

爆炸波作用下准饱和土的动力模型研究

王 明 洋 钱 七 虎

(工程兵工程学院, 南京, 210007)

文 摘 准饱和土是由固体土颗粒、水和少量封闭的空气组成的三相混合物介质。在研究爆炸波在准饱和土中的传播规律及与结构的相互作用时, 不能沿用非饱和土的规律, 也不能将其看作二相混合介质进行分析。本文结合爆炸波在准饱和土中传播的宏观试验, 运用混合物理论建立起研究一维平面爆炸波作用下准饱和土的动力分析模型。

关键词 准饱和土, 爆炸波, 混合物理论。

1 前 言

众所周知, 土是多组分相介质, 是矿物颗粒的聚集体。这些颗粒彼此接触但没有填满所有的空间。固体土颗粒形成土的骨架, 颗粒的空隙充满了液体(水, 油等)与气体组分。随着颗粒尺寸和各组分的含量不同, 土的动力特性可以在很大范围内变化。准饱和土通常指孔隙中含有水和少量空气的非饱和土, 所含空气不与大气相通, 而是以某些气泡的形状处于封闭状态中。在某些情况下, 不存在封闭空气, 孔隙中充满液体的土叫饱和土。

近年来, 由于环境工程、地震工程及海洋工程的实际需要, 对准饱和土动力特性的研究越来越受到人们的重视。特别是在防护工程中, 有相当数量的结构是建在准饱和土之中或之上的。在压力稍大的爆炸波作用下, 准饱和土的性能与非饱和土及饱和土有很大的不同。试验及理论分析均表明^[1~3], 当爆炸波在准饱和土中传播时, 波阵面传播速度、波阵面处的压力及粒子运动速度与空气的含量密切相关。爆炸波在准饱和土中传播遇到障碍物的反射系数也与空气含量有很大关系, 其反射系数可以大于 2.0。因此, 在准饱和土中封闭空气含量是决定爆炸波传播规律的要素之一。

60 年代, Г.М.Ляхов 对在爆炸冲击荷载作用下的准饱和土进行了理论与试验研究^[4,5], 提出了准饱和土的流体动力模型。然而该模型存在一定的局限性, 这表现在当爆炸荷载在较小的范围内, 准饱和土的应力应变关系 ($\sigma = f(\epsilon)$) 具有 $\frac{d\sigma}{d\epsilon} > 0$, $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon^2} < 0$, 而基于流体动力模型却具有 $\frac{d\sigma}{d\epsilon} > 0$, $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon^2} > 0$ 。在这个小荷载范围内, 土颗粒骨架承受荷载, 骨架的有效应力并非为零, 而流体动力模型并不能说明这一现象。80 年代初, 人们开始用 M. A. Biot 理论研究准饱和土的非线性问题^[6~8]。文献 [6] 将气相的影响用一综合常数表

• 国家自然科学基金资助课题, 资助号: 59579017

到稿日期: 1993-11-11

示,按二相介质加以研究,文献[7]忽略气相的影响,按二相介质进行分析,对比分析了计算结果与文献[8]试验结果,结果是自相矛盾的,说明忽略气相影响而采用 M. A. Biot 理论的方法分析爆炸波作用下准饱和土的动力特性是值得商榷的。最近,国内外学者尝试用混合物理理论研究准饱和土,取得了一些成果,但一些研究工作中引入的变量太多,难为工程实际采用^[9],另一些研究工作采用的假设不符合爆炸波作用下准饱和土的动力现象^[10]。

本文拟根据爆炸波在准饱和土中传播的宏观现象,运用混合物理理论建立起适合工程应用的动力分析模型,从而用于分析准饱和土中波的传播及其与结构相互作用。

2 试验研究

2.1 准饱和土波传播宏观试验研究特点

(1) 爆炸荷载作用下,由于加载速率比较大,波的作用时间很短,波在作用过程中,孔隙内的水、气来不及从孔隙中排出。因此,可以认为准饱和土各相间没有相对运动,各组分按质量计不发生变化^[11]。

(2) 当温度由于爆炸波的通过发生变化时,准饱和土中压力及密度变化很小。由于荷载的瞬时性,各相间的热交换可以忽略。因此,可以将准饱和土介质看作绝热过程,等熵运动及介质间互不相溶,无相变^[12]。

