

黄河三角洲海区的海浪频谱*

王以谋 范顺庭 侯一筠

(中国科学院海洋研究所)

海浪谱是表征海浪结构的一个重要特性,它不仅能揭示海浪的内部结构,而且还可描述海浪的对外表现特征。对于不规则海浪,人们常用方向谱来描述,目前大多写成

$$S(\omega, \theta) = S(\omega) \cos^\beta \theta \quad (1)$$

式中 θ 为谱中组成波的传播方向与主浪向的夹角, ω 为圆频率, $S(\omega)$ 为频谱, β 为待定系数。

海浪频谱能清楚地指明波能集中的频带,这对海洋工程的波浪载荷计算具有重要意义。显然,用上述形式表示海浪方向谱,关键是得到其频谱。

一、该海区的实测波浪频谱

从该海区大量海浪观测资料中选取了有代表性的 159 条记录进行了海浪谱分析。谱估计中取样间隔 $\Delta t = 0.5\text{s}$ 或 0.25s , 样本总量为 1 024 或 2 048, 计算谱值为 64 个, 谱估计用 FFT 方法。

在选绘的频谱曲线中,图 1 及图 2 分别表示海浪成长过程和消衰过程的海浪谱(曲线上的数字表示风时)。图 1 表明,在成长过程中波浪谱的峰值随时间而增大,峰频则逐渐向低频方向推移,并清楚地显示出超射现象。图 2 则表明,消衰过程中谱峰值逐渐减小,峰频有向高频方向推移的趋势。

统计指出,在计算的波谱中谱峰值在 0.06—2.7 之间。

二、该海区海浪谱的表达式

1. 当地经验频谱表达式

为获得经验波谱,一般按传统谱的形式

$$S(\omega) = \frac{A}{\omega^b} \exp\left[-\frac{B}{\omega^g}\right] \quad (2)$$

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 3161 号。
收稿日期:1996 年 12 月 27 日。

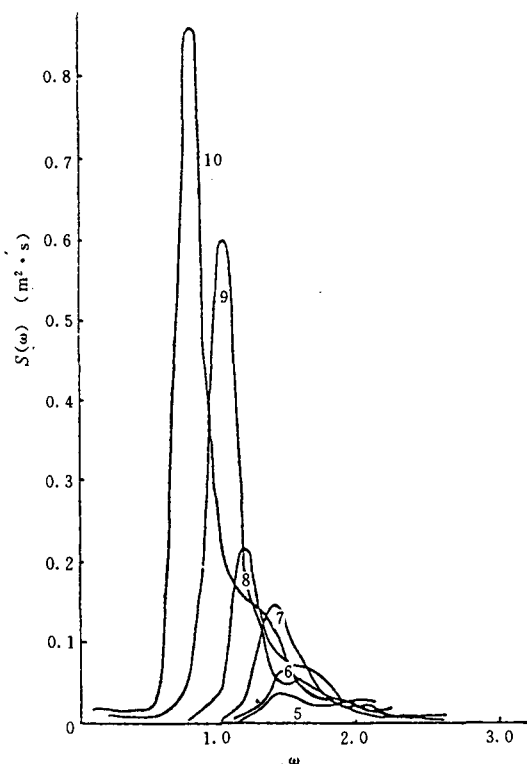


图1 成长过程的海浪谱曲线
(数字代表风时)

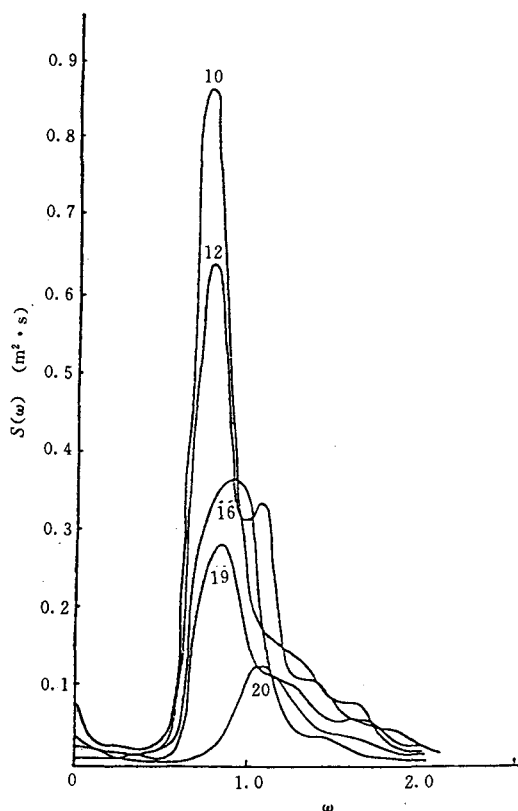


图2 消衰过程的海浪谱曲线
(数字代表风时)

