

海底爆破辐射声场的理论及数值研究^{*}

汤立国[†] 许肖梅 刘胜兴

(厦门大学海洋学系, 厦门 361005)

(厦门大学水声通信与海洋信息技术教育部重点实验室, 厦门 361005)

(2007 年 12 月 27 日收到 2008 年 2 月 21 日收到修改稿)

对固体基底浅海中声波传播的色散特性作了数值模拟与分析. 利用液体及固体中声传播理论导出了固体基底内爆破源在浅海中所激发声场的解析解, 在此基础上, 通过数值计算, 得出了浅海中不同空间点处的瞬态声压时域波形, 并在瞬态声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布基础上, 对固体基底内爆破源在浅海中所激发瞬态声场的特性作了详细分析.

关键词: 海底爆破, 声场, 色散, 瞬态声压

PACC: 4320, 4330

1. 引 言

随着我国沿海城市经济的高速发展, 大量与海洋有关的交通基础设施正在规划或已在施工当中, 如总投资达 31.97 亿元人民币的厦门翔安海底隧道. 在海底隧道施工过程中, 往往需要在距海平面数十米的海底岩石层中埋设炸药进行爆破, 显然其会向海洋辐射高能量的声场. 厦门翔安海底隧道起于厦门岛五通, 而五通附近海域正处于国家 I 级保护动物——中华白海豚的自然保护区内. 中华白海豚等海洋哺乳动物不仅通过声波进行相互通讯而且通过回波定位对其周围环境进行辨识并进行觅食等活动, 因此爆破声场会对其正常活动造成干扰, 且若声场能量高到一定程度, 会对其直接造成身体上的伤害. 为了保护中华白海豚免受爆破声场的影响, 采取一定措施对其进行保护就显得非常重要. 目前, 国际上普遍采用的方法是布置低能声威慑设备(acoustic deterrent devices)或高能声侵扰设备(acoustic harassment devices)将海洋哺乳动物驱赶出爆破附近海域^[1], 但是布置上述设备的时候, 首先必须了解爆破声场的分布, 以便确定上述设备的正确布置位置.

近海海域一般可简化为两层液-固模型, 三层液-液-固或液-固-固模型. 本文主要关注两层液-固

模型, 即下面为半空间固体基底, 上面为有限厚度的海水层, 且假设海水中各处声速不随深度的不同而变化, 对于近海浅水处, 该假设一般是合理的. 声波在多层介质中的激发与传播一直是地震学与海洋声学等学科所研究的重要课题之一. Pekeris^[2]将海底沉积层近似为半空间“液体底”, 并建立了上层液体中爆破点源在两层液体半空间声场激发理论, 该理论解释了 Worzel 与 Ewing^[3]在浅水爆炸声学实验中所观测到的频散波. 张仁和^[4]对简谐点源在浅海表面声道中的声场进行了分析并给出了简正波近似解. Wang 与 Liu^[5]通过将简正波问题转化为求解动力学系统问题, 提出了一种新的研究水下简正波的方法. Press 与 Ewing^[6]对海水中的爆破声源在两层液-固模型中所激发声波及其在海水中的传播进行了深入地探讨. 与海水中爆破源激发声场研究相比, 固体基底中爆破源在其上液层中激发声场的研究相对较少. Press 与 Ewing^[7]在研究海底地震的 Airy 震相时, 分析了位于固体底内的地震源在两层液-固模型中所辐射的声场, 其理论解决了长期认为无法解决的地震波的“尾波(coda)”问题, 但是其只考虑了 $c_{2L} > c_{2T} > c \geq c_1$ 的情况, 此处, c_1 为上层液体中的声速, c_{2L} 及 c_{2T} 分别为固体基底内的体纵波与体横波波速, c 为简正波相速度. Biof^[8]对 Press 与 Ewing^[7]的理论进行了补充, 讨论了 $c_{2L} > c_{2T} > c_1 \geq c$ 时简正波的频散. 需指出的是, Press 与

^{*} 福建省自然科学基金(批准号: T0750014)和中国科学院“声场声信息国家重点实验室”开放基金(2006)资助的课题.

