$$

式中的 c_L , c_W , c_r 均为适当的常数, 它们的具体数值, 要由实际资料确定. 这里可以讨论一下它们的相对大小. 由于 X_L , X_W 分别联着长度和宽度方向破裂花费的时间, 又 $L = 2W$,

所以 X_L 应该 $> X_W$, 而上升时间 τ 一般是 \ll 破裂时间的^[19], 所以 X_r 应最小.

根据上面讨论的相似条件(12)–(21), 我们来讨论地震谱的一般性质, 在(7)和(8)中

作一近似

$$|\sin X/X| = \begin{cases} 1 & \text{当 } X \leq 1 \text{ 时} \\ 1/X & \text{当 } X > 1 \text{ 时,} \end{cases} \quad (22)$$

这样由(8)式看到,当极低频($\omega \rightarrow 0$)时,

$$|U_e(\mathbf{x}, \omega)|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{M_0 R_{\theta\varphi}^c}{4\pi\rho c^3 r} \quad (23)$$

位移谱是一个不随频率变化的常数,即谱是平的. 谱的高度 $\propto M_0$,“极低频”对不同大小地震是不一样的,只要(8)式的三个 $|\sin X/X|$ 因子都满足 $|X| < 1$,就可认为是极低频. 例如 $M_L = 4$ 的地震, $f < 1\text{Hz}$ 就可认为是极低频;而 $M_s = 7.8$ 的地震, $f < 0.01\text{Hz}$ 才可认为是极低频.

当频率很高时,即(8)中的三个 $|\sin X/X|$ 因子都满足 $X > 1$,这时

$$|U_e(\mathbf{x}, \omega)| \simeq \frac{c_M L^3}{4\pi\rho c^3 r} R_{\theta\varphi}^c \frac{1}{\omega^3 c_L c_W c_r L^3} \quad (24)$$

位移谱随频率的3次方下降,而且在上面的位移谱表达式中不包含表示地震大小的量(例如 L). 所以很高频时,大小地震的位移谱都相等. 这就很自然地解释了反映某一频谱的震级(例如 m_b , M_s)趋于饱和的现象.

位移谱由极低频的常数值($U_e(\omega) \propto \omega^0$)过渡到很高频时 $U_e(\omega) \propto \omega^{-3}$,中间是逐渐过渡的. 过渡区的宽度,取决于常数 c_L , c_W 和 c_r . 把近似式(19)、(20)、(21)代入(7)得到不同频率区段的位移谱表达式

$$\log |Q(\omega)| = \begin{cases} 3 \log L + K & \text{当 } \omega < \frac{1}{c_L L} \\ 2 \log L - \log \omega - \log c_L + K & \text{当 } \frac{1}{c_L L} < \omega < \frac{1}{c_W L} \\ \log L - 2 \log \omega - \log (c_L c_W) + K & \text{当 } \frac{1}{c_W L} < \omega < \frac{1}{c_r L} \\ -3 \log \omega - \log (c_L c_W c_r) + K & \text{当 } \omega > \frac{1}{c_r L} \end{cases} \quad (25)$$

K 为一常数.

我们画具有不同震级的远场体波位移谱于图3,垂直坐标与相应的地震的地震矩成正比,所有的曲线都满足(25)式. 根据(25)式确定的频率范围,可以把 $Q(\omega)-f$ 平面分成四个区域. 当 $f < \frac{1}{2\pi c_L L}$ 时, $Q(\omega) = Q(0)$,位移谱是平的,叫第I区. 当 $\frac{1}{2\pi c_L L} < f < \frac{1}{2\pi c_W L}$ 时, $Q(\omega)$ 随 f 的一次方下降,叫第II区. 当 $\frac{1}{2\pi c_W L} < f < \frac{1}{2\pi c_r L}$ 时, $Q(\omega)$ 随 f^2 下降,叫第III区. 当 $f > \frac{1}{2\pi c_r L}$ 时, $Q(\omega)$ 随 f^3 下降,叫第IV区. 分界线(虚线)的斜率为-3,分界点形成了三个拐角频率 f_{c1} , f_{c2} , f_{c3} ,不同大小的地震的分界点,即拐角频率满足下列方程