式中 A 、 B 、 p 、 q 为四个待定常数。它们可由实测谱统计计算得,这样谱的表达式即可确定。通常人们利用实测谱的 0、2、4 阶矩及平均频率定出这四个待定常数。它们之间的关系为

$$m_0 = AB^{\frac{1-p}{q}} \frac{1}{q} \Gamma\left(\frac{p-1}{q}\right) \quad (3)$$

$$m_2 = AB^{\frac{3-p}{q}} \frac{1}{q} \Gamma\left(\frac{p-3}{q}\right) \quad (4)$$

$$m_4 = AB^{\frac{5-p}{q}} \frac{1}{q} \Gamma\left(\frac{p-5}{q}\right) \quad (5)$$

$$\bar{\omega} = \frac{2\pi}{T} = B \frac{1}{q} \sqrt{\Gamma\left(\frac{p-5}{q}\right) \Gamma\left(\frac{p-1}{q}\right)} \quad (6)$$

据此与实测谱进行拟合,得出 A 、 B 、 p 、 q 之值,其中 Γ 为 Γ 函数,从而得到代表该海区的经验波谱,其无因次海浪频谱为

$$\frac{S(\omega)\bar{\omega}}{m_0} = 4.71 \tilde{\omega}^{-6} \exp[-1.20 \tilde{\omega}^{-5}] \quad (7)$$

为了改善与实测谱的一致性,又在上式中引进了一个类似于 Jonswap 谱中的升高因子参量,式(7)成为

$$S(\tilde{\omega}) = 4.71 \tilde{\omega}^{-6} \exp[-1.20 \tilde{\omega}^{-5}] 1.59^{[-68(\tilde{\omega}-1)^2]} \quad (7a)$$

最后给出的有因次频谱是

$$S(\omega) = 511H_{1/10}^2 \bar{T}(\bar{T}\omega)^{-6} \exp[-3314(\bar{T}\omega)^{-5}] 1.59 \exp[-1.722(\bar{T}\omega - 4.878)^2] \quad (8)$$