(3) 准饱和土中爆炸波参数(压力、波阵面传播速度及粒子运动速度)与空气含量的微小变化有很大的依赖关系。当气相含量接近于零时,即使在离激励源很远的地方,传播的应力波仍然是冲击波。而随气相含量的增加,在一定的距离上,便可能出现冲击波突跃消失现象。因此,推论出准饱和土中液相粘性可以忽略,气相具有粘性^[1]。

(4) 爆炸荷载作用下,准饱和土的总应力-应变关系呈图(1)所示形状。从图(1)可以看出。

a) 当荷载小于某一分界应力点(图(1) P_a)时,曲线凸向应力轴,此时具有 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon} > 0$, $\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} < 0$,这是因为当荷载较小时,变形很小,孔隙中空气没有完全压缩,准饱和土的压缩性由骨架的压缩性来决定,在此荷载范围内,骨架表现为粘塑性如图(2),卸载后有残余变形,此时介质的变形包括介质压缩时由于固体颗粒和液体质点重新排列而产生的孔隙变形以及液体和固体材料颗粒变形^[13],而前者是主要的。

b) 随着荷载的增大,曲线逐渐凸向应变轴,当荷载大于分界应力 P_a 时,准饱和土中应力与方向无关^[1]。此时,骨架对压缩产生的反作用力可以忽略,介质变形开始由作为三相介质土的特性来确定。从图(1)中可以看出,此段荷载范围内,准饱和土可以看作非线性粘弹性介质。

c) 从一种压缩机制向另一种压缩机制过渡的同时,应力应变曲线对变形轴的倾角也随着变化。

2.2 准饱和土中波传播的宏观试验研究结论

(1) 准饱和土介质可以看作相互无渗透及无相变的三组分关系,其变化可以看作绝热过程,等熵运动;

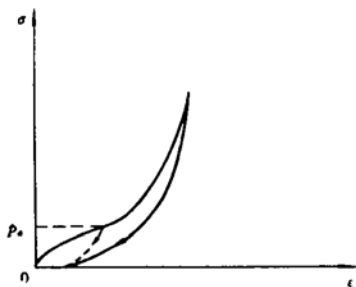


图1 准饱和土应力-应变关系

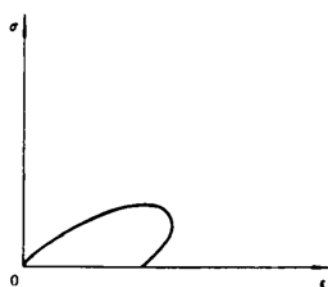


图2 骨架应力-应变关系

(2) 液相与气相分别看作理想液体与粘性气体;

(3) 在压力较小时, 骨架为粘塑性应力应变关系, 加卸载采用不同的方程。当压力较大时, 准饱和土介质可以看作非线性粘弹性介质, 加卸载采用同一方程;

(4) 爆炸荷载作用下, 三相介质间无相对运动。当压力较小时, 存在骨架所受的有效应力, 当压力较大时, 压力与方向无关, 可以近似看作流体介质。

3 基本公式

3.1 动力分析模型的建立

设 $m^{(\alpha)}$ ($\alpha=1, 2, 3$, 上标数字分别对应气相、液相及固相, 下同) 表示各组分的体积分含量; $\rho^{(\alpha)}$ 是各组分的体密度; ρ 是准饱和土的体密度; n 表示准饱和土中的孔隙率; S_r 是水的饱和度。则各量之间有如下关系:

$$m^{(1)} = (1 - S_r) \cdot n, m^{(2)} = S_r \cdot n, m^{(3)} = 1 - n \quad (1)$$

$$\rho = \sum_{\alpha=1}^3 m^{(\alpha)} \rho^{(\alpha)} \quad (2)$$

很显然, 又有如下关系

$$\sum_{\alpha=1}^3 m^{(\alpha)} = 1 \quad (3)$$

由混合物理论^[9], 考虑到 2.2 节试验研究结论 (1), 各相的质量守恒方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(m^{(\alpha)} \rho^{(\alpha)}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(m^{(\alpha)} \rho^{(\alpha)} u_i^{(\alpha)}) = 0 \quad (4)$$