$$f_{c1} = \frac{1}{2\pi c_L (M_0/c_M)^{1/3}} \quad (26)$$

$$f_{c2} = \frac{1}{2\pi c_W (M_0/c_M)^{1/3}} \quad (27)$$

$$f_{c3} = \frac{1}{2\pi c_r (M_0/c_M)^{1/3}} \quad (28)$$

式中的常数 c_L , c_W , c_r 由观测资料确定。

下面考察在不同频率区域内位移谱随地震(M_0)的变化, 即 $\left. \frac{\partial \log M_0}{\partial \log Q(\omega)} \right|_{\omega} = \left. \frac{\partial \log L^3}{\partial \log Q(\omega)} \right|_{\omega}$, 由(25)式推得

$$\frac{\partial \log M_0}{\partial \log Q(\omega)} = \begin{cases} 1 & \text{当 } f < f_{c1} & \text{I 区} \\ 1.5 & \text{当 } f_{c1} < f < f_{c2} & \text{II 区} \\ 3 & \text{当 } f_{c2} < f < f_{c3} & \text{III 区} \\ \infty & \text{当 } f > f_{c3} & \text{IV 区} \end{cases} \quad (29)$$

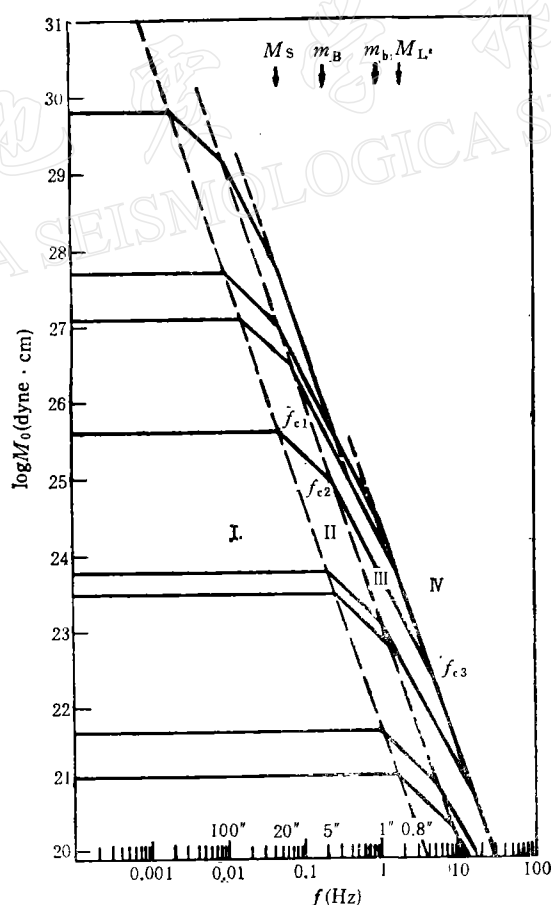


图 3 具有不同震级的远场体波位移谱

(垂直坐标表示相应震级的地震矩, 所有的曲线都满足(25)式, 由(26)–(28)确定的 3 根虚线把 $Q(\omega)$ – f 平面分成四个区域)

由上式看到, 频率 f 落在 I 区, $Q(\omega)$ 增加一个量级, M_0 也增加一个量级; f 在 II 区, $Q(\omega)$ 增加一个量级, M_0 增加 1.5 个量级; f 在 III 区, 则相应 M_0 增加 3 个量级; 而 f 在 IV 区, $\log M_0$ 增加(地震尺度增加), $\log Q(\omega)$ 也不再增加, 即位移谱达到饱和. 而震级尺度, 实际上反映了不同频率的位移谱的大小. 例如 M_s , 反映了周期为 20 秒左右的位移谱量值, m_b 反映了周期为 1 秒左右的位移谱. 虽然测量震级是在时间域内进行的, 但由于地震仪通频带的限制和地震介质吸收滤波器的影响, 使得由地震仪和介质形成的滤波系统的频带是相当窄的. 因此, 短周期地震仪时间域测量的振幅大体上正比于 1 秒周期的位移谱. 长周期地震仪测得的面波振幅大体上正比于 20 秒周期的位移谱. 1975 年 Archambeau 彻底地讨论时间域和频率域测量的差别^[6], 他的结论是差别很小. 他的研究支持了用谱振幅估计 m_b 和 M_s . 因此, 上面讨论的位移谱和地震矩 M_0 的关系, 亦相当于震级和地震矩 M_0 的关系. 即 $d(\log Q(\omega))|_{f=1} = d(m_b)$, $d(\log Q(\omega))|_{f=\frac{1}{20}} = d(M_s)$. 例如, 对于 $M_s \left(f = \frac{1}{20} \right)$, 如果位移谱 $Q(\omega)$ 或 M_s 处于 I 区, 则 M_s 增加 1 级, $\log M_0$ 增加 1; 若它们处于 II 区, 则 M_s 增加 1 级, $\log M_0$ 增加 1.5; 若在 III 区, 则 M_s 增加 1 级, $\log M_0$ 增加 3; 若在 IV 区, $\log M_0$ 增加, M_s 不再增加.

