耗散源函数及 LAGFD-WAM 海浪数值模式的改进*

袁业立 华 锋 潘增弟 孙乐涛 (国家海洋局第一海洋研究所,青岛 266003)

提要 本文是在 LAGFD-WAM 海浪模式方法基础上,根据破碎波统计理论给出了 LAGFD 耗散源函数形式。同时对 LAGFD-WAM 模式进行了改进并与 WAM 模式作了三 种典型风场下的对比实验和实测结果检验,取得了较好的结果。

关键词 耗散源函数 海浪数值模拟 破碎波统计

近10多年来,各种海浪过程的理论研究和测量研究取得了突破性的进展,加之计算 机和计算技术的突飞猛进,海浪数值模拟研究又重新回到海波能量谱平衡方程上来,这就 是1981年以来的第三代海浪数值模拟研究的发展。目前,第三代海浪数值模拟方法发展 的焦点仍然是各种源函数。Phillips (1957)和 Miles (1957)的工作虽然从理论上揭示 了大气向海波输入能量的机制,但只有在 Snyder (1981)完成其现场测量之后这些理论 才达到其可应用的程度。 Hasselmenn (1962)的工作和 JONSWAP (Hasselmenn et al., 1973)实验建立了非线性波一波相互作用源函数的理论和测量基础。此后的 10 多年 里,Hasselmenn (1985)等在计算方法上的努力,使非线性相互作用源函数的计算达到业 务数值预报的水平。 这些都构成了 1987年推出的第三代海浪数值模式(WAM 模式)的 基础。

实际检验已经发现,WAM 模式不能很好地模拟大风浪过程的原因之一在于,在大风 浪过程中 Komen 形式的耗散源函数往往给出过高的能量耗散率(Zambresky, 1989)。 本文根据我们的破碎波统计理论给出了一种新的耗散源函数理论结果,对比 Komen 形 式详细讨论了这个理论结果的主要特征和优点,并给出了它的适用形式。

1 LAGFD 耗散源函数

1.1 耗散源函数的导出 海波破碎是其能量损耗的主要机制这一观点,是 Longuet-Higgins 于 1969 年提出的。他以海面垂直加速度超过 g/2 为破碎准则,导出了在极端窄 谱情况下的破碎总能量损耗率。Yuan 等(1986)根据同样的准则,建立了破碎波的统计 模型,并给出了与之相应的统计方法,在此基础上的一系列研究所给出的破碎波面统计 (Tung et al., 1989),破碎波谱及能量损耗(华锋等,1992; Yuan, et al., 1986),白冠覆 盖率以及海、气强交换(袁业立等,1989)等理论结果,不但揭示了这些现象的物理机制,也

^{*} 国家自然科学基金赞助,4870271号。

收稿日期: 1991年1月2日;接受日期: 1992年12月20日。

都能很好地与现有测量符合。

袁业立等(1989)曾导出如下概念,即统计上一个全场的破碎事件是在一个极值间平均周期 *T*,内实现的,这样海波破碎的能谱损耗率可以定义如下

$$S_{ds}(\boldsymbol{k}) = -\frac{E(\boldsymbol{k}) - E_{\boldsymbol{b}}(\boldsymbol{k})}{T_{\boldsymbol{p}}}$$
(1)

其中 $E(\mathbf{k})$ 为破碎事件发生前的原始波谱, $E_{\mathbf{k}}(\mathbf{k})$ 为破碎后的海波谱。

Yuan 等(1986) 曾经导出如下准确到相关函数的零次和一次项的破碎波谱与原始波 谱关系:

$$E_{b}(\boldsymbol{k}) = A_{1}^{2} \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{1}} \right)^{2} \right]^{2} E(\boldsymbol{k})$$
(2)

