

唐山地震热力源的研究

张之立

(国家地震局地球物理研究所)

摘 要

本文从应力场角度分析了1976年唐山地震发生的可能力源。震前唐山地区除受有太平洋板块和印度板块的作用外,主要受有附近的热力源的作用。以渤中为中心的下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起的高温区和沧东断裂水平温度梯度带的存在,使唐山地区位于热应力集中区。本文根据已有的观测结果,提出了将温度变化区简化为圆形、狭长矩形和椭圆形等三个力学模式,分别求得它们的解析解,并计算了它们的热应力场。结果表明:在增温区以内,正应力都是压应力,剪应力很小。在增温区以外,法向应力为压应力,周向应力为张应力,水平剪应力较大,但各个应力分量随着距离增加而衰减,只在增温区的边缘地带达到最大值,其数值有几百巴的数量级。唐山恰好位于该增温区的边缘地带,表明热力源是促使唐山地震发生的重要原因。

除唐山地震外,华北地区近年发生的几个大地震如邢台、河间、渤海、海城地震,以及1983年发生的菏泽地震,均位于热应力的高值地带,这些地震的孕育和发生显然也与热力源的作用有关。

一、引 言

地震发生的力源问题,是研究地震成因的重要方面之一,对地震预报工作也有积极的指导意义。因此,国内外都非常重视这方面的工作。但至今对大陆内部地震的力源问题仍未完全解决。唐山地震后,一些人^[1-4]通过地震波、地形变及地质、物探等资料反演了唐山地震的主压应力是北东东—近东西方向。这和华北其它地震的结果类似,因而一些人推测华北地区地震的力源是来自太平洋板块向西太平洋海沟俯冲的结果或者是印度板块与欧亚板块碰撞的结果。虽然这些推测都得到一些观测事实的支持,但毕竟这两个板块距唐山太远,不足以说明唐山地震发生的直接原因。[本工作是从应力场角度研究唐山地震发生的直接力源。

唐山震区位于东西向燕山隆起带的南缘,渤海湾的西北缘和北东向沧东断裂带的东北端附近。根据文献[3—8],在重、磁异常,地热结构和地壳厚度等方面北部山区和华北平原有明显的不同,华北地区的东部和西部也有着很大差异,尤其是邻近唐山的下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起带有着地壳薄温度高的特点。物探资料表明该隆起带的隆起中心

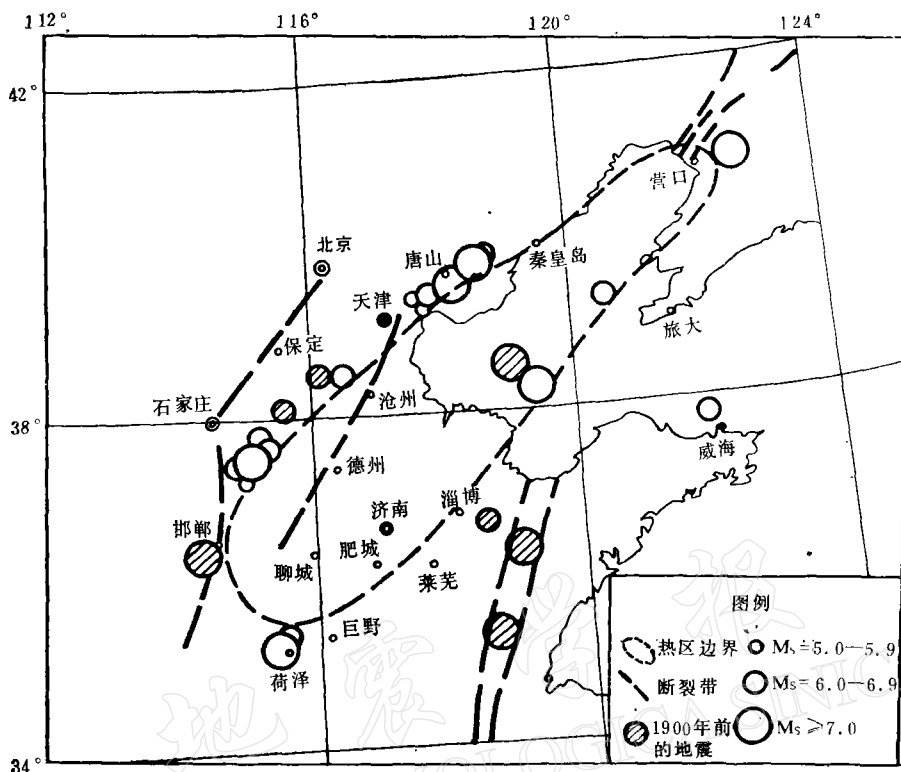


图 1 下辽河—渤海—黄骅温度变化区示意图

(取自 1979 年国家地震局地震烈度区划图)

Fig. 1 Map showing temperature variation zone of Xialiaohe-Bohai-Huanghua

(based on seismic intensity map compiled by the State Seismological Bureau of China in 1979)