[†] E-mail: liguotang@xmu.edu.cn

Ewing^[7]对两层液-固模型中固体基底内胀缩点源在远达 1000 km 及 10000 km 处激发的声波作了模拟分析,而本文着重对距爆破源数千米范围内的声场做模拟研究,两者在处理方法上有着显著差别. Fuchs 与 Müller 提出所谓反射法 (reflectivity method) 以求解半空间分层弹性介质中点源所激发声场^[9,10], Müller 进一步指出,若将某层的 S 波波速设为 P 波波速的 0.001 倍量级,数值结果表明,该层可近似为液体^[11]. Touhei^[12]利用半解析半数值的离散波数与简正波叠加方法讨论了固体基底内点源在其上层中辐射的声场. 本文主要目标是利用液体及固体中声传播理论导出固体基底内爆破源在浅海中所激发声场的解析解并进行数值模拟,在此基础上,进一步利用时频分析技术对能量在模式间分布作探讨.

2. 海底爆破辐射声场理论

图 1 为近海海域两层液-固模型示意图. 介质 I 为厚度为 H , 密度为 ρ_1 的液层,其中声波波速为 c_1 , 介质 II 为密度为 ρ_2 的半无限空间固体基底,其中体纵波与体横波波速分别为 c_{2L} 与 c_{2T} . E 为距液-固交界面为 d 的爆破源. 无限空间弹性介质中胀缩点源只能激发出 P 波,而无法激发出 S 波,但是液-固模型中固体基底内的爆破点源所激发 P 波经界面反射后,由于模式的耦合,反射波中不仅有 P 波,还包括 SV 波. 另外,虽然利用球坐标系易于求解点源辐射问题,但在球坐标系中,难以将液-固模型中的边界条件表征出来,因此必须采用柱坐标系. 而采用柱坐标系,需将点源辐射的球面波展开为柱面波,此可通过 Sommerfeld 积分实现^[13].

设液层中沿 r, z 方向的振动位移分别为 u_1^r 与 u_1^z , 位移势为 φ_1 , 固体基底中沿 r, z 方向的振动位移分别为 u_2^r 与 u_2^z , 位移势分别为 φ_2 与 ψ_2 , 首先考虑简谐点源所激发声场,有

$$\varphi_1 = \int_0^\infty A(k) J_0(kr) \sin \alpha z dk \quad (0 \leq z \leq H) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= \int_0^\infty J_0(kr) \frac{e^{-\beta|z-H-d|}}{\beta} k dk \\ &+ \int_0^\infty B(k) J_0(kr) e^{-\beta z} dk \quad (z \geq H), \quad (2) \end{aligned}$$

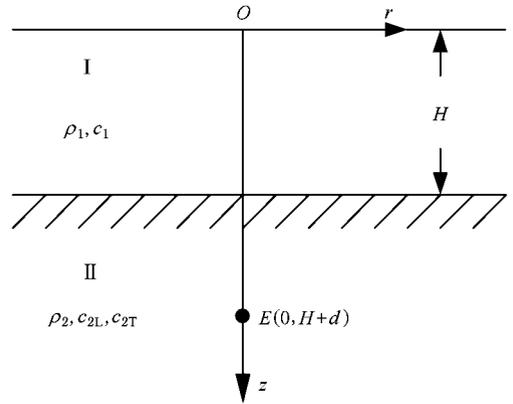


图 1 近海海域两层液-固模型

$$\psi_2 = \int_0^\infty \alpha(k) J_0(kr) e^{-\gamma z} dk \quad (z \geq H), \quad (3)$$

其中

$$\alpha = \sqrt{(\omega/c_1)^2 - k^2} \quad (4a)$$

$$\beta = \sqrt{k^2 - (\omega/c_{2L})^2}, \quad (4b)$$

$$\gamma = \sqrt{k^2 - (\omega/c_{2T})^2}, \quad (4c)$$

$A(k), B(k)$ 及 $\alpha(k)$ 为待定系数, ω 为圆频率, k 为波数, (1)–(3) 式省略了时间因子 $e^{i\omega t}$. (2) 式右边第一项代表爆破点源激发 P 波, 第二项代表液-固交界面反射 P 波, (3) 式代表反射 SV 波. 另外, 还有下列边界条件:

$$\varphi_1|_{z=0} = 0, \quad (5)$$

$$u_1^z|_{z=H} = u_2^z|_{z=H}, \quad (6)$$

$$\sigma_1^z|_{z=H} = \sigma_2^z|_{z=H}, \quad (7)$$

$$\sigma_2^r|_{z=H} = 0, \quad (8)$$

其中, (6)–(8) 式分别表示在液-固交界面处法向位移连续, 法向应力连续及固体基底切向应力为零. 事实上, 液层中位移势取如 (1) 式, 已经考虑到边界条件 (5). 利用 (6)–(8) 式, 可得

$$\alpha A(k) \cos \alpha H + \beta B(k) e^{-\beta H} - k^2 \alpha(k) e^{-\gamma H} = k e^{-\beta H}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} &\rho_1 \omega^2 A(k) \sin \alpha H \\ &+ (2\mu_2 k^2 \rho_2 \omega^2) B(k) e^{-\beta H} \\ &- 2\mu_2 k^2 \gamma \alpha(k) e^{-\gamma H} \\ &= -\frac{2\mu_2 k^2 - \rho_2 \omega^2}{\beta} k e^{-\beta H} \end{aligned} \quad (10)$$

$$2\beta B(k) e^{-\beta H} + (\gamma^2 - k^2) \alpha(k) e^{-\gamma H} = 2k e^{-\beta H}, \quad (11)$$