四、观测资料

由于 Dziewonski and Woodhouse^[21]用全球数字化台网资料快速测定了全球大量地震的地震矩张量 M_{ij} 和地震矩值 M_0 , 从 1981—1983 年他们大约给出了全球 800 个 $M_s > 5$ 的地震矩值, 同时国际地震中心 ISC 的报告^[22]给出了 M_s 和 m_b 的值. 我们用这些值, 做 $\log M_0 - M_s$, $\log M_0 - m_b$, $M_s - m_b$ 的统计关系. 用这些统计关系来确定常数 c_L , c_W , c_r .

图 4 给出了浅源地震的 $\log M_0 - M_s$ 关系. 由于 1981—1983 年大震级地震不够多, 图中还引用了 Geller 文中表 1 给出的一些大震资料用“○”表示. 由图中的拟合直线看到, 可以分成四个区域:

$$\log M_0 = \begin{cases} 1.0M_s + 19.2 & M_s \leq 6.4 & \text{I 区} \\ 1.5M_s + 16.0 & 6.4 < M_s \leq 7.8 & \text{II 区} \\ 3M_s + 4.3 & 7.8 < M_s \leq 8.5 & \text{III 区} \\ M_s = 8.5 \text{ (饱和)} & \log M_0 > 29.8 & \text{IV 区} \end{cases} \quad (30)$$

这些拟合结果和 Nuttli^[11]的结果接近. 这四个区域和图 3 中的四个区域完全对应, 和 (29) 式的结果也一一对应.