在渤海内部,莫氏面埋深小于 28—30 公里,比北部山区浅 10 公里左右。2000 米地温测量资料表明该隆起带为 80°C — 90°C ,比北部山区高 30°C 左右。该隆起带的大地热流值平均为 2.10HFU ,比北部山区高 1.0 左右,地温梯度 $3.25^{\circ}\text{C}/\text{百米}$,比山区高 $2^{\circ}\text{C}/\text{百米}$, 500°C 居里等温面埋深为 14—16 公里,比山区浅 15 公里左右。大地电磁测深结果^[7]指出,下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起带与上地幔高导层隆起带是相吻合的,高导层隆起带的中心亦位于渤海中部。这些资料都证明北部山区地温低,下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起区为高温区,渤海中部最高。文献[3]估计在地下 20 公里,渤海湾内部与北部山区之间温差可达 $200\text{—}300^{\circ}\text{C}$ 。

沧东断裂带^[4]是燕山运动以来长期活动的断裂带,曾发生多次中等强度地震。物探队地壳测深资料表明,沧东断裂带可能通过唐山地区,在唐山一带莫氏面被错断。沧东断裂带还位于居里等温面的深浅梯度带上,按照文献[5]的计算,在地下 10 公里和 16 公里深处,水平温度梯度带两侧的温度差分别是 130°C 和 208°C 。

我们已在文献[9]中指出,地壳厚度变化和温度变化的边缘地带是应力集中区,即地震易于发生的地区。如图 1 所示,唐山震区恰好位于渤海热区的西北边缘及沧东断裂温度梯度带的东北端附近。为了计算它们在唐山地区引起的热应力量级,这里我们给出三

个简化了的力学模式,用圆形温度变化区模拟渤海中部的温度变化,用狭长矩形的温度变化区模拟沧东断裂温度梯度带,并用椭圆形温度变化区模拟下辽河—渤中—黄骅上地幔高导层隆起带。

二、渤海热区形成的热应力

由于渤海深部热物质的上涌和运移,使渤海隆起区的温度较周围地区变化了 $T(r)$, 中心最高点温度为 T_0 , a 为圆形温度变化区的半径, R 为所考虑区域的半径,见图 2。该问题归结为求解圆板的温度应力问题。圆板内的应力状态包括两部分,即限制温度应变 $\alpha ET(r)$ 的初应力 $\sigma_r^0, \sigma_\theta^0$ 和调整应力 $\sigma_r^1, \sigma_\theta^1$ 的叠加。

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \sigma_r^0 + \sigma_r^1 \\ \sigma_\theta &= \sigma_\theta^0 + \sigma_\theta^1\end{aligned}\quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned}\sigma_r^0 &= \sigma_\theta^0 = -\frac{\alpha ET(r)}{1-\nu} \\ \sigma_r^1 &= \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{du}{dr} + \nu \frac{u}{r} \right) \\ \sigma_\theta^1 &= \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{u}{r} + \nu \frac{du}{dr} \right)\end{aligned}\quad (2)$$

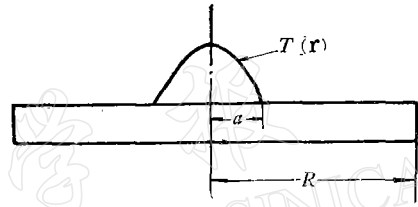


图 2 圆形温度变化区的力学模式

Fig. 2 Mechanical model of circular zone of temperature variation

u 为径向位移, α 为温度膨胀系数, E 和 ν 为弹性常数, σ_r 为径向应力, σ_θ 为周向应力。将上式代入平衡方程

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (3)$$

积分后代入 (2) 和 (1) 式,即可得到应力表达式如下:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= -\frac{\alpha E}{r^2} \int_a^r T(r) r dr + C \\ \sigma_\theta &= \frac{\alpha E}{r^2} \int_a^r T(r) r dr + C - \alpha ET(r)\end{aligned}\quad (4)$$

式中 C 是常数, 由问题的边界条件决定。由初应力概念得到的应力表达式 (4) 与文献 [10] 用位移势函数法得到的结果是一致的。

若温度变化呈阶梯状,即温度变化区以内 $T(r) = T_0$, 温度变化区域外 $T(r) = 0$, 则对于温度变化区以内即 $r \leq a$ 的区域,温度应力为

$$\sigma_r = \sigma_\theta = -\alpha ET_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{a^2}{2R^2} \right) \quad (5)$$

对于温度变化区以外即 $r > a$ 的区域,温度应力为

$$\sigma_r = -\frac{\alpha ET_0 a^2}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{R^2} \right)$$

$$\sigma_{\theta} = \frac{\alpha E T_0 a^2}{2} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{R^2} \right) \quad (6)$$

若温度变化呈线性分布,即 $T(r) = T_0(1 - r/a)$, 这时的温度应力为:

对于 $r \leq a$ 的区域

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\alpha E T_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \frac{r}{a} - \frac{a^2}{6R^2} \right) \\ \sigma_{\theta} &= -\alpha E T_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \frac{r}{a} - \frac{a^2}{6R^2} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

对于 $r > a$ 的区域

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{\alpha E T_0 a^2}{6} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{R^2} \right) \\ \sigma_{\theta} &= \frac{\alpha E T_0 a^2}{6} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{R^2} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

若温度变化呈抛物线分布,即

$$T(r) = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right),$$

这时的温度应力为:

对于 $r \leq a$ 的区域

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\alpha E T_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4} \frac{r^2}{a^2} - \frac{a^2}{4R^2} \right) \\ \sigma_{\theta} &= -\alpha E T_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \frac{r^2}{a^2} - \frac{a^2}{4R^2} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

对于 $r > a$ 的区域

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{\alpha E T_0 a^2}{4} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{R^2} \right) \\ \sigma_{\theta} &= \frac{\alpha E T_0 a^2}{4} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{R^2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

对于以上各种情形还可以求得与 σ_r 和 σ_{θ} 成 45° 方向的最大水平剪应力

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} (\sigma_{\theta} - \sigma_r).$$

当温度变化只在局部区域发生时,可以认为 $a^2 \ll R^2$, 这时从 (5)–(10) 式看出, 尽管温度变化曲线不同, 但温度应力场的特点是相同的, 当温度变化呈增加时, 在温度变化区的中心, σ_r 和 σ_{θ} 均是压应力, 水平剪应力 τ_{\max} 等于零; 在温度变化区的边缘地带, σ_r 是压应力, σ_{θ} 为拉应力, 水平剪应力 τ_{\max} 达到最大值, 并在温度变化区以外各应力分量随距离增大而逐渐衰减. 若取变化区的中心温度 $T_0 = 50^\circ\text{C}$, $\alpha = 3 \times 10^{-5} (1/^\circ\text{C})$, $E = 8.3 \times 10^{11}$ 达因/厘米², 由 (5)–(10) 式可求得不同温度变化曲线时的热应力分布. 同时看出温度变化区的边缘地带是热应力的高值地带, 其热应力的数值是:

对于 $T(r) = T_0$ 情形, $-\sigma_r = \sigma_{\theta} = \tau_{\max} = 623$ 巴.

对于 $T(r) = T_0 \left(1 - \frac{r}{a} \right)$ 情形, $-\sigma_r = \sigma_{\theta} = \tau_{\max} = 208$ 巴.

对于 $T(r) = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)$ 情形, $-\sigma_r = \sigma_\theta = \tau_{\max} = 312$ 巴。

由上述结果看出,不同的温度变化曲线得到的热应力数值可相差 2—3 倍。对于模拟渤海热区的温度变化,显然抛物线变化更为合理,这时在温度变化区的边缘,热应力分量在径向是压应力,周向是拉应力并存在较大的水平剪应力。表明若渤海热区中心点温度增加了 50°C , 会使变化区的边缘地带如唐山地区引起 312 巴左右的热应力。

三、沧东断裂温度梯度带产生的热应力

为了计算沧东断裂温度梯度带产生的热应力量级,我们把问题简化为在宽 $2H$ 长 $2L$ 的板内的 $2H \times 2t$ 的狭长矩形带上发生温度变化 $T(x)$ 的情形,见图 3。该问题可以认

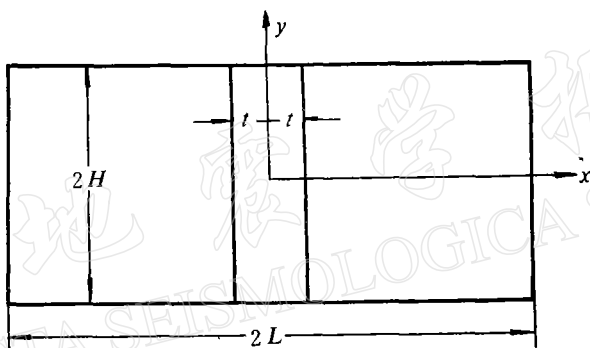


图 3 狭长矩形温度变化区的力学模式

Fig 3 Mechanical model of long narrow zone of temperature variation

为是板内存在初应力 $\sigma_y^0 = -\alpha ET(x)$ 的问题以及在 $y = \pm H$ 的边界上, $x = \pm t$ 的区域内承受拉力 $\alpha ET(x)$ 的平面应力问题的叠加。后者可以用应力函数方法求解,即应力函数 ϕ 应满足

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = 0 \quad (11)$$

应力分量和 ϕ 的关系是

$$\sigma'_x = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \quad \sigma'_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \quad \tau'_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \quad (12)$$

应力函数 ϕ 具有如下形式

$$\phi = \cos Bx (C_1 \text{sh} By + C_2 \text{ch} By + C_3 y \text{sh} By + C_4 y \text{ch} By) \quad (13)$$