其中, μ_2 为固体基底的拉密常数. 联立 (9)–(11)

式,可解得

$$A(k) = -\frac{2\rho_2\omega^2\left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_{2L}^2}\right)k}{\Delta(k)}e^{-\beta l}, \quad (12)$$

式中 $\Delta(k)$ 为系数行列式的值,其表达式为

$$\Delta(k) = \frac{\rho_1\omega^4\beta}{c_{2L}^2}\sin\alpha H + \alpha\rho_2c_{2L}^2 \times \left[-4k^2\beta\gamma + \left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_{2L}^2}\right)^2\right]\cos\alpha H. \quad (13)$$

将(12)式代入(1)式并加入时间因子 $e^{i\omega t}$ 可得

$$\varphi_1 = -2\rho_2\omega^2 e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{\left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_{2L}^2}\right)k}{\Delta(k)} \times e^{-\beta l} J_0(kr) \sin\alpha z dk. \quad (14)$$

由位移势与声压关系式

$$p = \rho_1 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \quad (15)$$

可得

$$p(r, z, t) = 2\rho_1\rho_2\omega^4 e^{i\omega t} \int_0^\infty \frac{\left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_{2L}^2}\right)k}{\Delta(k)} \times e^{-\beta l} J_0(kr) \sin\alpha z dk. \quad (16)$$

(16)式为固体基底内简谐点源在液层中所激发声场的声压解析表达式.对于任意扰动点源,假设其随时间的变化关系为 $f(t)$,利用傅里叶积分,其可表示为

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (17)$$

显然,固体基底内任意点源在液层中所激发声场的声压为

$$p(r, z, t) = \frac{2\rho_1\rho_2}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \omega^4 e^{i\omega t} \left[\int_0^\infty \frac{\left(2k^2 - \frac{\omega^2}{c_{2L}^2}\right)k}{\Delta(k)} e^{-\beta l} J_0(kr) \sin\alpha z dk \right] d\omega. \quad (18)$$

一般,两层液-固模型中液层内导波相速度存在下述两种情况: $c_{2L} > c_{2T} > c \geq c_1$ 与 $c_{2L} > c_{2T} > c_1 \geq c$.当 $c_{2L} > c_{2T} > c \geq c_1$ 时,令 $\omega = \xi c_1$,则由(13)及(18)式可得

$$p(r, z, t) = \frac{2\rho_1\rho_2c_1^5}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega c_1) \xi^4 e^{i\xi c_1 t} \left[\int_{\frac{c_1}{c_{2T}}}^{\xi} \frac{\left(2k^2 - \frac{c_1^2}{c_{2L}^2} \xi^2\right)k}{\Delta_1(k)} e^{-\beta l} J_0(kr) \sin\alpha z dk \right] d\xi, \quad (19)$$

$$\Delta_1(k) = \frac{\rho_1c_1^4\beta}{2c_{2L}^2} \xi^4 \sin\alpha H - \alpha\rho_2c_{2L}^2 \left[4k^2\beta\gamma - \left(2k^2 - \frac{c_1^2}{c_{2L}^2} \xi^2\right)^2 \right] \cos\alpha H. \quad (20)$$

其中 α, β 及 γ 分别如(4a)~(4c)式所示.同样,当 $c_{2L} > c_{2T} > c_1 \geq c$ 时,令 $\omega = \xi c_1$,则由(13)及(18)式可得

$$p(r, z, t) = \frac{2\rho_1\rho_2c_1^5}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi c_1) \xi^4 e^{i\xi c_1 t} \left[\int_{\xi}^{\infty} \frac{\left(2k^2 - \frac{c_1^2}{c_{2L}^2} \xi^2\right)k}{\Delta_2(k)} e^{-\beta l} J_0(kr) \left(e^{-\alpha_1 z} - e^{\alpha_1 z} \right) dk \right] d\xi, \quad (21)$$

$$\Delta_2(k) = \frac{\rho_1c_1^4\beta}{2c_{2L}^2} \xi^4 (e^{-\alpha_1 H} - e^{\alpha_1 H}) + \alpha_1\rho_2c_{2L}^2 \left[4k^2\beta\gamma - \left(2k^2 - \frac{c_1^2}{c_{2L}^2} \xi^2\right)^2 \right] (e^{-\alpha_1 H} + e^{\alpha_1 H}), \quad (22)$$

其中

$$\alpha_1 = \sqrt{k^2 - (\omega/c_1)^2}, \quad (23)$$

β 及 γ 分别如(4b)与(4c)式所示.