其中: $A_1 = (2\pi)^{-1/2} L E_1 \left(\frac{L^2}{2} \right) + 2 \int_0^L Z(x) dx;$

$$\omega_{1}^{2} = \left(\frac{A_{1}}{A_{2}}\right)\left(\frac{\mu_{4}}{\mu_{2}}\right), \ L = g/(2\mu_{4}^{1/2}), \ \mu_{i}$$
 为波数谱的频率 *i* 阶距:
$$\mu_{i} = \iint \omega^{i} E(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \ Z(\mathbf{x}) = (2\pi)^{-1/2} \exp\left(-\frac{x^{2}}{2}\right), \ E_{1}(\mathbf{x}) = \int_{1}^{\infty} \frac{e^{-xy}}{y} dy$$
 为指数积分函数

对于一个均匀的随机波场,根据破碎准则 $\zeta'' < -g/2$ 可导得单位面积内的海波破碎面积比为 $\frac{S_b}{S} = E\left\{\frac{H(-\zeta'' - g/2)dxdy}{dxdy}\right\} = \int_L^{\infty} Z(x)dx$,显然 $S_b/S \neq L$ 的单调递减函数,当 $L \rightarrow 0$ 时, $S_b/S \rightarrow 1/2$;当 $L \rightarrow \infty$ 时, $S_b/S \rightarrow 0$ 。在通常海况下, S_b/S 总是很小的,相应的 L 是一个大量。在这种情况下,精确到 $O\left(\frac{1}{L^2}\exp\left\{-\frac{L^2}{2}\right\}\right)$,

$$A_{1} \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} L \cdot \frac{1}{L^{2}} \exp\left\{-\frac{L^{2}}{2}\right\} + \left[1 - \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{L} \exp\left\{-\frac{L^{2}}{2}\right\}\right] = 1$$
(3)

和

$$\frac{1}{\omega_{1}^{2}} = \frac{1}{\omega_{m}^{2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{L} \exp\left\{-\frac{L^{2}}{2}\right\}$$
(4)

其中 ω_m 为极值间 频 率 $\omega_m = \frac{2\pi}{T_p} = \left(\frac{\mu_4}{\mu_2}\right)^{1/2}$ 。

将(3)和(4)代人(2)式,则可得

$$E_{b}(\boldsymbol{k}) = \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{m}}\right)^{2} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{L^{2}}{2}\right)\right]^{2} E(\boldsymbol{k})$$
(5)

这样,由(1)式破碎能量损耗源函数可写出如下:

$$S_{yds} = -4(2\pi)^{-3/2} \left(\frac{\mu_0^4 \omega_z}{g^2}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{8}\left(1-e^2\right)\frac{g^2}{\mu_0 \omega_z^4}\right\}$$
$$\cdot \omega_z \left(\frac{\omega}{\omega_z}\right)^2 E(\mathbf{k}) \tag{6}$$

其中 $\omega_z = \left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right)^{1/2}$ 为上跨零点频率。很明显,该式与 Komen (1984) 基于量纲分析和计

算拟合的结果有很多相似之处和不同之处。

1.2 与 Komen 结果的比较 Komen (1984) 根据量纲分析,在认为 Snyder 的输入 源函数和 Hasselmenn 的非线性波-波相互作用源函数为准确的前提下,用计算拟合的 方法给出了如下形式的耗散源函数:

$$S_{kds} = -2.33 \times 10^{-5} \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^2 \left(\frac{\hat{a}}{\hat{a}_{pm}}\right)^2 E(k)$$
(7)

其中 $\hat{\omega} = \left[\iint \omega^{-1} E(\mathbf{k}) d\mathbf{k} / \mu_0 \right]^{-1}, \frac{\hat{a}}{\hat{\alpha}_{pm}}$ 为归一化特征波陡平方, $\hat{a} = \frac{\mu_0 \hat{\alpha}^4}{g^2}, \hat{\alpha}_{pm} = 3.02 \times 10^{-3}$ 。