对式 (4) 求和, 得准饱和土质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (5)$$

式 (4) 及式 (5) 中, $u^{(\alpha)}$ 为 α 相质点运动速度; u 为准饱和土介质质点平均运动速度。 u 与 $u^{(\alpha)}$ 的关系为

$$u = \sum_{\alpha=1}^3 m^{(\alpha)} u^{(\alpha)} \quad (6)$$

各相的线动量守恒方程 (不计重力) 分别为

$$\frac{\partial}{\partial t}(m^{(\alpha)} \rho^{(\alpha)} u^{(\alpha)}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho^{(\alpha)} m^{(\alpha)} u_i^{(\alpha)} u_j^{(\alpha)}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(m^{(\alpha)} \sigma_{ij}^{(\alpha)}) + \sum_{\beta} F_i^{(\alpha\beta)} \quad (7)$$

式中 $\sigma_{ij}^{(\alpha)}$ 为 α 相的真实应力; $F_i^{(\alpha\beta)}$ 为 α 相与 β 相 ($\alpha \neq \beta$) 之间的整体相互作用力。它们是内力, 故有

$$F_i^{(\alpha\beta)} + F_i^{(\beta\alpha)} = 0, \sum_{\alpha, \beta} F_i^{(\alpha\beta)} = 0 \quad (8)$$

作用于 α 相上的相互作用力为

$$F_i^{(\alpha)} = \sum_{\beta} F_i^{(\alpha\beta)} = -\sigma_{ij}^{(\alpha)} \frac{\partial m^{(\alpha)}}{\partial x_j} + \Delta_i^{(\alpha)} + R_i^{(\alpha)} \quad (9)$$

式 (9) 中, $R_i^{(\alpha)}$ 为相间的相对运动引起的力; $\Delta_i^{(\alpha)}$ 为相间存在压力差引起的 α 相上的附加力, 将式 (7) 三相相加, 并利用式 (8) 的第二个关系式, 得准饱和土的动量方程

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (10)$$

式 (10) 中, $T_{ij} = \sum_{\alpha} m^{(\alpha)} \sigma_{ij}^{(\alpha)}$, 为准饱和土介质的总应力。

由于气相被液相包围, 其间没有相对运动, 相压近似相等, 即有如下关系

$$u^{(1)} = u^{(2)}, p^{(1)} = p^{(2)} = p \quad (11)$$

式 (11) 中, $p^{(1)}$, $p^{(2)}$ 分别为作用于气相与液相上的应力, 在式 (11) 的条件下, p 便是作用于流体上的总应力。由式 (11) 可知

$$\Delta_i^{(1)} = \Delta_i^{(2)} = 0 \quad (12)$$

根据关系式

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} - \sum_{\alpha} (m^{(\alpha)} \frac{\partial \sigma_{ij}^{(\alpha)}}{\partial x_j}) = \sum_{\alpha} \sigma_{ij}^{(\alpha)} \frac{\partial m^{(\alpha)}}{\partial x_j} = \sum_{\alpha} \Delta_i^{(\alpha)} \quad (13)$$

利用式 (11) 第二关系及式 (12), 由式 (13) 可知

$$\Delta_i^{(3)} = (\sigma_{ij}^{(3)} + p \cdot \delta_{ij}) \frac{\partial m^{(3)}}{\partial x_j} \quad (14)$$

式 (14) 中利用了关系式

$$\sigma_{ij}^{(\alpha)} = -\frac{1}{3} p^{(\alpha)} \cdot \delta_{ij} \quad \alpha = 1, 2 \quad (15)$$

式 (14) 及式 (15) 中, δ_{ij} 是 Kronecker 符号。由式 (9) 有

$$F_i^{(1)} = p \frac{\partial m^{(1)}}{\partial x_i} + R_i^{(1)}, F_i^{(2)} = p \frac{\partial m^{(2)}}{\partial x_i} + R_i^{(2)}, \\ F_i^{(3)} = p \frac{\partial m^{(3)}}{\partial x_i} + R_i^{(3)} \quad (16)$$

根据 Terzaghi 有效应力原理, 作用于骨架上的有效应力为:

$$\sigma'_{ij}^{(3)} = T_{ij} + p \cdot \delta_{ij} = (1 - n)(\sigma_{ij}^{(3)} + p \cdot \delta_{ij}) \quad (17)$$

由式 (11) 第一式、式 (16) 及式 (17), 只需写出液体与骨架的动量方程, 即

$$m^{(2)} \rho^{(2)} \left(\frac{\partial u_i^{(2)}}{\partial t} + u_j^{(2)} \frac{\partial u_i^{(2)}}{\partial x_j} \right) = -m^{(2)} \frac{\partial p}{\partial x_i} + R_i^{(2)} \quad (18)$$

$$m^{(3)} \rho^{(3)} \left(\frac{\partial u_i^{(3)}}{\partial t} + u_j^{(3)} \frac{\partial u_i^{(3)}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \sigma'_{ij}^{(3)}}{\partial x_j} - m^{(3)} \frac{\partial p}{\partial x_i} + R_i^{(3)} \quad (19)$$