图3给出了式(7a)拟合无因次谱与实测平均无因次谱曲线。上式将波浪的特征值 $H_{1/10}$, $\bar{T}$ 与该海区波浪频谱联系起来了。

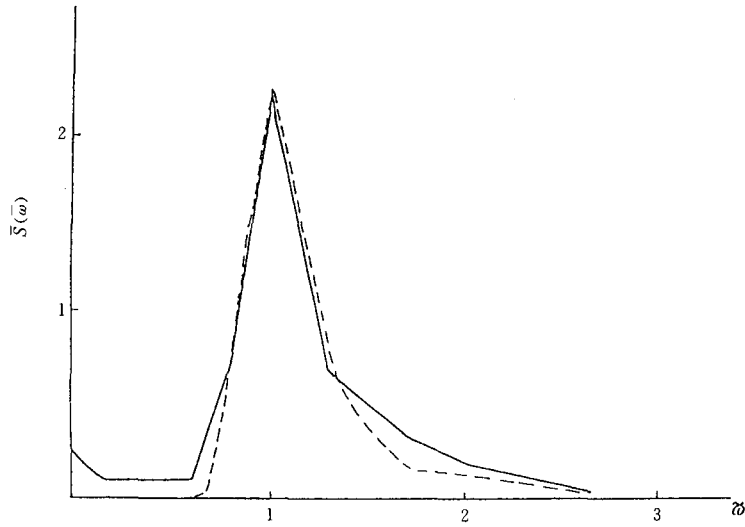


图3 拟合无因次谱与平均无因次谱

——平均无因次谱;-----拟合无因次谱

图4给出了有因次的经验谱与实测谱的比较,其中实线表示实测谱,虚线为经验谱。可以看出两者是较吻合的。

2. 我国“规范”谱形与实测谱的比较

被推荐编入“港口工程技术规范”的有限深度的波谱表达式为

$$\begin{cases} S(\omega) = \frac{m_0 p}{\omega_0} \exp \left\{ -95 \left[\ln \frac{p(5.813 - 5.137\eta)}{(6.77 - 1.088p + 0.013p^2)(1.307 - 1.426\eta)} \right] \right. \\ \quad \left. \times \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1 \right)^{2.4} \right\}, \omega \leq 1.15\omega_0 \\ S(\omega) = \frac{m_0(6.77 - 1.088P + 0.013P^2)(1.307 - 1.426\eta)}{\omega_0(5.813 - 5.137\eta)} \left(\frac{1.15\omega_0}{\omega} \right)^m \\ \quad \omega \geq 1.15\omega_0 \end{cases} \quad (9)$$

式中 ω 为圆频率, m_0 为谱的零阶矩, ω_0 为谱峰频, p 为尖度因子,其定义为

$$p = \omega_0 S(\omega_0) / m_0 \quad 1.27 < p < 6.77$$

η 为深度参数,其定义为

$$\eta = 0.626H_s/d \quad 0 < \eta < 1/2$$

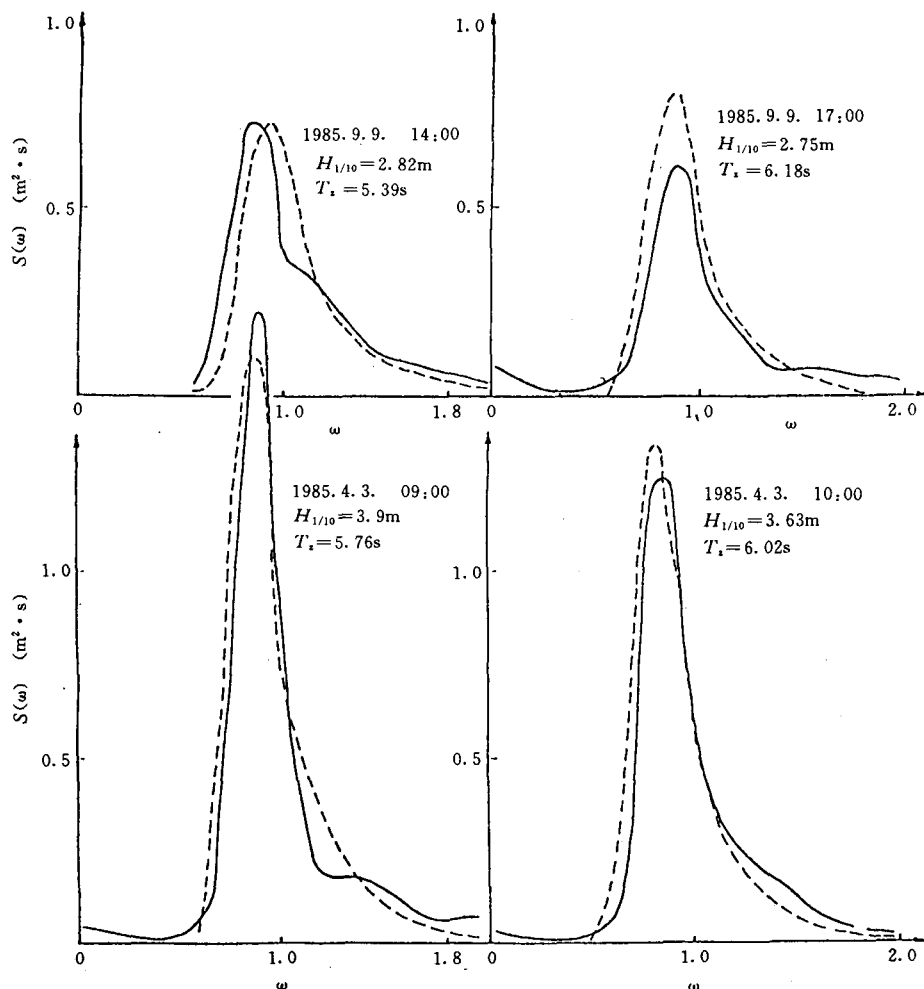


图4 经验谱与实测谱的比较

——实测谱,-----经验谱

d 为水深, H_s 为有效波高。于深水, $\eta=0$, 于波浪破碎的浅水, $\eta=1/2$ 。(9)式中 $m=2(2-\eta)$ 。对于深水, 风浪频谱为