很有意思的是,在我们的理论结果中,也同样地出现两个无量纲量, $\left(\frac{\omega}{\omega_{s}}\right)$ 和 $\frac{\mu_{0}\omega_{s}^{2}}{g^{2}}$ 。 而且对无量纲频率的依赖关系与 Komen 的经验结果完全一致。不一样的是在理论结果 中还出现另一无量纲参数谱宽度 ϵ ,波谱越宽,破碎损耗越大。

如图 1 所示, Komen 形式与波陡的 4 次 方成比例,单调增长而理论形式则在波陡很 小时以更高阶无穷小形式趋于 0,随着波陡 的增大,理论形式增大,并以一次曲线为渐近 线,这样理论曲线在低波陡部分与 Komen 的 结果有三个交点,两种耗散值十分接近,而随 着波陡的增大,其增大趋势远小于 Komen 形 式。这些性质正是 Zambresky (1989)在对 第三代海浪数值模式作大量后报检验后,提 出对其耗散源函数进行修正所要求的。

吸收 Komen 表达式在低海况下计算成







功的一面,改进其在高海况下过分耗散的一面,我们把理论破碎耗散源函数(6)写成无量 纲频率、归一化波陡和谱宽度的形式。引人两个待定系数 d₁,d₂,在通常取值范围内,作 Komen 表达式与理论表达式之间的最小二乘方拟合,可得如下理论耗散源函数的适用形式:

$$S_{yds} = -d_1 \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^2 \left(\frac{\hat{a}}{\hat{a}_{pm}}\right)^{1/2} \exp\left\{-d_2(1-\varepsilon^2) \frac{\hat{a}_{pm}}{\hat{a}}\right\} E(\mathbf{k})$$
(8)

其中 $d_1 = 1.32 \times 10^{-4}$; $d_2 = 2.61_{\circ}$

2 LGED-WAM 海浪数值模式的改进

海浪数值模拟发展的趋势是模式的更加物理化。从第二代海浪数值模式发展到第三 代模式,取消了对固定谱型的要求,就是这种发展趋势的最重要标志。第三代海浪数值模 式要求物理上更合理、计算上更精确的源函数,大量计算和研究事实充分证明,Snyder (1981) 基于 Phillips (1957) 和 Miles (1957) 理论在实测基础上提出的输入源函数, Hasselmenn (1963) 提出的波-波非线性相互作用源函数和 Komen (1984) 基于量纲 分析和计算拟合所得的耗散源函数等,是满足这种要求的主要源函数,它们使第三代海浪 数值模式成为广为接受的进步的海浪数值模拟方法。

近年来基于 WAM 模式的大量检验,一方面肯定了第三代海浪数值模式的发展方向, 另一方面也提出了改进 WAM 模式的必要性。我们提出的 LAGFD-WAM 模式是在全 新提法基础上发展起来的一种第三代海浪数值模拟方法(袁业立,1991),它的主要特点 是:(1)在严格导出波数谱能量平衡方程时考虑了波能包基底的弥散;(2)在波数空间中 设计了非线性源函数的一种离散参数化计算方法;(3)改进了破碎耗散源函数和底摩擦耗 散源函数;(4)导出复杂的特征线方程并引入波流相互作用源函数,全面地考虑了不定常 海流场和水深场对波的折射和波与流之间的能量交换;(5)设计了一种特征线嵌入网格的 计算格式;(6)提出了一种实用的部分隐格式处理方法,有良好的计算效果。本文所指 LAGFD-WAM 模式的改进主要是讨论理论耗散源函数的模拟实践。

2.1 改进的 LAGFD-WAM 海浪数值模式

2.1.1 波数谱能平衡方程 从不可压缩粘性流体运动方程组出发,可以导得波数空间中的能量谱平衡方程如下:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + (\boldsymbol{C}_{g} + \boldsymbol{U})\nabla\right\} E(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{x}, t) = \Gamma_{+}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{x}, t) + \Gamma_{-}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{x}, t) + S_{nl}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{x}, t) + S_{cu}$$
(9)

其中群速度 $C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2Kd}{\operatorname{sh} 2Kd} \right)$, 波速 $C = \frac{\omega}{K}$, 有限深水的色散 关系 为 $\omega = (gK \operatorname{th})$

Kd)^{1/2}, U 为表层流速。

2.1.2 改进的 LAGFD-WAM 模式的诸源函数 方程(9)的右端项表示诸源函数,第 一项表示输入源函数

$$S_{in} = 80 \left(\frac{\rho_{e}}{\rho_{w}}\right)^{2} \frac{u_{*}^{4}\omega}{g^{2}K^{2}} \cos^{4}(\theta_{1} - \Theta)H[\cos(\theta_{1} - \Theta)] + 0.25 \left(\frac{\rho_{e}}{\rho_{w}}\right)\omega \left[28 \frac{u_{*}}{c}\cos(\theta_{1} - \Theta) - 1\right]H\left[28 \frac{u_{*}}{c}\cos(\theta_{1} - \Theta) - 1\right]E(\mathbf{k})$$

$$(10)$$

其中系数取自 Willmarth (1962) 和 Snyder(1981) 的测量结果, θ_1 为波向; Θ 为风向; u_* 为摩擦风速; $H(\cdot)$ 为 Heaviside 函数。

第二项表示耗散源函数,它主要包括破碎波生耗散源函数(*S_d*),和底摩擦耗散源函数(*S_{bq}*),按(8)式和 Zambresky (1989)所导出的,它们可写成:

$$S_{yd_i} = d_1 \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^2 \left(\frac{\hat{\alpha}}{\hat{\alpha}_{pm}}\right)^{1/2} \exp\left\{-d_2(1-\epsilon^2) \frac{\hat{\alpha}_{pm}}{\hat{\alpha}}\right\} E(\mathbf{k})$$
(11)

$$S_{ybo} = -C_{D} \frac{4}{\mathrm{sh}^{2}Kd} \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^{2} \left(\frac{\hat{a}}{\hat{\alpha}_{pm}}\right)^{1/2} E_{i}(\boldsymbol{k})$$
(12)

其中 S_{ybo} 是在波数空间中与底摩擦 $\tau_b = -C_b U_w | U_w |$ 相对应的耗散源函数的 拟线性 形式。这种改进的底摩擦耗散源函数具有明显的水深依赖关系和无量纲频率和归一化波 陡依赖关系。

第三项表示波-波弱非线性相互作用所导致的组成波间的能量再分配,按

JONSWAP 实验的拟合结果,非线性源函数可写成如下形式:

$$S_{nl} = R(Kd)\omega \iiint A(k_1, k_2, k_3, k)$$

$$[N_1N_2(N_3 + N) - N_3N(N_1 + N_2)]$$

$$\delta(k_1 + k_2 - k_3 - k)\delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)dk_1dk_2dk_3$$
(13)

其中 $A(k_1, k_2, k_3, k)$ 为相互作用函数, $N = E(k)/\omega$ 为作用谱密度;

$$R(Kd) = 1 + \frac{5.5}{Kd} \left(1 - \frac{5Kd}{6} \right) \exp\left(-\frac{5Kd}{4}\right), \quad Kd < 1.0$$

为拟合浅水因子。

最后一项表示波与流之间的能量交换。

$$S_{cs} = \left[\frac{C_s}{C}L_{1\alpha}L_{1\beta} + \left(\frac{2C_s}{C} - 1\right)\frac{\delta_{\alpha\beta}}{2}\right]\frac{\partial U_{\beta}}{\partial x_{\alpha}}E(k)$$
(14)

2.2 复杂特征线方程 为了建立特征线嵌入网格计算格式,导出含不定常背景地形场和流场折射作用的特征线方程是必要的。它可写成



图 2 改进的 LAGFD-WAM 模式与 WAM 模式在平行风场下的波高(m)计算结果比较 Fig. 2 Comparation of computed results between improved LAGFD-WAM model and WAM model in parallel wind field a. LAGFD-WAM 模式(u = 10m/s); b. WAM 模式(u = 10m/s); c. LAGFD-WAM 模式(u = 15m/s); d. WAM 模式(u = 15m/s); e. LAGFD-WAM 模式(u = 20m/s); f. WAM 模式(u = 20m/s)。

$$\frac{D_{\boldsymbol{s}}K}{Dt} = -\left\{\frac{\partial\omega}{\partial d}\frac{\partial d}{\partial s} + \boldsymbol{k}\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial s}\right\}$$
(15)

24 卷

$$\frac{D_{g}\theta_{1}}{Dt} = -\frac{1}{K} \left\{ \frac{\partial\omega}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial_{n_{1}}} + \mathbf{k} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial_{n_{1}}} \right\}$$
(16)

其中 $\frac{D_s}{D_t} = \frac{\partial}{\partial t} + (C_s + U) \nabla, \frac{\partial}{\partial s}$ 表示沿波向的导数, $\frac{\partial}{\partial_{s_1}}$ 表示沿波向左转 90° 方

海



© 1994-2013 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

向的导数。

3 改进的 LAGFD-WAM 模式的实算比较

3.1 平行风场下的比较 我们取三种风速 (10m/s,15m/s 和 20m/s)的平行风场,分 别代表低海况、中度海况和强海况。与 WAM 模式的计算结果相比较(见图 2),在低海况 和中度海况下,其计算结果十分接近,而在高海况下,计算波高达 8m 以上,两种模式计算 结果之间存在 20cm 的明显差异,这正反应了我们的耗散源函数的优点和对模式的改进。 在风时风区成长曲线图 (见图 3)中,除仍有上述特征外,还可以看到 LAGFD-WAM 模 式有更合理的呈直线状的成长曲线,这表明我们的主控制方程——波数谱平衡方程是更 合理的。

3.2 三种典型检验风场下的比较 \$WAMP 对比实验规定了三种典型检验风场: 平行、转向和旋转风场。LAGFD-WAM 模式与 WAM 模式计算结果的比较指出(见图 4), 在转向风和旋转风情况下两种模式的计算海浪场不论其量值还是其分布都十分接近,唯在平行强风场(20m/s)下,虽分布相似但量值上有明显的差异,这主要是由于前者海浪未得到充分发展,波高或波陡值较小,两种耗散源函数无显著差别,而后者在平行风场作



图 4 典型风场下改进的 LAGFD-WAM 模式与 WAM 模式的波高(m)计算值比较 Fig. 4 Comparation of wave heights between improved LAGFD-WAM model and WAM model in typical wind field a. LAGFD-WAM 模式(平行风场); b. WAM 模式(平行风场); c. LAGFD-WAM 模式(转向风场); d. WAM 模式(转向风场); e. LAGFD-WAM 模式(旋转风场); f. WAM 模式(旋转风场)。





用下,海浪得以充分发展,波高值可达 8m 以上,两种耗散源函数有明显差异所至。 3.3 实际台风浪的后报比较 图 5 所列是南海的一个台风浪的后报结果与 Marex 浮标观测资料的比较,虽然我们采用的模型风场与实际风场有一定差异,仍能看出改进的 LAGFD-WAM 模式后报结果与 WAM 模式后报结果相比有明显改进。

4 结论

4.1 本文从破碎波统计出发,导出了一个新的理论耗散源函数(6),并给出更具实用性的 表达式(8)。该源函数在高海况下耗散值有较明显的减少,它克服了目前其它第三代海浪 数值模式大波算不上去的缺陷。

4 期

4.2 通过采用(8)式所给出的所耗散源函数,实现了对 LAGFD-WAM 模式的改进。从检验结果图 2 中可以看出,改进的模式,比 WAM 模式在大风情况下波高有较大提高。图 4 所给出的实测检验,亦说明改进模式所算结果比 WAM 模式有明显改进。

参考文献

华锋、袁业立,1992,海波破碎波谱研究,中国科学 B辑,9:958-965。

袁业立等,1989,破碎波统计及其在上层大洋动力学中的应用,中国科学 B辑,10:1 084—1 091。

袁业立等,1991,LAGFD-WAM 海浪数值模式 I.基本物理模型,海洋学报(英文版),10(4):483-488。 /

Hasselmann, K., 1962, On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum Part 1. General theory, J. Fluid Mech., 12(4): 481-500.

- Hasselmann, K. et al., 1973. Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Disch. Hydrogr. Z., A8: 1--95.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1985, Computations and parameterizations of the nonlinear energy Transfer in a gravaty-wave spectrum Part 1. A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral, J. Phys. Oceanogr., 12: 1369-1377.

Komen, G. J., 1984, On the existence of a full developed wind-sea spectrum, J. P. O., 4(8): 1271-1285.

Longuet-Higgins, M. S., 1969, On wave breaking and equilibrium spectrum of wind-generated waves, Proc. R. Soc. London Ser., A(310): 151-159.

Miles, J. W., 1957, On the generation of surface waves by shear flow, J. Fluid Mech., 3(2): 185-204.

Phillips, O. M., 1957, On the generation of waves by turbulent wind, J. Fluid Mech., 2(5): 417-445.

Suyder, R. L. et al., 1981, Array measurements of atmospheric pressure fluctuations, above surface gravity waves, J. Fluid Mech., 102: 1-59.

Tung, C. C. et al., 1989, Probability function of breaking-limited surface elevation, J. G. R., 94(Cl): 967-972.

Yuan Yeli, et al., 1986, Statistical characteristics of breaking waves, In Wave Dynamics and Radio Probing of The Ocean Surface, ed by Phillips, O. M. and Hasselmann, K., Plenum Pub. Co., pp. 265-272.

Zambresky, L., 1989, A verification study of the global WAM model, Technical Report No. 63, ECMRWF, 89 pp.

DISSIPATION SOURCE FUNCTION AND IMPROVEMENT OF LAGFD-WAM NUMERICAL WAVE MODEL

Yuan Yeli, Hua Feng, Pan Zengdi, Sun Letao (First Institute of Oceanography, SOA, Qingdao 266003)

ABSTRACT

Based on the result of breaking wave statistics, this study derives a new theoretical breaking dissipation source function

$$S_{yds} = -4(2\pi)^{-1/2} \left(\frac{\mu_0^4 \omega_z}{g^2}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{8} \left(1-\epsilon^2\right) \frac{g^2}{\mu_0 \omega_z^4}\right\} \cdot \omega_z \left(\frac{\omega}{\omega_z}\right)^2 E(k)$$

and its more applicable formula,

$$S_{yds} = -d_1 \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^2 \left(\frac{\hat{\alpha}}{\hat{\alpha}_{pm}}\right)^{1/2} \exp\left\{-d_2(1-\epsilon^2) \frac{\hat{\alpha}_{pm}}{\hat{\alpha}}\right\} E(\mathbf{k})$$

in which $d_1 = 1.32 \times 10^{-4}$, $d_2 = 2.61$.

This expression overcomes the flaw of other present third-generation numerical wave models, for it gives lower dissipation value for the high sea state condition.

Application of the above source function improves the LAGFD-WAM numerical wave model. Results show that, in high wind condition, the model gives higher wave height than those obtained by the WAM model, and in low and middle wind condition, two models give similar results. In the simulation of an observed typhoon wave, the new model is a good improvement over the WAM model.

Key words Dissipation source function Numerical wave model Breaking wave statistics

376