图 5 给出了浅源地震的 $\log M_0 - m_b$ 关系. 图中的拟合直线可以分成三个区域

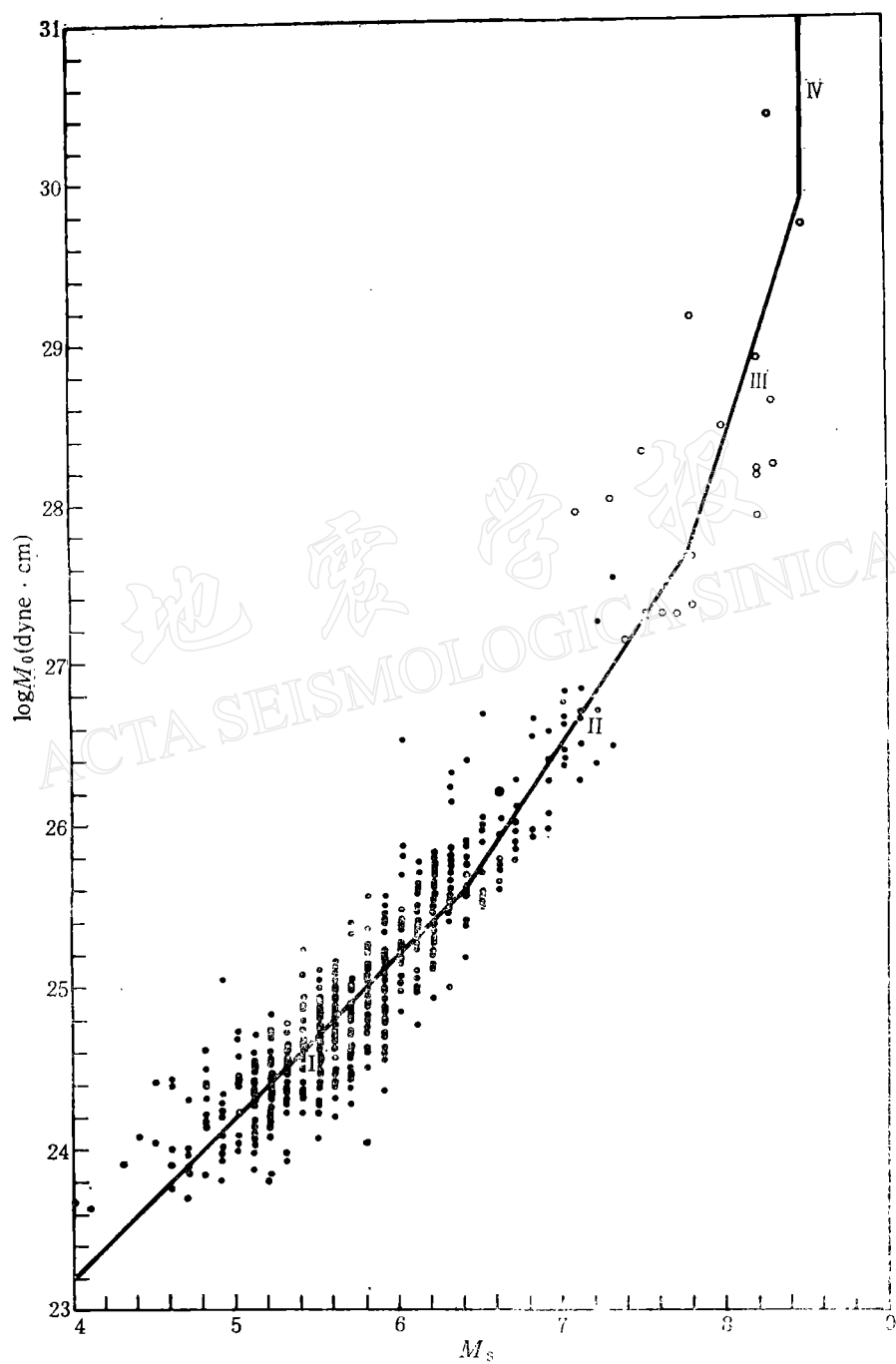


图4 浅源地震 ($h \leq 50\text{km}$) 的 $\log M_0 - M_s$ 关系

$$\log M_0 = \begin{cases} 1.5m_b + 16.0 & 3.8 < m_b \leq 5.2 & \text{II 区} \\ 3m_b + 8.2 & 5.2 < m_b \leq 6.5 & \text{III 区} \\ m_b = 6.5 \text{ (饱和)} & \log M_0 > 27.7 & \text{IV 区} \end{cases} \quad (31)$$

由于 m_b 的周期(约 1 秒) $<$ M_s 的周期(约 20 秒), 所以当 $\log M_0 = 27.7$ 时 ($m_b = 6.5$, $M_s = 7.8$), m_b 就达到饱和. 这三个区域和图 3 中的 II, III, IV 区也一一对应, 也满足