式中 C_1, C_2, C_3 和 C_4 是常数,可由边界条件确定。这样我们就可以得到狭长矩形温度变化带的热应力分量:

$$\sigma_x = -2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{(BH \text{ch} BH - \text{sh} BH) \text{ch} By - By \text{sh} By \text{sh} BH}{\text{sh} 2BH + 2BH} \cos Bx,$$

$$\sigma_y = -\alpha E T(x) + A_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{(BH \operatorname{ch} BH + \operatorname{sh} BH) \operatorname{ch} By - By \operatorname{sh} By \operatorname{sh} BH}{\operatorname{sh} 2BH + 2BH} \cos Bx,$$

$$\tau_{xy} = -2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{BH \operatorname{ch} BH \operatorname{sh} By - By \operatorname{ch} By \operatorname{sh} BH}{\operatorname{sh} 2BH + 2BH} \sin Bx. \quad (14)$$

式中

$$B = \frac{n\pi}{L}, \quad A_0 = \frac{\alpha E}{2L} \int_{-L}^L T(x) dx,$$

$$A_n = \frac{\alpha E}{L} \int_{-L}^L T(x) \cos \frac{n\pi}{L} x dx, \quad n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

对于不同的温度变化曲线, 系数 A_0 和 A_n 是不同的. 如当 $T(x) = T_0$ 时,

$$A_0 = \frac{\alpha E T_0 t}{L}, \quad A_n = \frac{\alpha E T_0}{n\pi} \sin \frac{n\pi t}{L}, \quad n = 1, 2, \dots$$

$$\text{当 } T(x) = \begin{cases} T_0 \left(1 + \frac{x}{t}\right) & x < 0 \\ T_0 \left(1 - \frac{x}{t}\right) & x \geq 0 \end{cases} \text{ 时,}$$

$$A_0 = \frac{\alpha E T_0 t}{2L},$$

$$A_n = \frac{\alpha E T_0}{n\pi} \left[\sin \frac{n\pi t}{L} + \frac{2L}{n\pi t} \left(1 - \cos \frac{n\pi t}{L}\right) \right], \quad n = 1, 2, \dots$$

当 $T(x) = T_0(1 - x^2/t^2)$ 时,

$$A_0 = \frac{2\alpha E T_0 t}{3L}, \quad A_n = -\frac{\alpha E T_0}{t} \frac{1}{(n\pi)^2} \cos \frac{n\pi t}{L}, \quad n = 1, 2, \dots$$

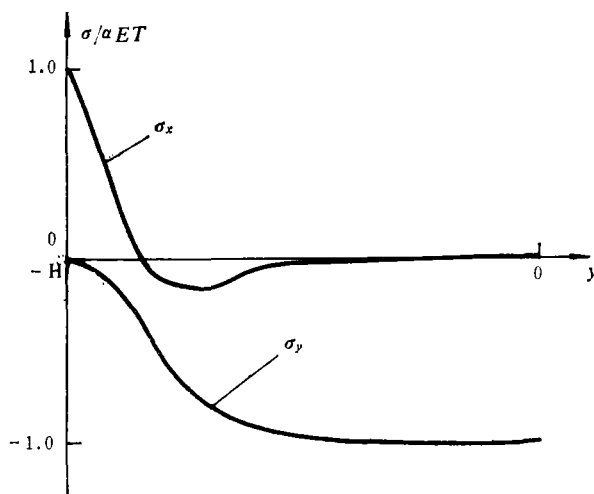


图 4 应力分量 σ_x 和 σ_y 沿 y 轴的变化曲线

Fig. 4 Variation curves of stress components, σ_x and σ_y , along the y -axis of a long narrow zone

和圆形温度变化区相似, 抛物线变化引起的热应力数值介于常数和直线变化之间. 对于狭长矩形温度变化区, 在 $2t$ 范围内取 $T(x) = T_0$ 可能更为合理. 热应力分布的特点是, 当温度变化为增加时, 在温度变化区的两端即 $y = \pm H$ 的边缘上, 在 $x = 2t$ 的范围内, σ_x 是拉应力, 数值接近 $\alpha ET(x)$ 并向中间部分很快衰减; σ_y 是从两端向中间部分由很小的压应力增加到数值接近 $\alpha ET(x)$ 的压应力, 与 σ_x 和 σ_y 成 45° 方向的水平剪应力 τ_{\max} , 在端部和中间部分数值上都接近 $\alpha ET(x)/2$. 应力分量 σ_x 和 σ_y 沿 y 轴的变化见图 4. 若取 $T_0 = 50^\circ\text{C}$, $\alpha = 3 \times 10^{-5}(1/^\circ\text{C})$, 并按照文献 [11], 活动断层的弹性常数 $E = 4.0 \times 10^{11}$ 达因/厘米², 则得到断层两端附近处, $\sigma_x = 600$ 巴, 距两端较远的中间部分, $\sigma_y = -600$ 巴, 两端和中间部分的最大水平剪应力 $\tau_{\max} = 300$ 巴.