3. 数值模拟及分析

3.1. 色散特性分析

液层中导波色散方程为

$$\Delta_1(k) = 0 \quad (c_{2L} > c_{2T} > c \geq c_1), \quad (24)$$

与

$$\Delta_2(k) = 0 \quad (c_{2L} > c_{2T} > c_1 \geq c). \quad (25)$$

计算出方程(24)和(25)的根,即得导波的色散曲线.图 2(a)(b)为液层中导波的相速度及群速度色散曲线,图 2(c)为波数厚度积 kH 相对于 $\omega H/(2\pi\alpha_1)$ 的色散曲线.计算中与液层相关参数为 $\rho_1 = 1022 \text{ kg/m}^3$ 及 $c_1 = 1500 \text{ m/s}$,固体基底为玄武岩,其典型参数为 $\rho_2 = 3150 \text{ kg/m}^3$, $c_{2L} = 7800 \text{ m/s}$ 及 $c_{2T} = 4500 \text{ m/s}$,本文所有数值模拟皆采用上述参数.根据计算结果可知,液层中导波具有如下特性:

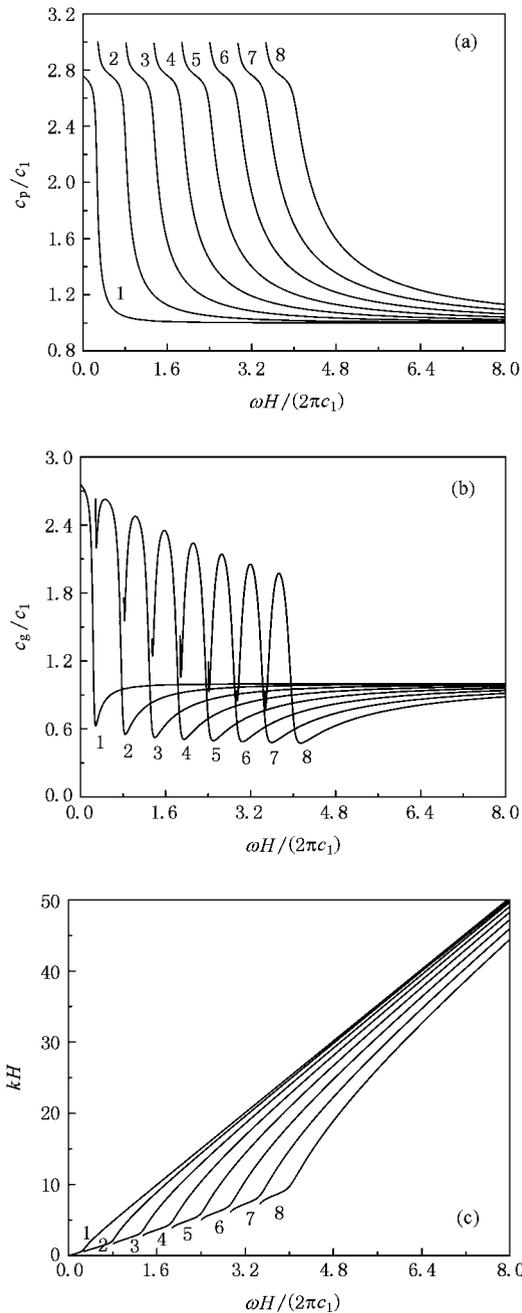


图2 (a)相速度色散曲线;(b)群速度色散曲线;(c) $\omega H/(2\pi c_1)$ - kH 色散曲线

1) 由图 2(a)可知,各阶模式的相速度色散曲线都存在一迅速下降的起始阶段,即在上述起始阶段,导波色散强烈,且随着液层厚度的减小,与上述强色散区域对应的频率变高。

2) 第一阶模式的相速度随着频率的增加逐渐减小且趋于 Stongley 波的速度 $0.99956 c_1$, 其与 Ewing^[13]给出的 Stongley 波的波速 $0.998 c_1$ 略有出入,而其余模式相速度随着频率的增加逐渐减小并

趋于 c_1 。

3) 由图 2(b)可知,除第一阶模式外,其余各模式的群速度色散曲线均存在三个极点,其中第二个极点为极大值点,另外两个为极小值点,且所有极值皆随着频率的增加而逐渐减小。

4) 由图 2(a)~(c)可知,除第一阶模式外,每个模式都存在截止频率,且随着阶数的增加,截止频率变高。

3.2. 液层瞬态声压模拟及分析

从 (19)~(22) 式出发,经过数值计算可得液层中各点处的瞬态声压时域波形.在模拟数千公里外液层中点的瞬态声压波形时,一般将 (19) 与 (21) 式中的波数 k 推广至复平面,选取特定的黎曼面后,利用留数定理,可将其中关于 k 的积分转变为留数与支线积分之和,而支线积分所确定的波的振幅按 r^{-2} 减小^[13],故可忽略,即只需计算留数之和,因此该方法在模拟数千公里外液层中点的声压时,效率较高.本文关注的是距爆破源数公里范围内声场的模拟,此时上述支线的积分不能忽略,从而大大降低了复平面法的计算效率.故在计算 (19) 与 (21) 式中关于波数 k 的积分时,本文采用在实域上直接积分的方法,显然该积分的被积函数具有振荡特性,因此在积分时,运用了高效的全局自适应 Gauss-Kronrod 积分算法.由于 $\Delta_1(k)$ 与 $\Delta_2(k)$ 具有零点,因此 (19) 与 (21) 式中关于波数 k 的积分为奇异积分,计算中需注意避开 $\Delta_1(k)$ 与 $\Delta_2(k)$ 的零点,具体实施方法如下:假设 $\Delta_1(k)$ 或 $\Delta_2(k)$ 的零点为 k_1, k_2, \dots, k_n ,若积分上下限统一分别表示为 a 与 b ,则

$$\int_a^b \approx \int_a^{k_1-\delta} + \int_{k_1+\delta}^{k_2-\delta} + \dots + \int_{k_{n-1}+\delta}^{k_n-\delta} + \int_{k_n+\delta}^b, \quad (26)$$

其中, δ 为一极小量,本文计算中,取其值为 10^{-10} .与复平面法相比,在实域上直接积分的方法,数学处理简单,近场模拟效率较高,但是在远场模拟时,效率较低,因为进行远场模拟时,为了达到足够高的精度,(19)及(21)式中 ξ 的步长必须取得相当小。

当爆破源的当量足够高时,(17)式中的 $f(t)$ 可近似为 $\sigma_0 \delta(t)$,其中 σ_0 为常数, $\delta(t)$ 为 Dirac's delta 函数,此时,(18)式中的 $F(\omega)$ 为常数 $\sigma_0/\sqrt{2\pi}$.若液层厚度 $H = 30$ m,爆破源与液-固交界面的距离 $d = 20$ m 且 $z = H/2$,则 r 为 400 m, 800 m

及 1600 m 时,由(19)–(22)式模拟得到的归一化瞬态声压波形分别如图 3(a)–(c)所示.若液层厚度 $H = 50\text{ m}$, $d = 20\text{ m}$ 且 $z = H/2$,则 r 为 400 m, 800 m 及 1600 m 时的模拟瞬态声压波形分别如图 4(a)–(c)所示.由图 3(a)–(c)及图 4(a)–(c)易看出,随着传播距离的增加,由于色散效应,液层中导波的波形逐渐展开且幅度不断变小.

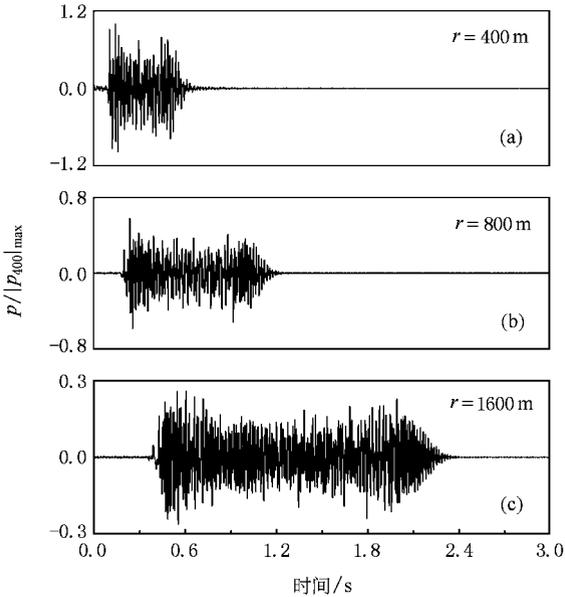


图 3 液层厚度 $H = 30\text{ m}$, 爆破源与液-固交界面的距离 $d = 20\text{ m}$, $z = H/2$ 时,模拟得到的归一化瞬态声压波形 (a) $r = 400\text{ m}$; (b) $r = 800\text{ m}$; (c) $r = 1600\text{ m}$

图 5 与图 6 分别为图 3(c)与图 4(c)中声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布(smoothed pseudo Wigner-Ville distribution, SPWVD)^[14].当 $H = 50\text{ m}$, $d = 20\text{ m}$, $z = H/3$ 时在 $r = 1600\text{ m}$ 及 1200 m 处模拟声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布分别如图 7 与图 8 所示.时频分布图的 y 轴为频率, x 轴为各频率成分到达时间,因此时频分布直接反应出了导波的群速度色散特性,为了便于分析比较,对应的群速度色散曲线被嵌入到到时频分布图中,如图 5—8 中虚线所示.固体基底内爆破源在浅海中所激发瞬态声场具有如下特性:

1) 由图 5—8 皆可明显发现第一阶模式对总波形能量贡献很小.该特性明显不同于一般弹性波导的冲击响应特性,在板及管状弹性波导的冲击响应波形中,第一阶模式对总波形能量的贡献往往是最大的. Ewing 曾指出 Rayleigh 波在海洋中传播的一个令人费解之点,是在周期范围从 1 s 到 12 s 之内

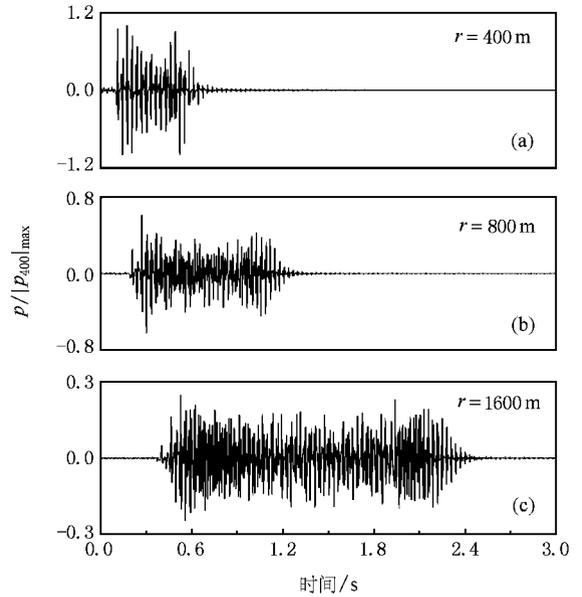


图 4 液层厚度 $H = 50\text{ m}$, 爆破源与液-固交界面的距离 $d = 20\text{ m}$, $z = H/2$ 时,模拟得到的归一化瞬态声压波形 (a) $r = 400\text{ m}$; (b) $r = 800\text{ m}$; (c) $r = 1600\text{ m}$

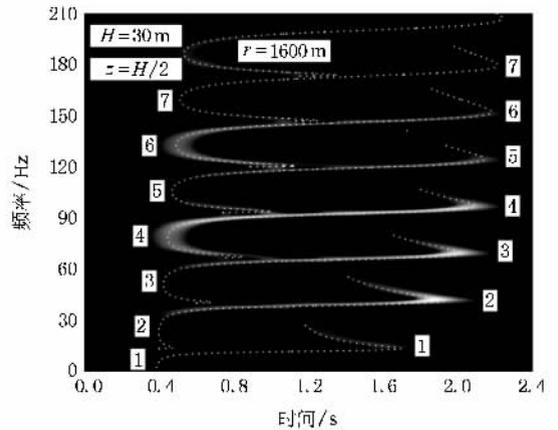


图 5 图 3(c)中声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布

没有第一阶振型的波,且对地震中接收到的大周期长波列是否是频散的第一阶振型仍有异议^[13],当然地震波经远距离传播后,周期更小的波是难以探测到的,因此图 3 和图 4 模拟结果与已有研究发现是基本符合的.造成该现象的可能原因是固体基底中爆破点源所激发的第一阶 Rayleigh 振型的能量主要集中在切向振动,而法向振动能量很小,故第一阶 Rayleigh 振型的能量不易辐射进海洋中.

2) 观察图 5 和图 6 可知,当 $z = H/2$ 时,与奇次阶模式相比,偶次阶振型模式对总波形能量的贡献更大,尤其是与群速度极大值邻近对应的频率成

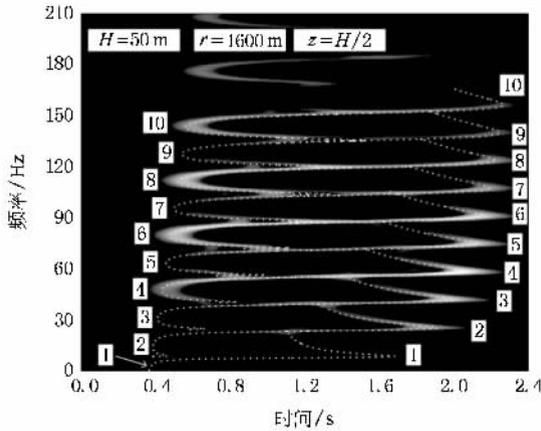


图 6 图 4(c) 中声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布

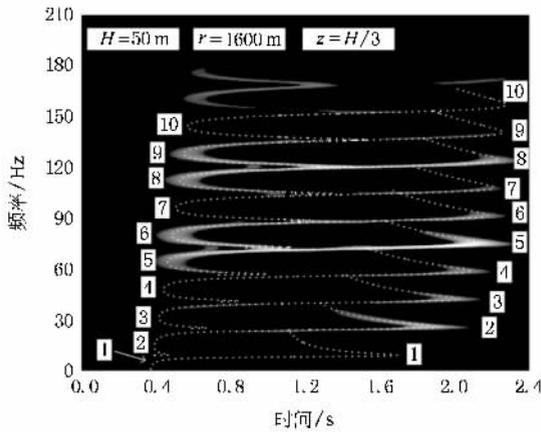


图 7 液层厚度 $H = 50$ m, 爆破源与液-固交界面的距离 $d = 20$ m, $r = 1600$ m, $z = H/3$ 时, 模拟声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布

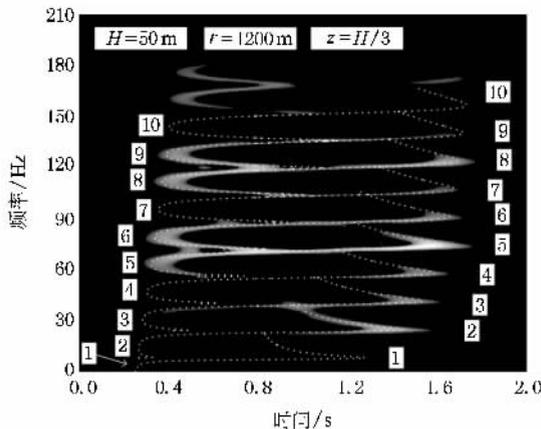


图 8 液层厚度 $H = 50$ m, 爆破源与液-固交界面的距离 $d = 20$ m, $r = 1200$ m, $z = H/3$ 时, 模拟声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布

极小值邻近对应的频率成分, 而由图 7 和图 8 知, 当 $z = H/3$ 时, 总能量在模式间分布发生明显变化, 其主要分布于 $3n + 1$ ($n = 0, 1, \dots$) 阶以外的模式, 因此液层中导波接收点垂直位置对总波形能量在模式间分布具有显著影响。

3) 比较图 7 与图 8 可发现, 对于相同垂直位置不同水平位置处所接收波形, 其能量在模式间分布无明显变化, 故总波形能量在模式间分布受液层中导波接收点水平位置变化的影响很小。

4) 各阶振型模式能量首先随着阶数的增加而增加, 随后会随着阶数的增加而衰减。如图 5 中, 第四阶模式能量最大, 图 6 中, 第六阶模式的能量最大, 这也说明出现最大能量的模式阶数受液层厚度的影响。

5) 比较图 5 与图 6 可发现, 液层越厚, 由能量最高的模式开始, 随着模式阶数增加, 能量衰减越慢, 反之, 液层越薄, 由能量最高的模式开始, 随着模式阶数增加, 能量衰减越快。

6) 比较图 5 与图 6 可知, 同阶数导波模式, 液层越薄, 其频率越高。

7) 观察图 5 和图 8 还可发现, 对总波形能量有显著贡献的模式, 其能量主要集中于 $f < f_0$ 的频率成分, 此处, f_0 为与该模式群速度第二个极小值点对应的频率, 该特性与液层中爆破声源激发的声场恰好相反。Li 与 Zhang^[15] 的理论及实验研究皆表明液层中爆破声源在液层中所激发声场的能量集中于 $f > f_0$ 的频率成分。实际上, $f < f_0$ 频率成分所对应的模态掠射角较大, 故水中声源激发的声场在此频段里主要能量都入射到海底, 而液层中接收到的主要是小掠射角模态的能量。固体基底内爆破源在其上层液层中所激发声场是由交界面上 Rayleigh 波与 Stongely 波的能量向液层中辐射造成的, 其中 Stongely 波的贡献很小。当 Rayleigh 振型以法向振动为主时, 其能量较易辐射进液层中, 反之, 当 Rayleigh 振型以切向振动为主时, 其能量不易辐射进液层中。图 5 至图 8 的结果表明, Rayleigh 振型的 $f < f_0$ 的频率成分以法向振动为主, 而 $f > f_0$ 的频率成分以切向振动为主。目前, 相关定量研究仍在进行之中。

4. 结 论

本文利用液体及固体中声传播理论不仅导出了

分, 奇次阶模式的能量主要集中在与第二个群速度

覆盖于固体基底上海水中导波传播的色散方程,而且导出了固体基底内爆破源在浅海中所激发声场的瞬态声压解析解,在此基础上,通过数值计算,得到了导波色散曲线及浅海中不同空间点处的瞬态声压时域波形.进行数值模拟时,不同于地震学中模拟海底地震在数千公里外激发的 Rayleigh 波所采用

的复平面法,本文采用了在实域上直接积分的方法,对于近场模拟,该方法数学处理简单且效率较高.最后,在瞬态声压时域波形的平滑伪 Wigner-Ville 分布基础上,对声场能量在模式间分布特性作了详细分析.

- [1] Committee on potential impacts of ambient noise in the ocean on marine mammals 2003 *Ocean Noise and Marine Mammals* (Washinton : The National Academic Press)
- [2] Pekeris C L 1948 *Geol. Soc. Amer. Mem.* **27**
- [3] Worzel J L , Ewing M 1948 *Geol. Soc. Amer. Mem.* **27**
- [4] Zhang R H 1975 *Acta Phys. Sin.* **24** 201 (in chinese) [张仁和 1975 *物理学报* **24** 201]
- [5] Wang N , Liu J Z 2002 *Chin. Phys.* **11** 456
- [6] Press F , Ewing M 1950 *Geophysics* **15** 426
- [7] Press F , Ewing M , Tolstoy I 1950 *Bull. Seism. Soc. Amer.* **40** 111
- [8] Biot M A 1952 *Bull. Seism. Soc. Amer.* **42** 81
- [9] Fuchs K 1968 *J. Phys. Earth* **16** (Special issue) 27
- [10] Fuchs K , Müller G 1971 *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **23** 417
- [11] Müller G 1985 *J. Geophys.* **58** 153
- [12] Touhei T 1995 *Bull. Seism. Soc. Amer.* **85** 1718
- [13] Ewing W M , Jardetzky W S , Press F 1957 *Elastic Waves in Layered Media* (New York : McGRAW-Hill Book Company , Inc.)
- [14] Hlawatscha F , Manickamb T G , Urbanke R L , Jones W 1995 *Signal Process* **43** 149
- [15] Li Z L , Zhang R H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 471

Theoretical and numerical investigations of the acoustic field excited by submarine explosion *

Tang Li-Guo[†] Xu Xiao-Mei Liu Sheng-Xing

(Department of Oceanography , Xiamen University , Xiamen 361005 , China)

(Key Laboratory of Underwater Acoustic Communication and Marine Information Technology , Ministry of Education , Xiamen University , Xiamen 361005 , China)

(Received 27 December 2007 ; revised manuscript received 21 February 2008)

Abstract

This paper simulates and analyzes numerically the dispersion characteristics of the waves propagating in the shallow-ocean overlying a semi-infinite elastic solid. The analytical solution of the acoustic field in the shallow-ocean , excited by an explosive point source in the solid bottom , is derived by using the theories for sound propagation in liquid and solid. The time-domain waveforms of transient acoustic field are simulated with the above analytical solution. The dispersion characteristics of the transient acoustic field are analyzed by using the smoothed pseudo Wigner-Ville distribution.

Keywords : submarine explosion , acoustic field , dispersion , transient acoustic pressure

PACC : 4320 , 4330

* Project supported by the Natural Science Foundation of Fujian Province , China (Grant No. T0750014) and by the Open Research Fund (2006) of National Laboratory of Acoustics , Institute of Acoustics , Chinese Academy of Science .

[†] E-mail : liguotang@xmu.edu.cn