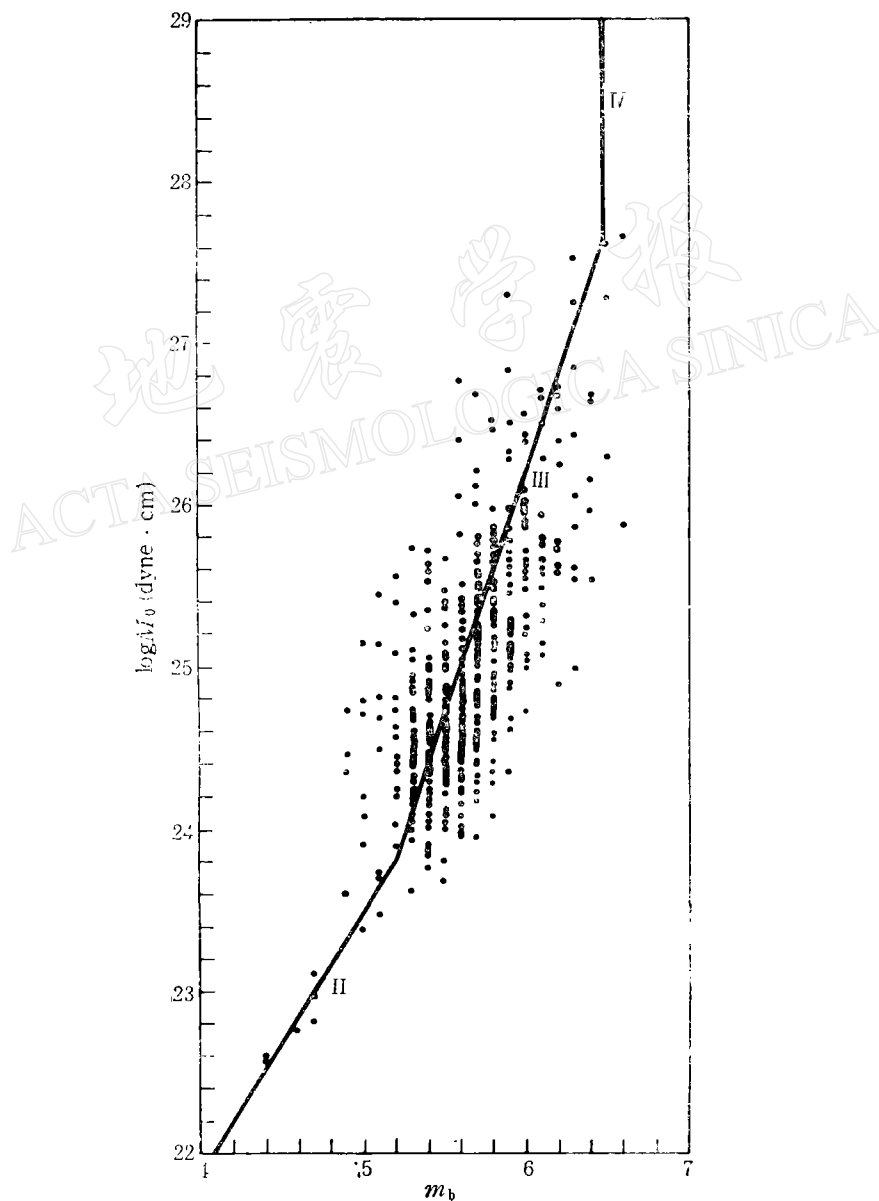


图 5 浅源地震 ($h \leq 50 \text{ km}$) 的 $\log M_0 - m_b$ 关系

(29)式.

中深源地震 ($h > 50\text{km}$), $\log M_0 - m_b$ 的拟合曲线与浅源地震的完全一样.

根据(30)式提供的数据,用 $f_{c1} = \frac{1}{20}$ 秒, $\log M_0 = 25.6$, $c_M = 6.54 \times 10^6$ 代入(26)式,求得 $c_L = 0.175\text{s/km}$. 用 $f_{c2} = \frac{1}{20}$ 秒, $\log M_0 = 27.7$, 和同样的 c_M 代入(27)求得 $c_W = 0.0349\text{s/km}$. 用 $f_{c3} = \frac{1}{20}$ 秒, $\log M_0 = 29.8$ 和同样的 c_M 代入(28)求得 $c_\tau = 0.00697\text{s/km}$ (对于 20 秒面波).

根据(31)式,用 f_{c1}, f_{c2}, f_{c3} 分别等于 1Hz, 求得的 c_L 和 c_W 与对 20 秒面波求得的相同,但 $c_\tau = 0.00175\text{s/km}$ (对于 1 秒周期的体波),由(19)、(20)式的比较可以看到

$$\frac{\langle x_L \rangle}{\langle x_W \rangle} = \frac{c_L}{c_W} = 2 \cot \bar{\theta}$$

而根据实际资料求得 $c_L/c_W = 5.01$, 所以 $\bar{\theta} = 21.8^\circ$, 说明大多数地震的破裂方向靠近断层方向.

$$\frac{f_{c2}}{f_{c1}} = \frac{c_L}{c_W} = 5.01$$

即第二个拐角频率大约是第一个的 5 倍,而

$$\frac{f_{c3}}{f_{c1}} = \frac{c_L}{c_\tau} = \begin{cases} 25 & \text{对 20 秒面波} \\ 100 & \text{对 1Hz 的体波} \end{cases}$$

即第三个拐角频率大约是第一个的 25—100 倍.

对于 M_L 和 $\log M_0$ 的关系,美国加州已经有了大量的观测资料,我们把它们收集整理并绘于图 6.

图 6 中,从统计上看, $\log M_0 - M_L$ 有较好的增函数关系,但并非直线关系. 如果用 3 条折线来逼近这些数据点,则有

$$\log(M_0) = \begin{cases} M_L + 17.4 & M_L \leq 2.0 \\ & \log M_0 \leq 19.4 \\ 1.2M_L + 17.0 & 2.0 < M_L \leq 4.0 \\ & 19.4 < \log M_0 \leq 21.8 \\ 1.5M_L + 15.8 & 4.0 < M_L \leq 6.0 \\ & 21.8 < \log M_0 \leq 24.8 \end{cases} \quad (32)$$

这些拟合折线和 Thatcher and Hanks^[23] 的结果

$$\log M_0 = 1.5M_L + 16.0 \quad (3 < M_L < 7),$$

Bakun and Lindh^[24] 的结果

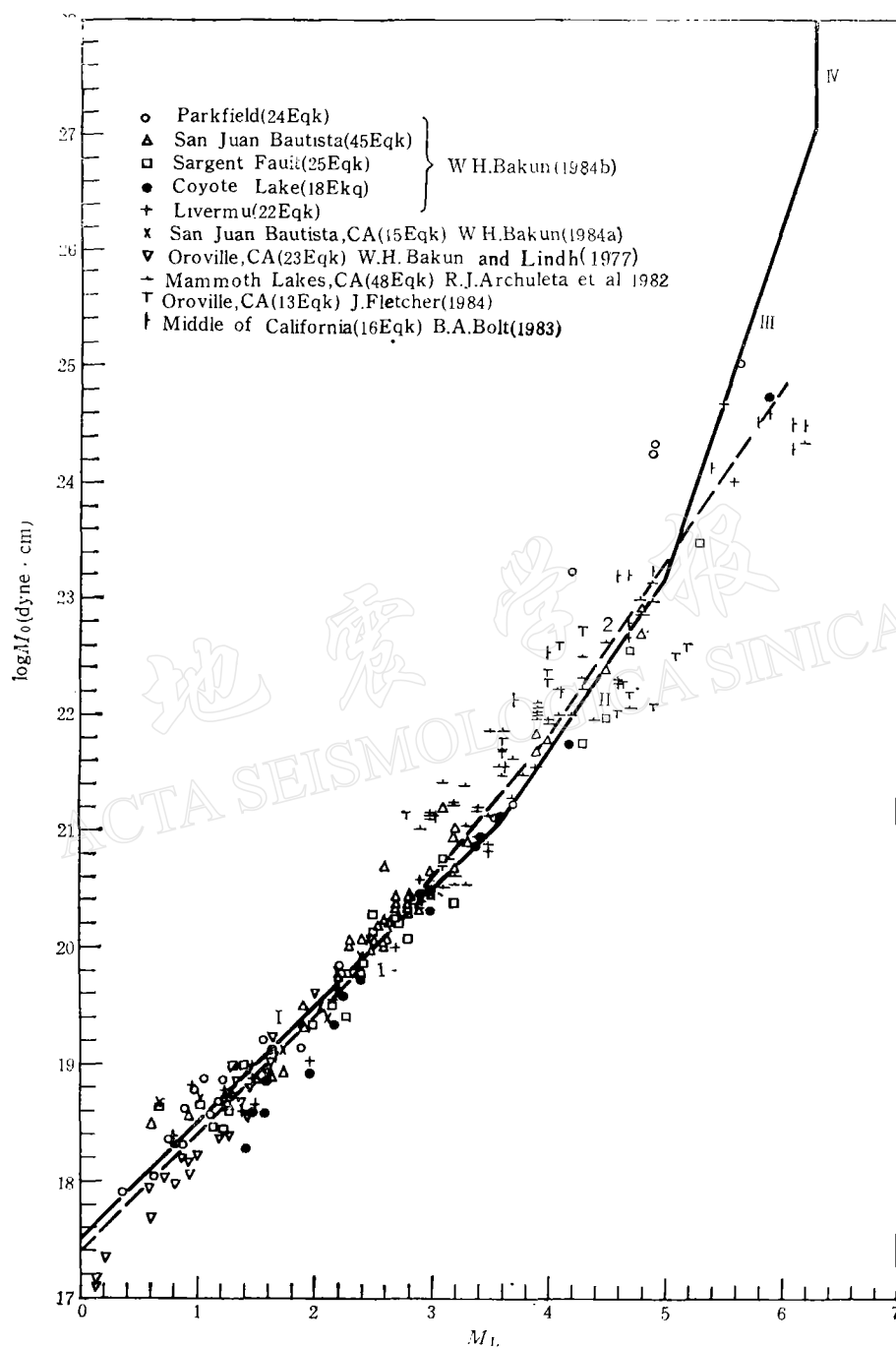
$$\log M_0 = 1.2M_L + 17.0,$$

R. J. Archaleta etc^[20] 的结果

$$\log M_0 = 1.05M_L + 17.76 \quad (3.5 < M_L < 6.2),$$

$$\log M_0 = 0.96M_L + 18.14 \quad (2.9 < M_L < 6.2),$$

W. H. Bakun^[25-27] 的总结

图6 美国加州地震 $\log M_0$ - M_L 关系

$$\log M_0 = 1.5 M_L + 16.0 \quad (3 < M_L < 6),$$

$$\log M_0 = 1.2 M_L + 17.0 \quad (1.5 < M_L < 3.5),$$

在一定的震级范围内,都比较接近。

考虑到更大的震级范围,并注意到 M_L 可以用 0.8 秒处的位移谱来量度,用图 3 给出的地震定标律来指导我们统计 $\log M_0$ - M_L 的关系,则有

$$\log M_0 = \begin{cases} M_L + 17.5 & M_L \leq 3.6 \\ \log M_0 \leq 21.1 & \text{I 区} \\ 1.5M_L + 15.7 & 3.6 < M_L \leq 5.0 \\ 21.1 \leq \log M_0 \leq 23.2 & \text{II 区} \\ 3M_L + 8.2 & 5.0 < M_L \leq 6.3 \\ 23.2 < \log M_0 \leq 27.1 & \text{III 区} \\ M_L = 6.3 \text{ (饱和)} & \log M_0 > 27.1 \quad \text{IV 区} \end{cases} \quad (33)$$

(33)式和 $\log M_0$ - m_b 的关系类似,差别是 m_b 用 1 秒周期的位移谱来量度,而 M_L 用 0.8 秒的谱,因而 M_L 也更早地达到饱和. 图 6 和 Hanks^[13] 得到的 $\log(M_0)$ - M_L 图类似. 他还指出 1906 年旧金山 $M_s = 8.3$ 大地震的 $M_L \approx 6.4$.

五、用定标律确定震源参数的统计关系

$\log M_0$ 与 M_s , m_b , M_L 的统计关系,已经由(30)~(33)式给出. 可以看到,相同地震矩的地震(相同尺度的地震)有三种常用的震级标度. 由于它们都和 $\log M_0$ 建立了统计关系,所以很容易得到三种震级之间的关系,进而得到震源参数之间的关系. 这些关系将专文论述.

六、讨论和结论

由上面导出的地震定标律,成功地解释了许多震源参数之间的统计关系. 但也应该注意到,定标律是建立在几何相似、应力环境相似和地震动力学相似的基础上. 应力环境相似在定标律中起了关键性的作用. 若应力环境不同,则常数 c_M , c_L , c_W , c_r 均会有些变化,以致影响到第五节中一系列统计关系式. Kanamori and Anderson^[9] 就曾强调板间地震的应力降多数是 1.0—3.0MPa, 而板内地震是 3.0—10.0MPa, 平均讲是 5.0MPa. Nuttli^[10-11] 也认为板内地震和板间地震之间的统计关系不一样. 从我们对定标律的推导过程可以看出,由于板内和板间地震的应力环境差别,不影响 $\log M_0$ - M_s , $\log M_0$ - m_b 以及(34)、(35)、(37)、(38)、(39)诸式中的斜率,只影响截距. 板内地震应力降较高,环境应力较高. 但在高应力环境下也会发生低应力降地震. 所以我们没有区分板内地震和板间地震.

用二维破裂模式导出的地震定标律,成功地解释了 $\log M_0$ 和 M_s , m_b , M_L 之间的统计关系,以及震源参数之间的关系,为地震统计关系的使用打下了理论基础.

此项研究得到地震学联合基金会的支持,并得到左兆荣同志的一些帮助,在此一并表示感谢!

参 考 文 献

- [1] Tsuboi, C., 1956. Earthquakes energy, earthquake volume, aftershock area, and strength of the earth's crust. *J. Phys. Earth*, **4**, 63—66.
- [2] Aki, K., 1967. Scaling law of seismic spectrum. *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217—1231.
- [3] Brune, J. N., 1970. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, **75**, 4997—5009.
- [4] Brune, J. N., 1971. Correction. *J. Geophys. Res.*, **76**, 5002.
- [5] Kanamori, H. and D. L. Anderson, 1975. Theoretical basic of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **65**, 1073—1095.
- [6] Geller, R. J., 1976. Scaling relations for earthquake source parameter and magnitude. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **66**, 1501—1523.
- [7] Sato, R., 1979. Theoretical base on relationship between focal parameters and earthquake magnitude. *J. Phys. Earth*, **27**, 353—372.
- [8] Purcaru, G. and H. Berckhemer, 1982. Quantitative relations of seismic source parameters and a classification of earthquakes. *Tectonophysics*, **84**, 57—128.
- [9] Nuttli, O. W., 1983a. Empirical magnitude and spectral scaling relations for mid-plate and plate-margin earthquakes. *Tectonophysics*, **93**, 207—223.
- [10] Nuttli, O. W., 1983b. Average source-parameter relations for mid-plate earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **73**, 519—535.
- [11] Nuttli, O. W., 1985. Average source-parameter relations for plate-margin earthquakes. *Tectonophysics*, **118**, 161—174.
- [12] Aki, K., 1983. Strong motion seismology. *Proceeding of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course*, **85**, North-Holland Publishing Company.
- [13] Hanks, T. C. and D. M. Boore, 1984. Moment magnitude relations in theory and practice. *J. Geophys. Res.*, **89**, B7, 6229—6235.
- [14] Joyner, W. B., 1984. A scaling law for the spectra of large earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **74**, 1167—1188.
- [15] Fletcher, J., J. Boatwright, L. Haar, T. Hanks, and A. McGarr, 1984. Source parameters for aftershocks of the Oroville, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **74**, 1101—1123.
- [16] Console, R. and A. Rovelli, 1985. Statistical relations between source parameters for low and intermediate magnitudes (Friuli, 1976). *Tectonophysics*, **118**, 329—338.
- [17] Aki, K. and R. G. Richards, 1980. Quantitative seismology theory and methods, Chap. 7. W. H. Freeman and Company.
- [18] 陈培善, 谷继成, 李文香, 1977. 从断裂力学观点研究地震的破裂过程和地震预报, *地球物理学报*, **20**, 185—202.
- [19] 陈培善, 卓钰如, 金 严等, 1978, 唐山地震前后京津唐张地区的应力场, *地球物理学报*, **21**, 34—58.
- [20] Archuleta, R. J., E. Cranswick, C. Mueller, and P. Spudich, 1982. Source parameters of the 1980 Mammoth Lakes, California, earthquake sequence. *J. Geophys. Res.*, **87**, B6, 4595—4607.
- [21] Dziewonski, A. M. and J. H. Woodhouse, 1983. An experiment in systematic study of global seismicity: centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981. *J. Geophys. Res.*, **88**, B4, 3247—3271.
- [22] Bulletin of the International Seismological Centre, 1981—1983.
- [23] Thatcher, W. and T. C. Hands, 1973. Source parameters of Southern California earthquakes. *J. Geophys. Res.*, **78**, 35, 8547—8576.
- [24] Bakun, W. H. and A. G. Lindh, 1977. Loud magnitudes, seismic moments and coda durations for earthquakes near Oroville, California. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **67**, 615—629.
- [25] Bakun, W. H. and M. McLaren, 1984a. Microearthquakes and the nature of the creeping to locked transition of the San Andreas Fault Zone near San Juan Bautista, California. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **74**, 235—254.
- [26] Bakun, W. H., 1984b. Seismic moments, local magnitudes and coda duration magnitudes for earthquakes in central California. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **74**, 439—458.
- [27] Bolt, B. A. and M. Hevvaiz, 1983. Simplified estimation of seismic moment from seismograms. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, **73**, 735—748.

SCALING LAW FROM TWO-DIMENSIONAL FAULTING MODEL

CHEN PEISHAN AND CHEN HAITONG

(*Institute of Geophysics, State Seismological Bureau*)

Abstract

The spectra of the far-field body wave displacement for various magnitude earthquakes are derived, using a two-dimensional faulting model featuring a rectangular fault. There are three corner frequencies f_{c1}, f_{c2}, f_{c3} , in the displacement spectra, f_{c1} and f_{c2} relate to faulting times for the length and width directions on the rectangular fault respectively, and f_{c3} corresponds to the rise time of the source time function. According to these three corner frequency values, four spectral regions are defined, $u(\omega) = u(0) \propto f^0$, $f < f_{c1}$ in the first region; $u(\omega) \propto 1/f$, $f_{c1} < f < f_{c2}$ in the second region; $u(\omega) \propto 1/f^2$, $f_{c2} < f < f_{c3}$ in the third region; $u(\omega) \propto 1/f^3$, $f > f_{c3}$ in the fourth region. Since there are different attenuation rates with frequency in the spectra, this case results in different source parameter relations for different magnitude ranges (i.e. different ranges of seismic moment). It is supposed that earthquake faulting is satisfied with the three conditions of geometrical similarity, stress environment and dynamic similarity, then seismic moment, faulting time along the length and width of the fault and rise time can be all scaled with fault length. The constants in scaling relations can be determined from seismic moment data for about 800 earthquakes that occurred during 1981—1983 given by Dziewonski and Woodhouse (1983), and M_s , m_b data by ISC Bulletin. Thus the relations between the source parameters can be deduced from the scaling law, rather than pure statistical relations.