对于一维平面爆炸波作用, 所有的变量只与空间坐标 x 和时间 t 有关, 又由试验研究结论之 (4) 可知

$$u^{(1)} = u^{(2)} = u^{(3)} = u \quad (20)$$

根据式 (20), 方程式 (18), (19) 及式 (10) 有两个独立, 取式 (10) 及式 (18), 并利用 $R_i^{(2)} = R_i^{(3)} = 0$ 关系, 得如下方程组:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\rho}{\rho^{(2)}} \quad (23)$$

$$\sigma' = T + p \quad (24)$$

式 (24), σ' , T 分别为一维情况下准饱和土的有效应力和总应力。

在研究一维过程中, 常引入拉格朗日变量 h , t , 采用物质坐标 h , t 时, 一维平面运动方程式为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial h} = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial u}{\partial h} - \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (26)$$

$$V = \frac{1}{\rho} \quad (27)$$

式 (27) 中, V 为比容, 它与应变 ϵ 的关系为

$$\epsilon = \frac{V - V_0}{V_0} \quad (28)$$

式 (28) 中, V_0 为初始比容。

3.2 本构方程讨论

上述方程式 (25), (26), (27) 及式 (23), (24) 中, 含有 u , ρ , $\rho^{(2)}$, V , T , p , σ' 7 个未知数, 还需二个方程才能构成封闭解, 这二个方程需由本构方程来确定。下面分两种情况来讨论本构关系。

(1) 爆炸荷载应力小于临界应力 p_a

如前试验研究表明, 在此荷载范围内, 准饱和土的变形 ϵ 包含由于孔隙压缩所引起的骨架变形 ϵ_1 及液相和固相颗粒的变形 ϵ_2 和 ϵ_3 。 ϵ 与 ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 的关系为

$$\epsilon = \sum_a m^{(a)} \epsilon_{(a)} \quad (29)$$

在此荷载范围内, 骨架表现为粘塑性, 加载与卸载按不同方程式进行, 粘塑性介质可以用图 3 所示的元件表示。骨架的变形 ϵ_1 可以写为弹簧 D 的变形 ϵ'_1 与弹簧 R 和阻尼器的变形 ϵ''_1 之和, 即

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 + \epsilon''_1 \quad (30)$$

弹簧 D 的压缩曲线代表动力压缩曲线, 动力压缩曲线和静力压缩曲线由试验确定, 设动力, 静力压缩曲线为

$$\sigma' = f_D(\epsilon'_1) \quad (31)$$

$$\sigma' = f_s(\epsilon_1) \quad (32)$$

加载时弹簧 D 的加载速度为

$$\frac{d\sigma'}{dt} = \frac{df_D}{d\epsilon'_1} \cdot \frac{d\epsilon'_1}{dt} \quad (33)$$

认为阻尼器的阻抗与变形速率成正比, 由此, 加载时弹簧 R 和阻尼器的变形速率与应力之间的关系为

$$\sigma' = f_R(\epsilon''_1) + \eta \dot{\epsilon}'_1 \quad (34)$$

式中 η 为骨架的粘性系数; f_R 为弹簧 R 的压缩方程, 可由 f_D 和 f_s 求出。由式 (34) 有

$$\frac{d\epsilon''_1}{dt} = \frac{1}{\eta} [\sigma' - f_R(\epsilon_1 - \epsilon'_1)], \epsilon'_1 = f_D^{-1}(\sigma') \quad (35)$$

由此, 我们得到荷载连续增长时, 确定骨架的状态方程式

$$\frac{d\epsilon_1}{dt} = \frac{d\epsilon'_1}{dt} + \frac{d\epsilon''_1}{dt} = \frac{d\sigma'}{dt} \left(\frac{df_D}{d\epsilon'_1} \right)^{-1} + g(\sigma', \epsilon_1) \quad (36)$$

$$g(\sigma', \epsilon_1) = \frac{1}{\eta} [\sigma' - f_R(\epsilon_1 - \epsilon'_1)], \epsilon'_1 = f_D^{-1}(\sigma') \quad (37)$$