$$\begin{cases} S(\omega) = \frac{m_0 p}{\omega_0} \exp \left\{ -95 \left[\ln \frac{p}{1.522 - 0.245p + 0.0029p^2} \right] \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1 \right)^{2.4} \right\}, & \omega \leq 1.15\omega_0 \\ S(\omega) = 1.749m_0\omega_0^3 (1.522 - 0.245p + 0.0029p^2) \frac{1}{\omega^4}, & \omega \geq 1.15\omega_0 \end{cases} \quad (10)$$

显然, 该谱中只要 m_0 、 ω_0 、 p 、 η 为已知, 即可得到波谱的明确表达。但一般应用中往往仅知有效波高 H_s 、周期 T_s 及水深 d 。由此三个量要得到上述四个参量可利用以下关系式

$$\left\{ \begin{array}{l} m_0 = \frac{1}{16} H_s^2 \\ \omega_0 = \frac{5.72}{T_s} \\ P = 96 \frac{H_s^{1.35}}{T_s^{2.7}} \\ \eta = 0.626 \frac{H_s}{d} \end{array} \right. \quad (11)$$

图 5 及图 6 为此谱与实测谱的比较。由图显示,“规范”谱与实测谱的吻合是好的,尤其在频谱能量集中的主频段符合较好,在高频段及低频段符合程度各有差异。总体上看,该谱形能较好地描述该海区的海浪谱。

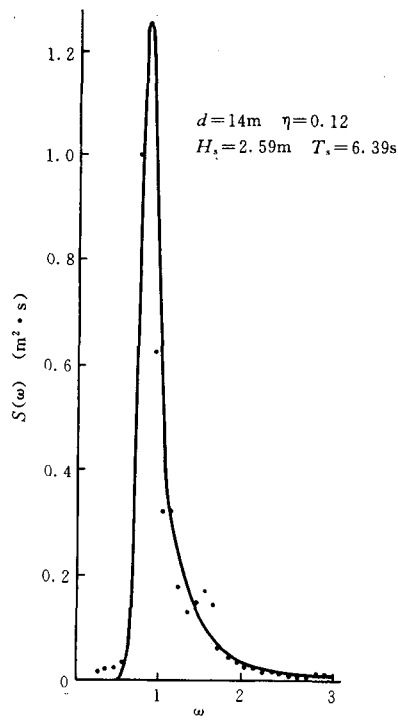


图 5 “规范”谱与实测谱的比较
——“规范”谱; · 实测谱

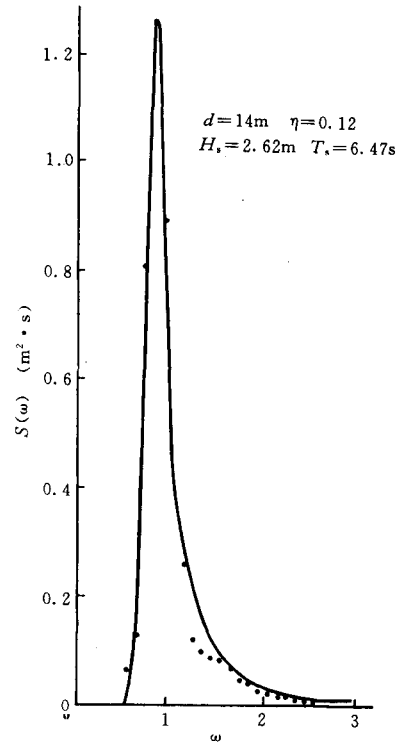


图 6 “规范”谱与实测谱的比较
——“规范”谱; · 实测谱

三、有限深度的风浪频谱

在此,结合东营港谱资料,在我们已给出的三参量风浪频谱基础上引进水深的影响,得到了含有四个参量的风浪频谱。由文献(侯一筠、文圣常,1990),引进谱宽度 B_0 后三参量的深水风浪频谱的理论表达式为

$$\tilde{S}(\tilde{\omega}, B_0) = \left(\frac{1}{B_0} \right) f(\tilde{\omega}, B_0) \quad (12)$$