四、下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温区引起的热应力

该高温区的边缘地带近年来发生若干强震^[7], 除 1976 年发生的 $M_s = 7.8$ 的唐山地震外, 还有 1966 年的 $M_s = 6.7$ 和 $M_s = 7.2$ 的邢台地震, 1967 年的 $M_s = 6.3$ 河间地震, 1969 年的 $M_s = 7.4$ 渤海地震和 1975 年的 $M_s = 7.3$ 的海城地震, 以及 1983 年 11 月发生的 $M_s = 5.9$ 菏泽地震. 为了探讨这些地震的成因, 有必要估计这个高温区形成的热应力. 为了简化计算而又比较符合实际, 我们把该温度变化区简化为一个椭圆形区域, 见图 1 和图 5. 椭圆区的长、短半径各为 a 和 b .

为了求解椭圆温度变化区的热应力问题, 我们采用椭圆坐标 (ξ, η) . 椭圆坐标和直角坐标的几何关系见图 6. 因为

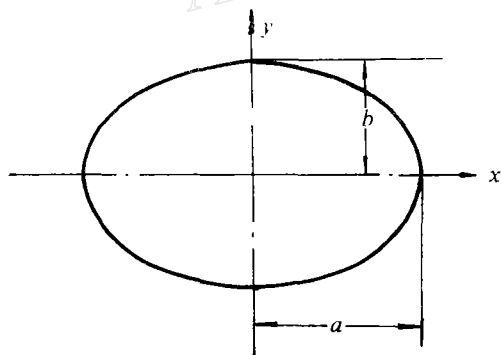


图 5 椭圆温度变化区的力学模式

Fig. 5 Mechanical model of elliptical zone of temperature variation

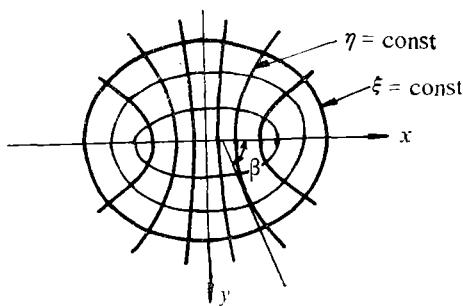


图 6 椭圆坐标与直角坐标的几何关系

Fig. 6 Geometrical relations between elliptical and rectangular coordinates

$$x + iy = C \operatorname{ch}(\xi + i\eta) \quad (16)$$

所以

$$x = C \operatorname{ch} \xi \cos \eta, \quad y = C \operatorname{sh} \xi \sin \eta \quad (17)$$

式中的 C 可由 (18) 式求得

$$a = C \operatorname{ch} \xi_0, \quad b = C \operatorname{sh} \xi_0 \quad (18)$$

平面温度应力平衡方程的一般表达式是

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Delta}{\partial x} + \frac{1-\nu}{1+\nu} \nabla^2 u &= 2\alpha \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \Delta}{\partial y} + \frac{1-\nu}{1+\nu} \nabla^2 v &= 2\alpha \frac{\partial T}{\partial y}\end{aligned}\quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned}\Delta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\end{aligned}\quad (20)$$

u 和 v 各为 x 和 y 方向的位移分量, $T(x, y)$ 为温度函数。由应力应变关系及应变位移关系,可以得到热应力表达式:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \nu \frac{\partial v}{\partial y} - (1+\nu) \alpha T \right], \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial v}{\partial y} + \nu \frac{\partial u}{\partial x} - (1+\nu) \alpha T \right], \\ \tau_{xy} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)\end{aligned}\quad (21)$$

如果

$$\nabla^2 \phi = (1+\nu) \alpha T \quad (22)$$

则

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (23)$$

并能满足平衡方程(19)式, ϕ 称为位移势。由势论理论可以找到一个满足方程(22)式的特解

$$\phi = \frac{\alpha(1+\nu)}{4\pi} \iint T(s, t) \ln [(x-s)^2 + (y-t)^2]^{\frac{1}{2}} ds dt \quad (24)$$

因此直角坐标表示的位移和热应力分量可以通过位移势 ϕ 由(23)和(21)式求出。但是我们的问题是求椭圆区的应力分布,所以还要借助坐标变换,通过坐标变换得到用椭圆坐标表示的应力分量为:

$$\begin{aligned}\sigma_\xi &= \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) + \frac{1}{2} (\sigma_x - \sigma_y) \cos 2\beta + \tau_{xy} \sin 2\beta \\ \sigma_\eta &= \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) - \frac{1}{2} (\sigma_x - \sigma_y) \cos 2\beta - \tau_{xy} \sin 2\beta \\ \tau_{\xi\eta} &= -\frac{1}{2} (\sigma_x - \sigma_y) \sin 2\beta + \tau_{xy} \cos 2\beta\end{aligned}\quad (25)$$

式中 β 是 $\eta = \text{常数}$ 时的曲线的切线与 x 轴之间的夹角。由几何关系知:

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{cth} \xi \operatorname{tg} \eta \quad (26)$$

将(21)、(23)和(26)式代入(25)式得到椭圆温度变化区的热应力分量表达式为:

$$\sigma_\xi = \mu \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2(1+\nu) \alpha T + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times (1 - 2C^2S^2\text{ch}^2\xi\sin^2\eta) + \frac{\partial^2\phi}{\partial x\partial y}C^2S^2\text{sh}2\xi\sin 2\eta \Big], \\
\sigma_\eta = & \mu \left[\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + 2(1+\nu)\alpha T + \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} \right) \times \right. \\
& \times (1 - 2C^2S^2\text{ch}^2\xi\sin^2\eta) - \frac{\partial^2\phi}{\partial x\partial y}C^2S^2\text{sh}2\xi\sin 2\eta \Big], \\
\tau_{\xi\eta} = & \mu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} \right) C^2S^2\text{sh}2\xi\sin 2\eta \right. \\
& \left. + 2 \frac{\partial^2\phi}{\partial x\partial y} (1 - 2C^2S^2\text{ch}^2\xi\sin^2\eta) \right] \quad (27)
\end{aligned}$$

式中

$$S^2 = 2/C^2(\text{ch}2\xi - \cos 2\eta), \quad \mu = E/2(1+\nu) \quad (28)$$

由圆形及狭长矩形温度变化区的热应力结果看出,最大应力位于温度变化区的边缘地带,因此为了避免冗长的数学式子,这里仅给出 $\xi \geq \xi_0$ 即椭圆温度变化区边缘和外区的结果,这时应力分量可以表示为:

$$\begin{aligned}
\sigma_\xi = & 2\mu S^2 \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial \xi^2} + \frac{1}{2S^2} \frac{\partial S^2}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \frac{1}{2S^2} \frac{\partial S^2}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right), \\
\sigma_\eta = & 2\mu S^2 \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial \eta^2} - \frac{1}{2S^2} \frac{\partial S^2}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{1}{2S^2} \frac{\partial S^2}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right), \\
\tau_{\xi\eta} = & 2\mu S^2 \left\{ \frac{\partial^2\phi}{\partial \xi \partial \eta} + C^2\text{sh}^2\xi\cos^2\eta \frac{\partial S^2}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right. \\
& + \left[C^4S^4\text{ch}^3\xi\sin^3\eta \left(\frac{\partial S^2}{\partial \xi} \text{ch}\xi\sin\eta + \frac{\partial S^2}{\partial \eta} \text{sh}\xi\cos\eta \right) \right. \\
& \left. \left. - C^4S^4\text{sh}\xi\text{ch}\xi(\text{sh}^2\xi\cos^2\eta - \text{ch}^2\xi\sin^2\eta) \right] \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right\} \quad (29)
\end{aligned}$$

位移势 ϕ 可以表达为

$$\phi = \frac{1}{4}(1+\nu)\alpha T ab(e^{-2\xi}\cos 2\eta + 2\xi) \quad (30)$$

对(30)式进行微分,将结果代入(29)整理后得到:

$$\begin{aligned}
\sigma_\xi = & \alpha ETS^2ab \left\{ e^{-2\xi}\cos 2\eta - \frac{C^2S^2}{8} [e^{2\xi} - (1 - e^{-4\xi})\cos 2\eta - e^{-2\xi}\cos 4\eta] \right\}, \\
\sigma_\eta = & \alpha ETS^2ab \left\{ \frac{C^2S^2}{8} [e^{2\xi} - (1 - e^{-4\xi})\cos 2\eta - e^{-2\xi}\cos 4\eta] - e^{-2\xi}\cos 2\eta \right\}, \\
\tau_{\xi\eta} = & \alpha ETS^2ab \left\{ e^{-2\xi}\sin 2\eta \left[1 + \frac{1}{2} C^4S^4\text{sh}2\xi \left(C^2S^2\text{ch}^2\xi\sin 4\eta + \frac{1}{2}\text{sh}^2\xi\cos^2\eta \right. \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{1}{2}\text{ch}^2\xi\sin^2\eta \right) \right] + C^4S^4\sin\eta\cos^3\eta\text{sh}^2\xi(e^{-2\xi}\cos 2\eta + 1) \right\} \quad (31)
\end{aligned}$$

在与 ξ 和 η 成 45° 方向的最大水平剪应力为:

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2}(\sigma_\eta - \sigma_\xi) \quad (32)$$

以上结果表明,椭圆温度变化区的热应力分布特点是:在温度变化区以内法向应力

σ_ξ 和周向应力 σ_η 都是压应力;在温度变化区以外 σ_ξ 为压应力, σ_η 为张应力, 随着距离增加诸应力分量逐渐衰减, 只有在温度变化区的边缘地带 σ_η 具有最大的张应力, 水平剪应力 τ_{\max} 达到最大值. 热应力分布特点基本与圆形区相同. 不同于圆形区的只是沿椭圆周界各点应力值是变化的. 在椭圆温度变化区的边缘 $\xi = \xi_0$ 地带, 由 (31) 和 (32) 式容易得到椭圆长轴和短轴端部处的应力分量如下:

在长轴端, 即 $\eta = 0$ 处:

$$\begin{aligned}\sigma_\xi &= -\alpha E T_0 / \left(1 + \frac{b}{a}\right), \\ \sigma_\eta = \tau_{\max} &= \alpha E T_0 / \left(1 + \frac{b}{a}\right)\end{aligned}\quad (33)$$

在短轴端, 即 $\eta = \frac{\pi}{2}$ 处:

$$\begin{aligned}\sigma_\xi &= -\alpha E T_0 / \left(1 + \frac{a}{b}\right), \\ \sigma_\eta = \tau_{\max} &= \alpha E T_0 / \left(1 + \frac{a}{b}\right)\end{aligned}\quad (34)$$

热应力分量随 η 的变化见图 7. 可见, 在 $\xi = \xi_0$ 周界上, 长轴端的热应力最大, 短轴端的热应力最小, 其它点介于二者之间. 此外, 热应力大小还与椭圆形状有关. 图 8 给出周向

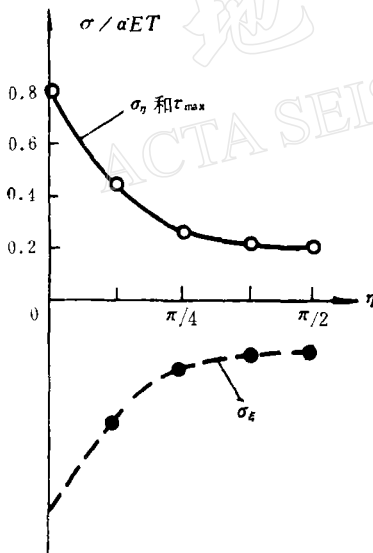


图 7 沿椭圆温度变化区周界上的热应力分量随坐标 η 的变化曲线

Fig. 7 Variation curves of thermal stress components with coordinate η along the border of an elliptical zone

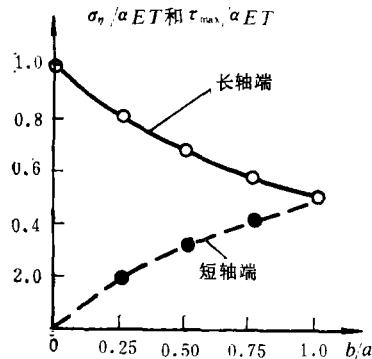


图 8 周向应力 σ_η 和水平剪应力 τ_{\max} 随椭圆区尺度比 b/a 的变化曲线

Fig. 8 Variation curves of stress components, σ_η and τ_{\max} , with aspect ratio, b/a , of an elliptical zone

应力 σ_η 和水平剪应力 τ_{\max} 随椭圆温度变化区的短半径和长半径之比 b/a 的变化曲线, 表明当椭圆非常细长时, 长轴端的热应力值接近 $\alpha E T_0$, 短轴端接近于零, 这和狭长矩形温度变化区的结果一致. 当椭圆短宽时, 其长轴和短轴端部的热应力值相接近, 对极端的

圆形区情形,沿圆形周界各处的热应力值相等,都等于 $\frac{1}{2}\alpha ET_0$,这和上述的圆形温度变化区的计算结果一致。

若给出椭圆温度变化区的尺度比 b/a ,中心点温度变化值 T_0 ,以及介质的热膨胀系数 α 和弹性常数 E ,就可由(31)和(32)式算出沿椭圆区周界及周界以外各点的热应力值并给出热应力等值线图(见另篇文章)。对于图1所示的下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温带,估算其短、长半径之比 b/a 约为 $\frac{1}{4}$ 。当取 $T_0 = 50^\circ\text{C}$, $\alpha = 3 \times 10^{-5}(1/^\circ\text{C})$, $E = 8.3 \times 10^{11}$ 达因/厘米²,则沿该椭圆高温带周界各点的热应力值可以得到。如

在 $\eta = 0$ 的点(长轴端), $\sigma_\xi = -996$ 巴, $\sigma_\eta = \tau_{\max} = 996$ 巴;

在 $\eta = \pi/4$ 的点(唐山地区), $\sigma_\xi = -300$ 巴, $\sigma_\eta = \tau_{\max} = 300$ 巴;

在 $\eta = \pi/2$ 的点(短轴端), $\sigma_\xi = -249$ 巴, $\sigma_\eta = \tau_{\max} = 249$ 巴。

五、结果讨论

以上我们分别计算了渤海热区,沧东断裂温度梯度带和下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温带在唐山震区引起的热应力场。无论那种模式都表明在增温区的边缘地带是热应力的高值地带,不仅具有最大的水平剪应力,还有周向的张应力,而剪应力和张应力都是促使地震发生的应力分量。唐山恰好位于下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温区(或者说渤海热区)的边缘,同时也位于沧东温度梯度带的东北端,按照上面计算,这两个热力源在唐山震区引起的热应力是相互叠加的,若变化 50°C ,就会引起600巴左右的水平剪应力,若变化 10°C ,就应引起120巴左右的水平剪应力。因此我们认为唐山地震的孕育和发生与上述热力源的作用密切相关的,唐山地震的主要力源应归结为附近热力源的作用。

此外,华北地区近年发生的几个 $M_s \geq 6.0$ 的大地震如1966年的邢台地震,1967年的河间地震,1969年的渤海地震,1975年的海城地震以及1983年发生的 $M_s = 5.9$ 的菏泽地震都位于下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温带的边缘地区,也就是位于热应力的高值地带。尤其是邢台和海城震区靠近该隆起高温带的长轴端部,受热应力的影响更为严重,因此早于唐山地震而发生。在下辽河—渤中—黄骅上地幔隆起高温带内部近年来没有发生过 $M_s \geq 5.0$ 地震的观察事实也是支持我们计算结果的,因为温度变化对区域内部引起的剪应力值很小,所以温度变化区的内部是不易发生大震的地区。这些观察事实也表明除唐山地震外,华北地区近年发生的邢台、河间、渤海、海城、菏泽等地震都受到渤海热力源的影响,在成因上可能有内在的联系。

由于观测资料的不足,图1所示的增温区仅是大致的轮廓,随着观测资料的丰富,我们将给出更精确的结果。

感谢刘国栋同志提供的宝贵资料和给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] 张之立、李钦祖、谷继成、靳雅敏、杨懋源、刘万琴,唐山地震的破裂过程及其力学分析,地震学报, **2**, 111—129, 1980.
- [2] 陈运泰、黄立人、林邦慧、刘妙龙、王新华,用大地测量资料反演的 1976 年唐山地震的位错模式,地球物理学报, **23**, 201—216, 1979.
- [3] 国家地震局《一九七六年唐山地震》编辑组, 1976 年唐山地震,地震出版社, 1982.
- [4] 杨理华、李钦祖,华北地区地壳应力场,地震出版社, 1980.
- [5] 郝书俭、高华根、王春华,京津唐地区居里等温面及其与地震的关系,地球物理学报, **25**, 264—269, 1982.
- [6] 刘国栋、刘昌铨,华北北部地区地壳上地幔构造及其与新生代构造活动的关系,中国科学, B 辑, 1132—1140, 1982.
- [7] 刘国栋、顾 群、史书林、孙洁、石障松、刘金汉,京津唐渤和周围地区地壳上地幔电性结构及其与地震活动性关系,地球物理学报, **26**, 149—157, 1983.
- [8] 王 钧、黄尚瑶、黄歌山、汪集旸,华北中、新生代沉积盆地的地温分布及地热资源,地质学报, **3**, 304—316, 1983.
- [9] 张之立、刘新美、张肇良,横向非均匀性对地壳应力场的影响,中国科学, **9**, 891—898, 1980.
- [10] 徐芝纶,弹性力学,人民教育出版社, 1979.
- [11] 王 仁、何国琦、殷有泉、蔡永恩,华北地区地震迁移规律的数学模拟,地震学报, **2**, 32—42, 1980.

INVESTIGATION ON THE THERMAL FORCE SOURCES OF 1976 TANGSHAN EARTHQUAKE

ZHANG ZHILI

(Institute of Geophysics, State Seismological Bureau)

Abstract

In this paper, the possible force sources of the 1976 Tangshan earthquake are discussed from the view point of stress field. The Tangshan area was affected obviously by the neighbouring geothermal sources besides the action of the Pacific Ocean and Indian Plates before the earthquake. The rising temperature zone of upper mantle uplift of Xialiaohu—Bohai—Huanghua centred on the Bohai Bay center and the horizontal temperature gradient zone of Cangdong Fault made the Tangshan area concentrated with geothermal stresses. Based on the observation data, three mechanical models, simplified the temperature variation area as a circle, a long narrow rectangle and an ellipse respectively, are presented in order to evaluate the magnitude of geothermal stresses. The analytical solutions of the geothermal stress field of above the models are calculated. The results show that the normal stresses are all compressive stresses and shear stress is small within the temperature rising area; the radial stress is compressive stress but the hoop stress is tensile stress. All the stresses attenuate outside the temperature rising area. The hoop stress and horizontal shear stress are maximum on the edge of the temperature rising area and their value may reach several hundreds bars. Therefore, the geothermal stresses resulting from the thermal sources of the Xialiaohu—Bohai—Huanghua uplift and Cangdong Fault zones may be an important force sources for the Tangshan earthquake.

Besides the Tangshan earthquake, several present strong earthquakes such as the Xingtai, Hejian, Bohai, Haicheng, and Heze earthquakes occurred in north China were also located on the high value zones of the geothermal stresses. Their occurrences may all be connected with the above geothermal force sources.