当骨架的变形达到最大值后的卸载段, 其骨架状态由下一方程式确定:

$$\frac{d\epsilon_1}{dt} = \frac{d\epsilon'_1}{dt} = \frac{d\sigma'_1}{dt} \left(\frac{df_p}{d\epsilon'_1} \right)^{-1} \quad (38)$$

式中 f_p 为弹簧 D 的卸载曲线。其余两相 (液、固) 的动态压缩曲线与静态压缩曲线一样, 且加卸载按同一方程采用。其压缩方程采用 Tet 方程近似, 根据试验研究结论 (1), 即

$$p - p_0 = \frac{\rho_{ao} C_{ao}^2}{\gamma_a} [(\epsilon_a + 1)^{-\gamma_a} - 1] \quad \alpha = 2, 3 \quad (39)$$

式中 ρ_{ao} , C_{ao} 和 γ_a 分别为相应相的初始密度, 声速和等熵指数。根据各相的体积压缩方程, 准饱和土静态压缩方程为

$$\frac{V}{V_0} = \epsilon + 1 = m^{(1)} \epsilon_1 + \sum_{a=2}^3 m^{(a)} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_a}} \quad (40)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{V}}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho} = \varphi_1 \dot{\sigma}' + \varphi_2 \dot{p} + g(\sigma', \epsilon'_1) \quad (41)$$

式中

$$\varphi_1 = m^{(1)} \left(\frac{df_D}{d\epsilon_1} \right)^{-1}$$

$$\varphi_2 = - \sum_{a=2}^3 m^{(a)} \frac{1}{\rho_{ao} C_{ao}^2} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1+\gamma_a}{\gamma_a}}$$

骨架卸载时方程形式为式 (41) 形式, 且有

$$\varphi_1 = m^{(1)} \left(\frac{df_p}{d\epsilon'_1} \right)^{-1}, \quad g = 0, \quad \varphi_2 \text{ 不变}$$

由式 (41) 及式 (39) 与式 (25) ~ (28) 结合 $V = \frac{1}{\rho}$ 与初始边值条件构成了方程的封闭解。

(2) 当爆炸荷载应力大于临界应力 P_a

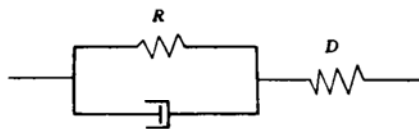


图3 骨架的粘塑性模型

由前面分析可知, 此荷载段准饱和土的压缩变形开始由三相介质的土特性来定。此时, 骨架对压缩产生的反作用力可忽略, 介质中应力与方向无关, 即

$$T_{ij} = -p \cdot \delta_{ij} \quad (42)$$

对于液体与固体颗粒的压缩曲线仍采用式 (39), 对于包含在介质中的气体来说, 认为气泡对压缩的阻抗可用并联的弹簧和阻尼器来表征。弹簧按照 Tet 绝热曲线确定其非线性压缩与松弛规律, 而阻尼器的阻抗与变形速率成正比。由式 (42), 准饱和土的一维平面运动方程式 (25) ~ (27), 其中, $T = p$, 还需一个本构关系构成方程组的封闭解。由上面的分析, 对介质中空气, 有如下关系

$$p - p_a = \frac{\rho_{10} C_{10}^2}{\gamma_1} [(\epsilon_1 + 1)^{-\gamma_1} - 1] - \eta' \dot{\epsilon}_1 \quad (43)$$

式中 ρ_{10} , C_{10} , γ_1 与式 (39) 含义相同; η' 为气体的粘性系数。由式 (2) 与式 (27) ~ (29) 可得

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{V}{V_0} = m^{(1)} & \left\{ \frac{\gamma_1}{\rho_{10} C_{10}^2} (p - p_a + \eta' \dot{\epsilon}_1) + 1 \right\}^{-\frac{1}{\gamma_1}} \\ & + \sum_{a=2}^3 m^{(a)} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_a}} \end{aligned} \quad (44)$$

就上式对时间微分, 可得

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{V}}{V_0} = m^{(1)} \dot{\epsilon}_1 - \sum_{a=2}^3 \frac{m^{(a)}}{\rho_{ao} C_{ao}^2} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1+\gamma_a}{\gamma_a}} \cdot \dot{p} \quad (45)$$

由式 (44) 和式 (45) 得加, 卸载方程为

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = \dot{\epsilon} = \varphi(P) \dot{P} - \frac{m^{(1)}}{\eta'} \varphi(p, V) \quad (46)$$

式中

$$\begin{aligned} \varphi(P) &= - \sum_{a=2}^3 \frac{m^{(a)}}{\rho_{ao} C_{ao}^2} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1+\gamma_a}{\gamma_a}} \\ \varphi(P, V) &= P - \frac{\rho_{10} C_{10}^2}{m^{(1)} \gamma_1} \left\{ \frac{V}{V_0} - \sum_{a=2}^3 m^{(a)} \left[\frac{\gamma_a (p - p_0)}{\rho_{ao} C_{ao}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_a}} \right\}^{-\gamma_1} \end{aligned}$$

式中 $\frac{V}{V_0}$ 由式 (44) 确定, 可证明式 (46) 为一非线性粘弹性关系。这样由式 (25) ~ (27) 及式 (46) 结合初始及边值条件构成了方程的封闭解。参数的确定及数值方法, 限于篇幅, 将另文讨论。

5 结 论

(1) 爆炸荷载作用下, 准饱和土存在两种不同的压缩机制, 两种机制的转变表现在准饱和土的应力-应变关系对变形轴倾角的变化上。当压力较小时, 准饱和土的压缩性主要决定于骨架的压缩性, 骨架的应力应变关系, 表现为粘塑性。当压力较大时, 骨架对压缩产生的

反作用力可以忽略。介质的压缩性由三相介质的特性确定,此时准饱和土介质可以看作一非线性粘弹性介质。

(2) 一维平面爆炸波作用下,当荷载小于临界压力时,场方程由式(23)~(26)控制,物性方程由式(39)及式(41)控制。对液体与固体颗粒材料,加卸载方程一致,对骨架加卸载方程不同。当加载压力大于临界压力后,场方程由式(25)~(27)控制,物性方程由式(46)控制,三相介质的加卸载方程一致。

(3) 本文的分析方法亦适用于准饱和土在其它动载作用下动力模型的建立。

参 考 文 献

- 1 Ляхов Г М. 岩土中的爆炸动力学基础. 刘光寰, 王明洋译. 南京: 工程兵工程学院, 1993.
- 2 钱七虎, 王明洋. 爆炸波在三相饱和水土介质自由场中的传播规律. 爆炸与冲击, 1994, 14 (2): 97~104
- 3 钱七虎, 王明洋, 赵跃堂. 爆炸波在三相饱和水土中遇不动障碍物的反射荷载. 爆炸与冲击, 1994, 14 (3): 225~230.
- 4 Ляхов Г М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. Москва, 1964.
- 5 Ляхов Г М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах, М: наука, 1982.
- 6 张洪武等. 土壤与结构相互作用动力有限元分析及 DIASS 程序系统. 大连理工大学力学所, 1990.
- 7 王作民. 爆炸冲击荷载下饱和土中波传播的数值计算. 防护工程, 1993 (1): 27~34.
- 8 工程兵科研三所防护工程科研报告. 饱和土力学性质试验研究, 1993.
- 9 Douglas S Drumheller, Anthony Bedford. A Thermomechanical Theory for Reacting Immiscible Mixtures. Archive for Rational Mechanics and Analysis, 1980, 73. 257~284.
- 10 陈正汉. 固-液-气三相多孔介质相互作用的动力学理论, 结构与介质相互作用理论与应用. 南京: 河海大学出版社, 1993. 134~147.
- 11 Ляхов Г М, Полекова Н И. Волны в плотных средах и нагрузки на сооружения, М: Недра, 1967.
- 12 Nikolaevskij V N. Mechanics of Porous and Fractured Media, World Scientific, 1990.
- 13 克雷姆斯基 А В, 梁霍夫 Т М. 地下爆炸波. 任玉光译. 防护工程, 1987, (4): 86~93.

Study on Dynamic Model for Quasi-Saturated Soil under Explosive Wave

Wang Ming-yang

Qian Qi-hu

(210007, Nanjing, Engineering Institute)

Abstract Quasi-Saturated soil consists of solid particles, water and a small amount of trapped air. The method and corresponding formula to study explosive wave propagation and soil-structure interaction in non-saturated soil are not valid for quasi-saturated soil. In addition, the dynamic properties of the quasi-saturated soil is also different from that of the two-phase mixture media consisting of solid particles and water (regarded as saturated soil). In this paper, the mixture theory is used to establish the dynamic model based on macroscopic test results in the quasi-saturated soil under one-dimensional plane explosive wave.

Key words quasi-saturated soil, explosive wave, mixture theory.