式中

$$\tilde{S}(\tilde{\omega}) = \frac{\omega_0 S(\omega)}{m_0}, \tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$B_0 = \frac{m_0}{S(\omega)\omega_0}$$

$$\int_0^\infty f(\tilde{\omega}, B_0) d\tilde{\omega} \equiv 1, \left. \frac{df}{d\tilde{\omega}} \right|_{\tilde{\omega}=1} = 0$$

$$S(\tilde{\omega}, B_0)_{B_0 \rightarrow 0} \rightarrow \delta(\tilde{\omega} - 1)$$

现定义无因次水深

$$\tilde{h} = \frac{h\omega_0^2}{g} \quad (13)$$

由色散关系, $\omega_0^2 = k_0 g \tanh(k_0 h)$, 可知当 $k_0 h \rightarrow 0$ 时 $\omega_0^2 \rightarrow k_0^2 g h$ ($\because \tanh(k_0 h) \rightarrow k_0 h$), 故

$$\tilde{h} \rightarrow \frac{h^2 k_0^2 g}{g} = k_0^2 h^2 = \left(\frac{h}{\lambda_0} \right)^2 = \mu \quad (14)$$

式中 λ_0 为深水波长, k_0 为深水波数。于是可将 μ 做为有限水深风浪频谱的控制参量, 亦即浅水风浪频谱的四个参量分别为 m_0, ω_0, B_0, μ 。

首先由传统的深水谱形

$$\tilde{S}(\tilde{\omega}) = \left(\frac{K}{\tilde{\omega}^p} \right) \exp[-F\tilde{\omega}^{-q}] \quad (15)$$

可得

$$m_0 = KF^{(1-p)/q} \left(\frac{1}{q} \right) \Gamma \left[\frac{(p-1)}{q} \right] \quad (16)$$

$$\omega_0 = \left(\frac{Fq}{p} \right)^{1/q} \quad (17)$$

余下的问题是如何找到 p, q 与 B_0, μ 之间的关系。由式(12)、(15)可得

$$f(\tilde{\omega}, B_0) = \tilde{\omega}^{-p} \exp \left[-\frac{F}{q} (\tilde{\omega}^{-q} - 1) \right] \quad (18)$$

$$B_0 = \frac{1}{q} \left(\frac{q}{p} \right)^{(p-1)/q} \Gamma \left[\frac{(p-1)}{q} \right] e^{p/q} \quad (19)$$

做一 λ (一个参量) 替换

$$p = \frac{\lambda}{(\lambda - 1)} \quad (20)$$

$$q = \frac{1}{(\lambda - 1)} \quad (21)$$

得

$$B_0 = \frac{(\lambda - 1)e^\lambda}{\lambda}$$

此即为三参量的 B_0 — λ 谱[参见(侯一筠、文圣常, 1990)]。

现在我们考虑 μ 的影响, 一般在海洋中当 $\mu = (1/2)^2$ 时水深的影响可以忽略不计, 在一般的文献中均将 μ 视为小量。于是可将 p, q 按 μ 展开, 据式(20)、(21), 我们有

$$\begin{cases} p = \frac{\lambda[p_0 + p_1\mu + o(\mu^2)]}{(\lambda - 1)} \\ q = \frac{q_0 + q_1\mu + o(\mu^2)}{(\lambda - 1)} \end{cases} \quad (22)$$

取深水的极限情况为 P-M 谱(Pirson & Moscovitz, 1964), 即当 $\mu = (1/2)^2, \lambda = 1.25$ 时, $p = 5, q = 4$, 于是略去高价小量有

$$\begin{cases} 5 = [p_0 + p_1(\frac{1}{2})^2] \\ 4 = [q_0 + q_1(\frac{1}{2})^2] \end{cases} \quad (23)$$

对于极浅水情况, 按 Kilalgorodski 的观点, $S(\omega) = -\omega^{-3}$, 即 $p = 3$, 从而 $q = 2$ 。作为极限情况, 则有

$$\begin{cases} 3 = 5p_0 \\ 2 = 4q_0 \end{cases} \quad (24)$$

式(23)与(24)联立即解得

$$p_0 = \frac{3}{5}, q_0 = \frac{1}{2}, p_1 = \frac{8}{5}, q_1 = 2$$

因此

$$\begin{cases} p = \frac{\lambda(3 + 8\mu)}{[5(\lambda - 1)]} \\ q = \frac{(1 + 4\mu)}{[2(\lambda - 1)]} \end{cases} \quad (25)$$

此即 p, q 与 λ, μ 的关系, 再将式(25)代入(19)中, 可得 B_0 与 λ, μ 的关系

$$\begin{aligned} B_0 &= \frac{2(\lambda - 1)}{1 + 4\mu} \left[\frac{2\lambda(3 + 8\mu)}{5(1 + 4\mu)} \right] \exp \frac{10 - 4\lambda + 16\mu\lambda}{5(1 + 4\mu)} \\ &\quad \times \Gamma \left[\frac{10 - 4\lambda + 16\mu\lambda}{5(1 + 4\mu)} \right] \exp \left[\frac{2\lambda(3 + 8\mu)}{5(1 + 4\mu)} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

至此, 我们就得到了有限水深风浪频谱的形式为

$$S(\omega) = \frac{m_0}{\omega_0 B_0} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-p} \exp \left[- \frac{p}{q} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-q} - 1 \right] \quad (27)$$

式中 B_0, p, q 与 λ, μ 的关系由式(25)、(26)给出。

对式(27)用多次浅水的实测风浪频谱进行了检验,结果表明,频率在 $0-\omega_p$ (ω_p 为风浪频谱平衡域的下界),两者的符合程度良好,而在平衡域,式(27)理论谱值系统地小于实测谱值。为此我们对有限深度风浪频谱平衡域进行订正,把频谱以 ω_p (对于无维谱以 $\tilde{\omega}_c$ 为分界点)分成二个频段,它们无因次谱的形式分别为

$$\tilde{S}(\tilde{\omega}, B, \mu) = \begin{cases} \frac{1}{B} \tilde{\omega}^{-p} \exp\left[-\frac{p}{q}(\tilde{\omega}^{-q} - 1)\right], & \tilde{\omega} \leq \tilde{\omega}_c \\ \frac{\varphi}{B} \tilde{\omega}^{-5(\alpha_1 + \alpha_2 \mu)} \exp[-\psi \tilde{\omega}^{-q}], & \tilde{\omega} \geq \tilde{\omega}_c \end{cases} \quad (28)$$

式中 $\tilde{\omega}_c = \frac{\omega_p}{\omega_0}$, $\alpha_1, \alpha_2, \varphi, \psi$ 为待定常数。上式要求在 $\tilde{\omega}_c$ 处连续。对于深水极限情况

$$-5(\alpha_1 + \alpha_2 \mu) = -5, \quad \mu = \left(\frac{1}{2}\right)^2$$

对于极浅水情况

$$-5(\alpha_1 + \alpha_2 \mu) \rightarrow -3, \quad \mu = 0$$

由上二式可得

$$\begin{cases} \alpha_1 + \left(\frac{1}{4}\right)\alpha_2 = 1 \\ \alpha_1 = \frac{3}{5} \end{cases}$$

因而可知 $\alpha_1 = \frac{3}{5}$, $\alpha_2 = \frac{8}{5}$ 。因为式(28)要求谱在衔接处($\tilde{\omega}_c$)连续至一阶导数,求得

$$\begin{cases} \varphi = \tilde{\omega}_c^{[(3+8\mu)-p]} e^{(3+8\mu)/q} \\ \psi = \frac{\{[(3+8\mu)-p]\tilde{\omega}_c^q + p\}}{q} \end{cases} \quad (29)$$

令

$$B = B_0 + F(\lambda, \mu) \quad (30)$$

得

$$F(\lambda, \mu) = \int_{\tilde{\omega}_c}^{\infty} \left\{ \varphi \tilde{\omega}^{-(3+8\mu)} \exp[-\psi \tilde{\omega}^{-q}] - \tilde{\omega}^{-p} \exp\left[-\left(\frac{p}{q}\right)(\tilde{\omega}^{-q} - 1)\right] \right\} d\tilde{\omega} \quad (31)$$

式中取 $\tilde{\omega}_c = 1.30$ 。这样得到了一个完整的风浪频谱形式

$$\begin{cases} S(\omega) = \frac{m_0}{\omega_0 B} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-p} \exp\left\{-\frac{p}{q}\left[\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-q} - 1\right]\right\}, & \omega \leq \omega_p \\ S(\omega) = \frac{m_0 \varphi}{\omega_0 B} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-5(\alpha_1 + \alpha_2 \mu)} \exp\left[-\psi \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{-q}\right], & \omega \geq \omega_p \end{cases} \quad (32)$$

式(32)中,只要已知波高及周期,利用文献(文圣常等,1990)中的关系式得到

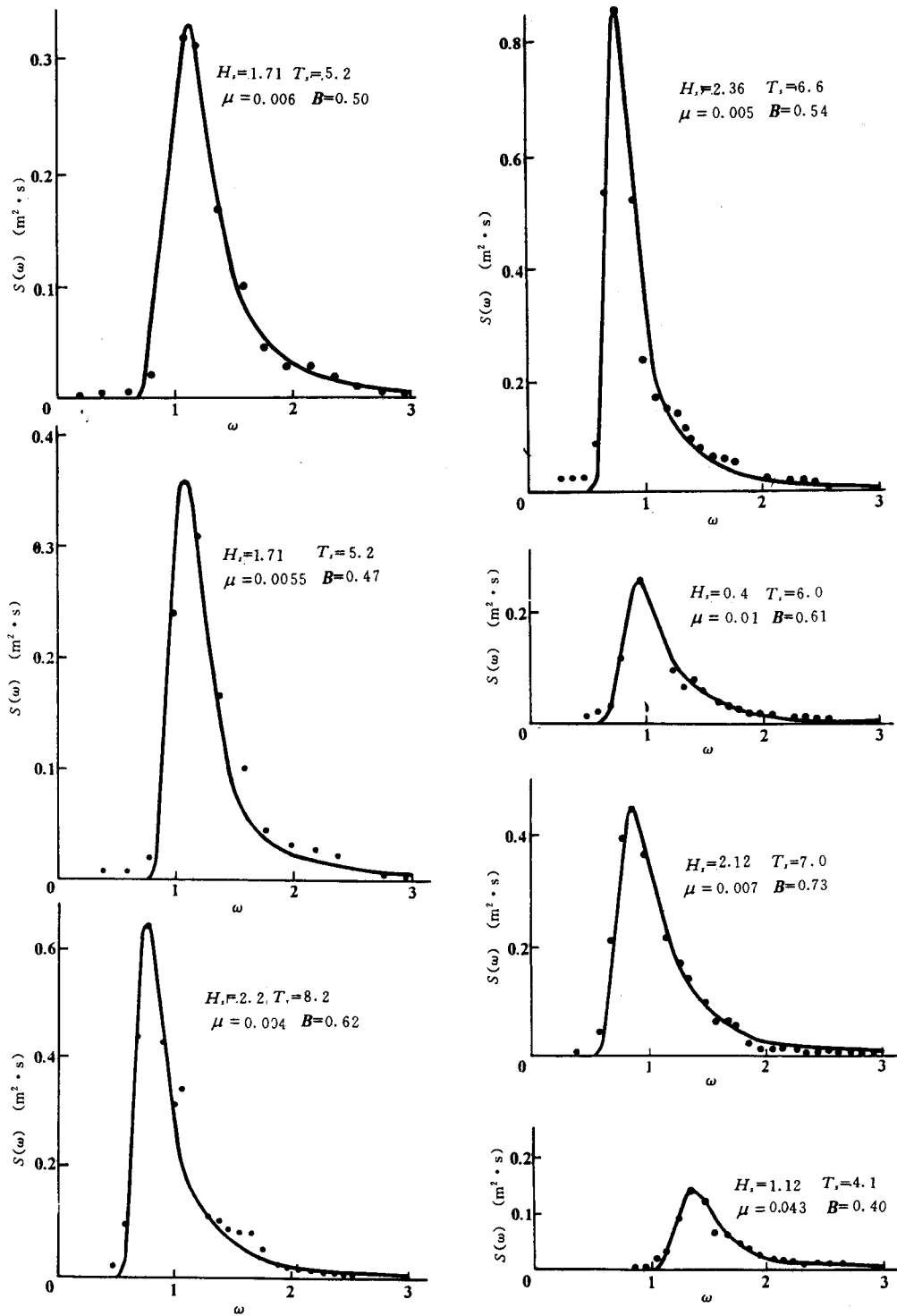


图7 理论谱与实测谱的比较

—理论谱; ·实测谱

$$\begin{cases} m_0 = (\frac{1}{16})H^2 \\ \omega = \frac{5.72}{T_s} \\ B = \frac{1}{p} = \frac{(\frac{1}{96})T_s^{2.7}}{H_s^{1.35}} \end{cases} \quad (33)$$

另外,已知水深 h 可由式(14)得 μ ,因 B_0 是 λ 和 μ 的函数, B_0 可由式(26)算得,并由式(21)得出 λ ,从而由式(25)可得 p, q 值,在实际计算中因由式(31)和式(26)计算 λ 很烦琐,我们制作了 B_0, μ 与 λ, p, q 的数值表(略),可由 B, μ 查得 λ, p, q ,从而可确定(32)。关于 $\tilde{\omega}_c$ 取 1.30,是根据 Давидан(1978) $\tilde{\omega}_c = 2(\frac{\omega_0 u}{g})^{0.7}$ 估计的,在实际测量中一般 $\frac{\omega_0 u}{g} \leq 2.3$ (其中 u 为风速),我们取一个较大的值(1.82),这样由式(32)计算的谱与实测很接近。

我们用黄河口近海实测谱(水深一般在 2—9m),与有限深度理论风浪谱的修正式(32)作了比较,它们的深度参数 $\mu = 0.003—0.17$,谱宽度 $B = 0.37—0.65$ 。这里仅列出几条比较曲线(图 7),从图 7 上看两者符合程度是好的,尤其是峰频附近两者很符合,在高频和低频处两者有一些差别,但其值很少,对整个谱能量的贡献甚少。

四、结 语

1. 本海区海浪实测谱峰值在 0.06—2.7 之间,从谱曲线能明显地看出风浪成长和消衰阶段,在成长阶段显示出明显的超射现象。
2. 由实测谱拟合了该海区的经验频谱,经检验它与实测谱符合程度是好的,但有较大的局限性和经验性。
3. 经比较,我国“规范”谱也适合于该海区风浪谱的情况。
4. 基于谱的参量化方法,我们提出了四参量风浪频谱的理论形式,使谱形更完整。该谱中引进了一个水深因子(μ),该因子反映了水深变化对风浪频谱的影响。若水深由浅变深即 $\mu = 0.25$ 时,有限深度的四参量风浪频谱就成为深水的三参量频谱,三参量频谱只是四参量谱的一个特例。该谱具有普遍性和理论性,对于本海区是适用的。

参 考 文 献

- 文圣常等,1990,改进的理论风浪频谱,海洋学报,12(3):271—283。
 侯一筠、文圣常,1990,三参量的风浪谱频谱,海洋与湖沼,21(6):495—504。
 Pirson, W. J. and L. Moscovitz, 1964, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, J. G. R., 69(24): 5181—5190。
 Давидан, И. Н., Л. И. Лопатухин и В. А. Рожков, 1978, Ветерное волнение. Гидрометеиздат, Ленинград, 285。

WIND WAVE SPECTRA IN HUANGHE RIVER DELTA OFFSHORE AREA *

Wang Yimou, Fan Shunting, Hou Yijun
(*Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences*)

ABSTRACT

The paper presents results of analysis of observed data on wind wave spectra in the Huanghe River Delta offshore area. An empirical wind wave spectrum was fitted with a standard spectral form in common use. Comparison of the standard and observed spectra showed good agreement for the studied sea area. Introduction of a water depth parameter into wind wave spectra with three parameters, yielded this paper's theoretical wind wave spectra suitable for both finite and infinite water depth. This paper integrates spectra parameters with wind wave characteristics, so that if wave characteristics are known, wind wave spectra can be estimated. The theoretical spectra agreed with measured spectra for different water depth.

* Contribution No. 3161 from the Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences.