

单突堤后的波浪绕射*

余 广 明

(南京水利科学研究所)

一、前人研究成果简要评述

波浪绕射现象是确定港域掩护状况的主要因素,在设计港口防波堤工程时必须予以考虑,以便根据港口使用要求,选择最佳的外堤布置方案,确保船舶作业安全并节省工程投资。防波堤工程可有各种不同布局,其中最常见的一种为单突堤,其它如岛堤、双突堤,从计算堤内水域波况的观点着眼,在一定条件下其性质亦属于单突堤一类。因此,研究单突堤后的波浪绕射规律具有较普遍的实际意义。

关于单突堤后波浪绕射规律的研究,长期以来多限于规则波。彭尼和普赖斯(W. G. Penny and A. T. Price)根据微幅波理论,基于水波绕射与光波绕射方程的共同性,运用萨默菲尔德(A. Sommerfeld)关于光波绕射问题的解答,求得半无限单突堤后规则正弦波绕射系数的计算公式^[1],式中包含弗雷斯纳尔积分(Fresnel Integral),实际应用时计算工作颇为繁杂。1962年魏格尔(R. L. Wregel)将彭尼-普赖斯解答制成图表^[2],便于比插应用。美国海岸工程研究中心出版的《海岸防护手册》一书^[3]中又将魏氏计算结果绘制成等绕射系数曲线图。

实验室内对规则波绕射的某些试验研究^[4]表明,彭尼-普赖斯解答的总的形式基本上得到验证,但在几何阴影线以外理论值一般偏大。

由于实际所遇到的风浪为一不规则波系,其与规则波的绕射现象有何差异,需要加以研究。近年来基于波谱理论,对不规则波的绕射问题进行了某些研究工作。永井康平^[5]以彭尼-普赖斯解答为基础,考虑到二维能谱,进行了不规则波绕射问题的探讨。但由于彭尼-普赖斯解答函数关系复杂,不能直接积分,故永井按频率与方向以若干有限数目规则波的叠加代替不规则波,进行近似数值计算,未求得问题的解析解。

克雷洛夫(Ю. М. Крылов)^[6]认为频率谱的影响可以一定周期的谱分量代替,对于绕射起主导作用的为方向谱。克氏根据茹科维茨(A. М. Жуковец)关于正向规则波绕射的实验资料,求得单突堤后波谱绕射问题的数值解。但克氏采用茹科维茨的建议,当斜向波入射时,仍认为等绕射系数曲线图与正向波入射时相同不变,仅将整个图形绕单突堤堤

本文1979年12月1日收到。

* 参加本项研究工作的尚有姚国权、姜洪恩、贺辉华等同志,本文系在海军有关部门、中国科学院海洋研究所及上海船舶运输科学研究所计算站大力协作下完成,在此一并致谢。

头旋转一个角度, 使二者的几何阴影线相重合. 此一假设当入射角较小时将引起较大误差. 即使入射角并不过小, 由于不规则波的方向变幅可达 $\pm \frac{\pi}{2}$, 故由此而引起的误差亦不容忽视. 又克氏亦未求得问题的解析解, 仅按五个方位进行波谱绕射问题的近似叠加计算.

以上关于不规则波绕射问题的研究表明, 在防波堤掩护区域内, 不规则波绕射系数一般较规则波绕射系数为大; 而在几何阴影线以外的开敞区域内, 前者则较后者为小. 如按规则波绕射系数设计防波堤, 将使港口掩护情况偏于不安全, 影响港区作业. 因此, 防波堤的设计必须考虑不规则波的影响.

二、规则波的绕射

将半无限单突堤的堤头置于座标原点 O , 堤身与 $+x$ 轴相重合 (图 1), 以极坐标 (r, θ) 表示任一点 P 的位置, 令入射波波向线与堤轴线的交角为 θ_0 , 并将图 1 的上半平面划分为 A、B 两区. A 区以几何阴影线 OO' 与堤身为界, 名之曰掩护区. B 区以 OO' 与堤身的延长线为界, 名之曰开敞区. A、B 两区内任一点 $P(r, \theta)$ 的波高 h_p 与入射波波高 h_0 的比值, 称为 P 点的绕射系数 K , 亦即:

$$\sqrt{K} = \frac{h_p}{h_0} \quad (1)$$

参照彭尼·普赖斯的理论解可知

$$K = K\left(\theta_0, \theta, \frac{r}{\lambda}\right) \quad (2)$$

式中 λ 为入射波波长. 当规则波绕射时, 应满足下列边界条件:

$$\theta < \theta_0, \quad r \rightarrow \infty, \quad K \rightarrow 0, \quad (3)$$

$$\theta > \theta_0, \quad r \rightarrow \infty, \quad K \rightarrow 1, \quad (4)$$

$$\theta_0 = 0, \quad K \equiv 1. \quad (5)$$

A、B 两区的 K 值, 在几何阴影线 OO' 上, 并应满足连续条件, 即

$$\text{当 } \theta = \theta_0 \text{ 时, } \quad K_A = K_B. \quad (6)$$

基于上述各点, 根据各向来波模型试验资料的分布趋势, 求得下列计算规则波绕射系数的实验公式:

$$K_A = \frac{1}{2} \left[e^{-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{r}{\lambda}} (\theta_0 - \theta)} + e^{-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{r}{\lambda}} (\theta_0 + \theta)} \right], \quad (7)$$

$$K_B = 1 - \frac{1}{2} \left[e^{-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{r}{\lambda}} (\theta - \theta_0)} - e^{-\frac{3}{4} \sqrt{\frac{r}{\lambda}} (\theta + \theta_0)} \right]. \quad (8)$$

为计算方便计, 又将 (7)、(8) 两式绘制成列线图, 如图 2 所示. 已知 $r, \theta, \theta_0, \lambda$, 由图 2 可直接检读 K_A, K_B 的数值. K_A 的适用条件为 $\theta_0 \geq \theta$, K_B 的适用条件为 $\theta \leq \theta_0$.

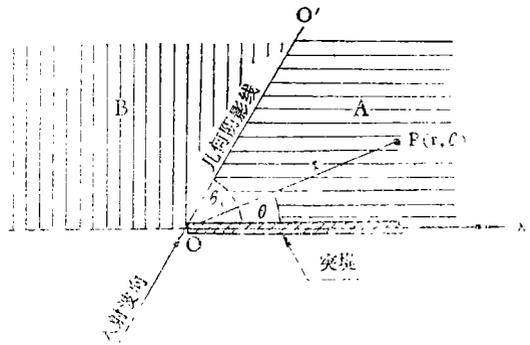


图 1 规则波绕射分区图

三、不规则波的绕射

实测资料分析及波谱理论研究表明,天然的波浪现象,为由不同方向、不同频率的规则波组成的不规则波系。如以 α 表示不规则波的主波向 OQ 与半无限突堤轴线的交角,并以 φ 表示其中某一规则组成波的波向与主波向间的夹角(图3), φ 值以自 OQ 顺时针方向量为正,逆时针方向量为负。又以 $a^2(\mu, \varphi)$ 表示二维能谱,其中 μ 为波浪的圆频率:

$$\mu = \frac{2\pi}{T}$$

T 为波周期。则由波谱理论,入射波平均波高 $\overline{h_0}$ 为:

$$\left(\overline{h_0}\right)^2 = \pi \int_0^\infty \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} a^2(\mu, \varphi) d\mu d\varphi \quad (9)$$

式(9)中 φ 角积分的上、下限 φ_1 、 φ_2 按下式决定:

$$\left. \begin{aligned} \alpha \leq \frac{\pi}{2} \text{ 时, } \quad \varphi_1 = -\frac{\pi}{2}, \varphi_2 = \alpha, \\ \alpha \geq \frac{\pi}{2} \text{ 时, } \quad \varphi_1 = \alpha - \pi, \varphi_2 = \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \right\} (10)$$

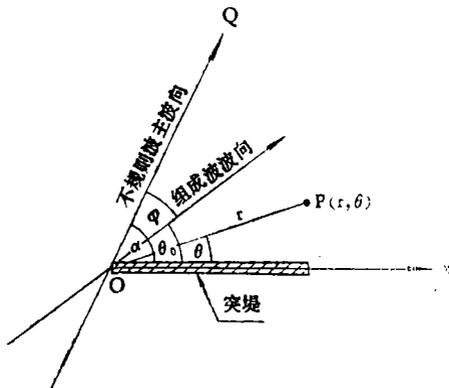


图3 不规则波的绕射

式(9)在深水地区严格成立。在浅水地区,理论分析表明,应用式(9)所引起的误差,实际上可以略而不计。此一结论,亦为原体观测资料所证实^[6]。

$$\text{令 } e(\varphi) = \int_0^\infty a^2(\mu, \varphi) d\mu, \quad (11)$$

$e(\varphi)$ 名曰一维方向谱,则式(9)化为:

$$\left(\overline{h_0}\right)^2 = \pi \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e(\varphi) d\varphi \quad (12)$$

波浪绕射后 P 点的平均波高 h_p 为:

$$\left(\overline{h_p}\right)^2 = \pi \int_0^\infty \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} a^2(\mu, \varphi) k^2 d\mu d\varphi \quad (13)$$

实际观测表明,波向改变,港内波况将起显著变化。至于频率改变,港内波况的变化并不显著。库吉明斯卡娅(Г.Г.Кузьминская)的研究成果^[6]也说明,对于港域内波高起决定影响为方向谱,至于频率谱的影响,可用一种频率代替。因此,式(13)可改写为:

$$\left(\overline{h_p}\right)^2 = \pi \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} k^2 e(\varphi) d\varphi \quad (14)$$

由(12)、(14)两式可得不规则波绕射系数 K 的表达式:

$$K^2 = \left(\frac{\bar{h}_p}{h_0} \right)^2 = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} k^2 e(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e(\varphi) d\varphi} \quad (15)$$

对于定常波而言, 可令:

$$e(\varphi) = C \cos^2 \varphi. \quad (16)$$

其中 C 为与 φ 无关的物理量. 式(16)适用于深水地区. 在浅水地区, 由于地形与岸线的影响、方向谱的分布, 将视具体情况而异. 在某些情况下, 接近于式(16)所示的关系. 在另一些情况下, 较式(16)所示的为狭窄. 相对于窄谱, 根据宽谱所求得掩护区的绕射系数, 偏于安全方面^[5].

将式(16)代入式(15), 可得:

$$K^2 = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} k^2 \cos^2 \varphi d\varphi}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos^2 \varphi d\varphi}. \quad (17)$$

由于积分上下限 φ_1 、 φ_2 值的不同以及 A、B 两区绕射系数表达式的差别, 在将(7)、(8)、(10)各式代入式(17)时, 应区别为下列四种情况:

$$1. \quad 0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}, \quad \theta \geq \alpha + \frac{\pi}{2},$$

$$K_1^2 = \frac{1}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\alpha} \cos^2 \varphi d\varphi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\varphi} K_B^2 \cos^2 \varphi d\varphi. \quad (18)$$

$$2. \quad 0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}, \quad \theta \leq \alpha + \frac{\pi}{2},$$

$$K_2^2 = \frac{1}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\alpha} \cos^2 \varphi d\varphi} \left[\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\alpha-\theta} K_A^2 \cos^2 \varphi d\varphi + \int_{\alpha-\theta}^{\alpha} K_B^2 \cos^2 \varphi d\varphi \right]. \quad (19)$$

$$3. \quad \frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \pi, \quad \theta \geq \alpha - \frac{\pi}{2},$$

$$K_3^2 = \frac{1}{\int_{\alpha-\pi}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi d\varphi} \left[\int_{\alpha-\pi}^{\alpha-\theta} K_A^2 \cos^2 \varphi d\varphi + \int_{\alpha-\theta}^{\frac{\pi}{2}} K_B^2 \cos^2 \varphi d\varphi \right]. \quad (20)$$

$$4. \quad \frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \pi, \quad \theta \leq \alpha - \frac{\pi}{2},$$

$$K_4^2 = \frac{1}{\int_{\alpha-\pi}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi d\varphi} \int_{\alpha-\pi}^{\frac{\pi}{2}} K_A^2 \cos^2 \varphi d\varphi. \quad (21)$$

令 $b = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{r}{\lambda}}$, $\beta = \alpha - \theta$, 经过演算可得:

$$\left. \begin{aligned} K_1^2 &= 1 - \frac{1}{2} e^{-8b\theta} + \frac{4p_1}{2\alpha + \pi + \sin 2\alpha}, \\ K_2^2 &= \frac{p_2}{2\alpha + \pi + \sin 2\alpha}, \\ K_3^2 &= \frac{p_3}{3\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha}, \\ K_4^2 &= \frac{p_4}{3\pi - 2\alpha - \sin 2\alpha}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中:

$$p_1 = \frac{e^{-4b\theta}}{8b(1+4b^2)} \left\{ 2 + 16b^2 \cos^2 \alpha - e^{2b(2\alpha+\pi)} - e^{-2b(2\alpha+\pi)} \right\}$$

$$+ \frac{e^{-8b\theta}}{8(1+16b^2)} \left\{ \sin 2\alpha + \frac{1}{8b} \left[e^{4b(2\alpha+\pi)} - e^{-4b(2\alpha+\pi)} \right] \right\}, \quad (23)$$

$$p_2 = -\frac{3}{16b} + 2\theta + \sin 2\alpha + \left[\frac{1}{1+b^2} + \frac{3(1+20b^2)}{(1+4b^2)(1+16b^2)} - 4 \right]$$

$$\times \frac{\sin 2\beta}{4} + \left[\frac{1}{4(1+b^2)} - \frac{1+28b^2}{(1+4b^2)(1+16b^2)} \right] b \cos 2\beta$$

$$- \frac{e^{-2b(\alpha-\theta+\frac{\pi}{2})}}{4b(1+b^2)} - \frac{4e^{-b(5\alpha+3\theta+\frac{5\pi}{2})}}{5b(4+25b^2)} + \frac{e^{-4b\theta}}{b(1+4b^2)}$$

$$\times (1+8b^2 \cos^2 \alpha) + e^{-8b\theta} \left\{ -\frac{3}{10b} + \left[\frac{2}{4+25b^2} + \frac{4b^2-1}{2(4b^2+1)} \right] \right\}$$

$$\times \sin 2\beta + \left[\frac{5}{4+25b^2} - \frac{2}{1+4b^2} \right] b \cos 2\beta - \theta - \frac{8b^2}{1+16b^2}$$

$$\times \sin 2\alpha - \frac{e^{-8b(\alpha+\frac{\pi}{2})}}{16b(1+16b^2)}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned}
p_3 = & -\frac{3}{16b} + \left[\frac{1}{1+b^2} + \frac{3(1+20b^2)}{(1+4b^2)(1+16b^2)} \right] \cdot \frac{\sin 2\beta}{4} + \left[\frac{1}{4(1+b^2)} \right. \\
& \left. - \frac{1+28b^2}{(1+4b^2)(1+16b^2)} \right] b \cos 2\beta - 2\beta - \sin 2\beta + \pi - \frac{e^{-2b(\theta-\pi)}}{4} \\
& \times \left[\frac{1}{b} + \frac{1}{1+b^2} (b \cos 2\alpha + \sin 2\alpha) \right] - e^{-b(3\theta+5\pi)} \left[\frac{1}{5b} \right. \\
& \left. + \frac{2 \sin 2\alpha + 5b \cos 2\alpha}{4+25b^2} \right] + \frac{e^{-4b\theta}}{2b(1+4b^2)} \left[e^{-4b(\alpha-\frac{\pi}{2})} + e^{-4b(\alpha-\frac{\pi}{2})} \right] \\
& + e^{-8b\theta} \left\{ -\frac{3}{10b} - \frac{2+17b^2}{(1+4b^2)(4+25b^2)} \sin 2\beta - \frac{3b(10+b^2)}{(1+4b^2)(4+25b^2)} \right. \\
& \times \cos 2\beta + \beta + \frac{1}{2} \sin 2\beta - \frac{\pi}{2} + \frac{e^{-8b(\alpha-\frac{\pi}{2})} - e^{8b(\alpha-\frac{\pi}{2})}}{16b(1+16b^2)} \\
& \left. - \frac{e^{-8b\pi}}{4} \left[\frac{1}{4b} + \frac{\sin 2\alpha + 4b \cos 2\alpha}{1+16b^2} \right] \right\}, \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_4 = & \frac{e^{-2b\theta}}{4b(1+b^2)} \left[e^{-2b(\alpha-\frac{\pi}{2})} - e^{-2b\pi} (1+b \sin 2\alpha + 2b^2 \cos^2 \alpha) \right] \\
& + \frac{2e^{-3b\theta}}{5b(4+25b^2)} \left[2e^{-5b(\alpha-\frac{\pi}{2})} - e^{-5b\pi} (2+5b \sin 2\alpha + 25b^2 \cos^2 \alpha) \right] \\
& + \frac{e^{-8b\theta}}{16b(1+16b^2)} \left[e^{-8b(\alpha-\frac{\pi}{2})} - e^{-8b\pi} (1+4b \sin 2\alpha + 32b^2 \cos^2 \alpha) \right]. \quad (26)
\end{aligned}$$

式 (22) — (26) 为计算不规则波绕射系数的解析关系式。如已知 α 、 λ ，可据以计算堤后任意点 (r, θ) 的绕射系数 K 。

利用某港原体资料，对式 (22) — (26) 进行了验证比较，比较结果列于表 1。自表可知，在各独立变量 α 、 $\frac{r}{\lambda}$ 、 θ 较大的变幅范围内，绕射系数的计算值与实测值一般符合良好。除个别点据外，其差别均在测验的精度范围以内。

表 1 所采用的波长，系根据与十分之一大波相对应的周期的平均值 T 按公式 $\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}$ 换算而得，式中 H 为水深。此一周期可近似地认为与能谱极大值相对应。其与平均周期 \bar{T} 的比值约在 1.25 左右^[6]。因此，在应用 (22) — (26) 式时，建议采用 $T = 1.25 \bar{T}$ 换算波长。

$\alpha=30^\circ$

1/2	0.52	0.52	0.59	0.68	0.76	0.84	0.90	0.94	0.97	0.98	0.99	1.00	1.00
1	0.47	0.49	0.58	0.68	0.78	0.86	0.92	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00
2	0.43	0.46	0.57	0.69	0.80	0.88	0.94	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
5	0.37	0.43	0.57	0.71	0.82	0.90	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
10	0.33	0.42	0.58	0.72	0.83	0.91	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
20	0.29	0.41	0.58	0.73	0.84	0.92	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
50	0.25	0.40	0.59	0.74	0.85	0.93	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
100	0.22	0.40	0.60	0.75	0.86	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00

 $\alpha=45^\circ$

1/2	0.46	0.46	0.53	0.61	0.70	0.78	0.86	0.91	0.95	0.97	0.98	0.99	1.00
1	0.41	0.43	0.51	0.61	0.71	0.80	0.88	0.93	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00
2	0.37	0.40	0.50	0.62	0.73	0.82	0.90	0.94	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00
5	0.31	0.37	0.50	0.63	0.75	0.84	0.91	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
10	0.27	0.35	0.50	0.64	0.76	0.85	0.92	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
20	0.24	0.34	0.50	0.64	0.77	0.86	0.93	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
50	0.20	0.33	0.50	0.65	0.78	0.87	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
100	0.18	0.33	0.51	0.66	0.78	0.88	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00

 $\alpha=60^\circ$

1/2	0.40	0.40	0.46	0.54	0.63	0.72	0.80	0.86	0.92	0.95	0.97	0.98	0.99
1	0.35	0.37	0.44	0.53	0.64	0.73	0.82	0.88	0.93	0.97	0.98	0.99	1.00
2	0.30	0.33	0.42	0.53	0.64	0.75	0.84	0.90	0.95	0.98	0.99	1.00	1.00
5	0.25	0.30	0.41	0.54	0.66	0.77	0.85	0.92	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00
10	0.21	0.28	0.41	0.54	0.67	0.78	0.86	0.93	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00
20	0.18	0.26	0.40	0.54	0.67	0.78	0.87	0.94	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00
50	0.15	0.25	0.40	0.55	0.68	0.79	0.88	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
100	0.13	0.25	0.40	0.55	0.68	0.80	0.88	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00

 $\alpha=75^\circ$

1/2	0.33	0.34	0.38	0.46	0.54	0.63	0.72	0.80	0.87	0.92	0.95	0.97	0.98
1	0.28	0.30	0.36	0.44	0.54	0.64	0.74	0.82	0.89	0.94	0.97	0.98	0.99
2	0.23	0.26	0.34	0.44	0.55	0.66	0.76	0.84	0.90	0.95	0.98	0.99	1.00
5	0.18	0.22	0.32	0.43	0.55	0.67	0.77	0.86	0.92	0.96	0.99	1.00	1.00

表 2 (续)

r/λ	θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
$\alpha=75^\circ$														
10		0.15	0.20	0.31	0.43	0.56	0.68	0.78	0.87	0.93	0.97	0.99	1.00	1.00
20		0.12	0.18	0.30	0.43	0.56	0.68	0.79	0.88	0.94	0.98	0.99	1.00	1.00
50		0.10	0.17	0.29	0.43	0.56	0.69	0.80	0.88	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00
100		0.08	0.16	0.29	0.43	0.57	0.69	0.80	0.89	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00
$\alpha=90^\circ$														
1/2		0.26	0.28	0.32	0.37	0.45	0.54	0.63	0.72	0.80	0.87	0.92	0.95	0.97
1		0.21	0.24	0.28	0.35	0.44	0.54	0.64	0.74	0.82	0.89	0.94	0.97	0.98
2		0.17	0.20	0.26	0.34	0.44	0.55	0.66	0.76	0.84	0.90	0.95	0.98	0.99
5		0.12	0.16	0.22	0.32	0.43	0.56	0.67	0.77	0.86	0.92	0.96	0.99	1.00
10		0.09	0.13	0.20	0.31	0.43	0.56	0.68	0.78	0.87	0.93	0.97	0.99	1.00
20		0.07	0.11	0.19	0.30	0.43	0.56	0.68	0.79	0.88	0.94	0.98	0.99	1.00
50		0.04	0.09	0.18	0.30	0.43	0.57	0.69	0.80	0.88	0.94	0.98	1.00	1.00
100		0.03	0.08	0.17	0.30	0.43	0.57	0.70	0.80	0.89	0.95	0.98	1.00	1.00
$\alpha=105^\circ$														
1/2		0.21	0.23	0.26	0.31	0.37	0.45	0.54	0.63	0.72	0.80	0.87	0.92	0.95
1		0.16	0.19	0.23	0.28	0.35	0.44	0.54	0.64	0.74	0.82	0.89	0.94	0.97
2		0.12	0.15	0.19	0.25	0.34	0.44	0.55	0.66	0.76	0.84	0.91	0.95	0.98
5		0.08	0.11	0.15	0.22	0.32	0.44	0.56	0.67	0.78	0.86	0.92	0.96	0.99
10		0.06	0.08	0.13	0.20	0.31	0.43	0.56	0.68	0.78	0.87	0.93	0.97	0.99
20		0.04	0.06	0.11	0.19	0.30	0.43	0.56	0.69	0.79	0.88	0.94	0.98	1.00
50		0.02	0.04	0.09	0.18	0.30	0.43	0.57	0.69	0.80	0.88	0.94	0.98	1.00
100		0.01	0.03	0.08	0.17	0.30	0.43	0.57	0.70	0.80	0.89	0.95	0.98	1.00
$\alpha=120^\circ$														
1/2		0.17	0.20	0.22	0.26	0.31	0.37	0.45	0.54	0.64	0.73	0.81	0.88	0.93
1		0.13	0.16	0.19	0.23	0.28	0.36	0.45	0.55	0.65	0.75	0.83	0.90	0.95
2		0.10	0.12	0.15	0.19	0.26	0.34	0.44	0.56	0.67	0.77	0.85	0.92	0.96
5		0.06	0.08	0.11	0.16	0.23	0.32	0.44	0.56	0.68	0.78	0.87	0.93	0.98
10		0.04	0.06	0.08	0.13	0.21	0.32	0.44	0.57	0.69	0.80	0.88	0.94	0.98

20	0.02	0.04	0.06	0.11	0.19	0.31	0.44	0.57	0.70	0.80	0.89	0.95	0.99
50	0.01	0.02	0.04	0.09	0.18	0.30	0.44	0.58	0.70	0.81	0.90	0.96	0.99
100	0.00	0.01	0.03	0.08	0.18	0.30	0.44	0.58	0.70	0.81	0.90	0.96	0.99

 $\alpha=135^\circ$

1/2	0.15	0.17	0.20	0.23	0.27	0.32	0.38	0.46	0.56	0.66	0.75	0.83	0.90
1	0.11	0.13	0.16	0.19	0.23	0.29	0.37	0.46	0.56	0.67	0.77	0.86	0.92
2	0.08	0.10	0.12	0.16	0.20	0.26	0.35	0.46	0.57	0.69	0.79	0.88	0.94
5	0.04	0.06	0.08	0.11	0.16	0.23	0.34	0.46	0.58	0.70	0.81	0.90	0.96
10	0.02	0.04	0.06	0.09	0.13	0.21	0.32	0.45	0.59	0.71	0.82	0.91	0.97
20	0.01	0.02	0.04	0.06	0.11	0.20	0.32	0.45	0.59	0.72	0.83	0.92	0.98
50	0.00	0.01	0.02	0.04	0.09	0.19	0.31	0.45	0.59	0.72	0.84	0.92	0.98
100	0.00	0.00	0.01	0.03	0.08	0.18	0.31	0.45	0.60	0.73	0.84	0.93	0.99

 $\alpha=150^\circ$

1/2	0.13	0.15	0.18	0.20	0.24	0.28	0.33	0.40	0.48	0.58	0.68	0.78	0.87
1	0.09	0.11	0.14	0.16	0.20	0.24	0.30	0.38	0.48	0.59	0.70	0.81	0.89
2	0.06	0.08	0.10	0.13	0.16	0.21	0.28	0.37	0.48	0.60	0.72	0.83	0.92
5	0.03	0.04	0.06	0.09	0.12	0.17	0.25	0.36	0.48	0.62	0.74	0.85	0.94
10	0.02	0.03	0.04	0.06	0.09	0.14	0.23	0.35	0.48	0.62	0.75	0.87	0.95
20	0.01	0.01	0.02	0.04	0.07	0.12	0.21	0.34	0.48	0.63	0.76	0.88	0.96
50	0.00	0.00	0.01	0.02	0.05	0.10	0.20	0.33	0.48	0.63	0.77	0.89	0.97
100	0.00	0.00	0.00	0.01	0.03	0.09	0.19	0.33	0.48	0.63	0.77	0.89	0.98

 $\alpha=165^\circ$

1/2	0.12	0.14	0.16	0.18	0.22	0.25	0.29	0.35	0.42	0.52	0.62	0.73	0.83
1	0.08	0.10	0.12	0.14	0.18	0.21	0.26	0.32	0.41	0.52	0.64	0.76	0.86
2	0.05	0.07	0.08	0.11	0.14	0.18	0.23	0.30	0.40	0.52	0.65	0.78	0.89
5	0.02	0.03	0.05	0.07	0.09	0.13	0.18	0.27	0.39	0.53	0.67	0.80	0.92
10	0.01	0.02	0.03	0.04	0.07	0.10	0.16	0.25	0.38	0.53	0.68	0.82	0.94
20	0.00	0.01	0.02	0.03	0.04	0.08	0.13	0.23	0.37	0.53	0.69	0.83	0.95
50	0.00	0.00	0.01	0.01	0.02	0.05	0.11	0.22	0.37	0.53	0.69	0.84	0.96
100	0.00	0.00	0.00	0.01	0.02	0.04	0.10	0.21	0.36	0.53	0.70	0.85	0.97

表 2 (续)

r/λ	θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
$\alpha=180^\circ$														
1/2		0.11	0.12	0.14	0.17	0.20	0.23	0.27	0.32	0.38	0.46	0.56	0.68	0.83
1		0.07	0.09	0.11	0.13	0.16	0.19	0.23	0.28	0.36	0.45	0.57	0.70	0.83
2		0.04	0.06	0.07	0.09	0.12	0.15	0.20	0.25	0.33	0.45	0.58	0.73	0.86
5		0.02	0.03	0.04	0.05	0.08	0.10	0.15	0.21	0.30	0.44	0.59	0.75	0.89
10		0.01	0.01	0.02	0.03	0.05	0.08	0.12	0.18	0.28	0.43	0.60	0.77	0.91
20		0.00	0.01	0.01	0.02	0.03	0.05	0.09	0.15	0.27	0.43	0.60	0.78	0.93
50		0.00	0.00	0.00	0.01	0.01	0.03	0.06	0.12	0.25	0.42	0.61	0.79	0.95
100		0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.02	0.04	0.11	0.24	0.42	0.61	0.80	0.96

四、结 语

1. 半无限单突堤后的波浪绕射, 在掩护区, 不规则波绕射系数一般较规则波绕射系数为大, 在开敞区则正相反。离堤愈远, 两者的差别愈显著。如仅考虑规则波的绕射, 将使掩护区域内的波动情况, 偏于不安全, 影响港区作业。因此, 在设计防浪掩护工程时, 必须考虑不规则波的绕射。

2. 单突堤后规则波的绕射系数, 可借(7)、(8)两式进行计算。如应用图2所示的列线图, 则检算更为简捷。

3. 式(22)~(26), 可用以计算单突堤后不规则波的绕射系数。式中波长 λ , 可按下式计算:

$$\lambda = \frac{g(1.25\bar{T})^2}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}$$

其中 \bar{T} 为平均周期, H 为水深。

4. 如需快速计算不规则波绕射系数的近似值, 可应用本文所附的表2或图4。

图 4 不规则波等绕射系数曲线图

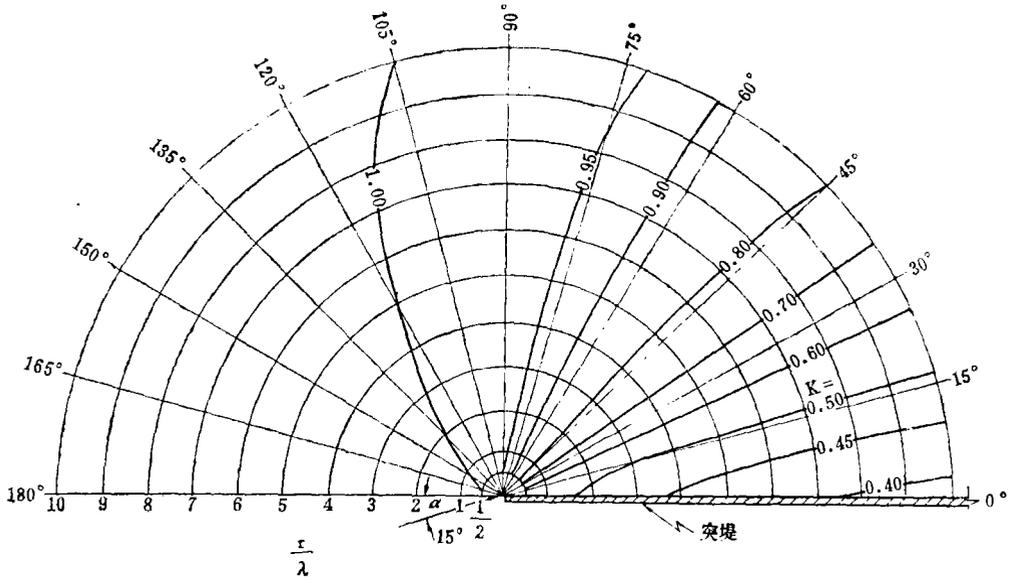


图 4 (1) $\alpha = 15^\circ$

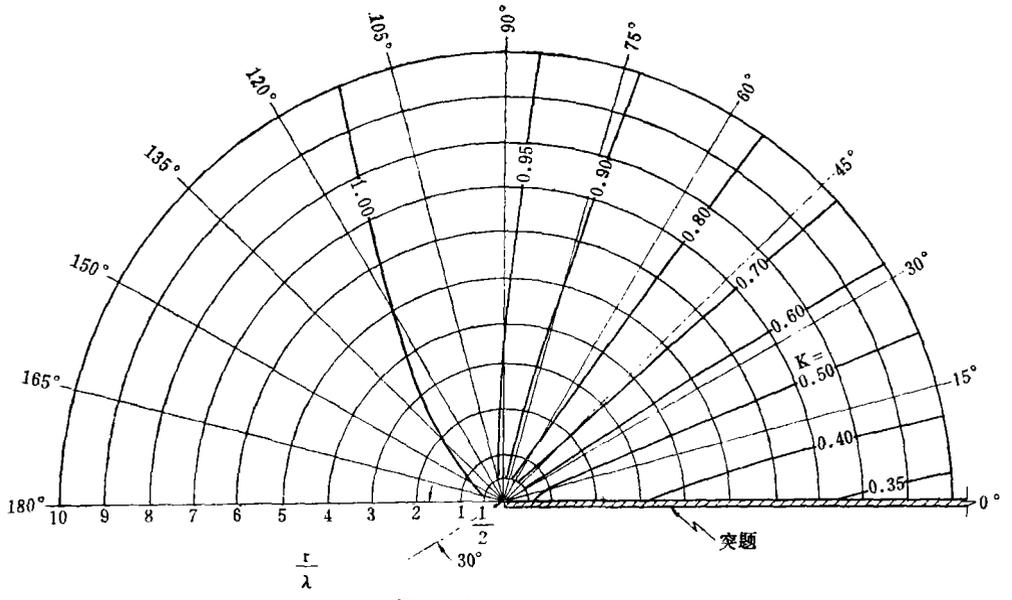


图 4 (2) $\alpha = 30^\circ$

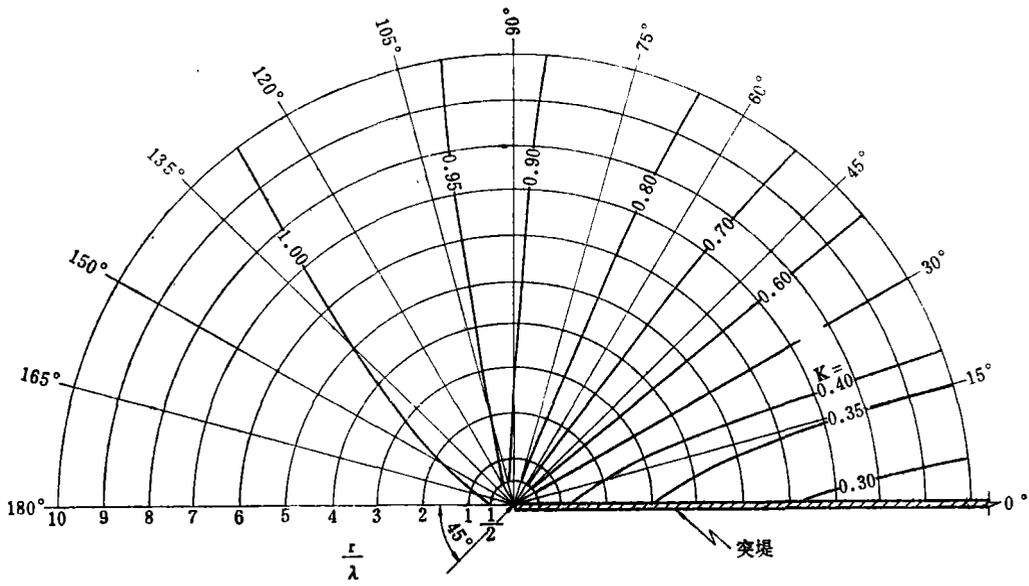


图 4 (3) $\alpha = 45^\circ$

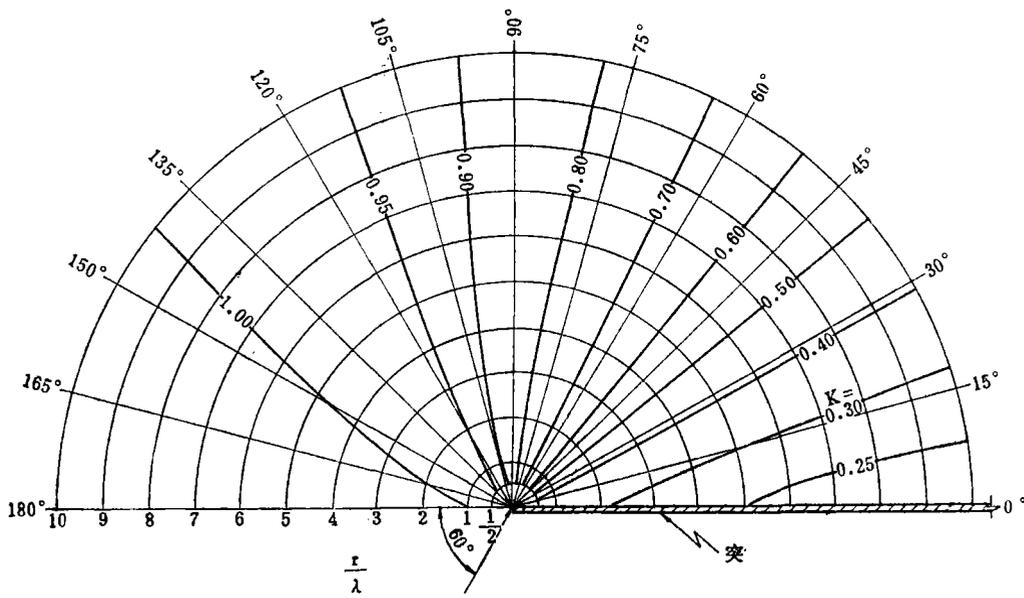


图 4 (4) $\alpha = 60^\circ$

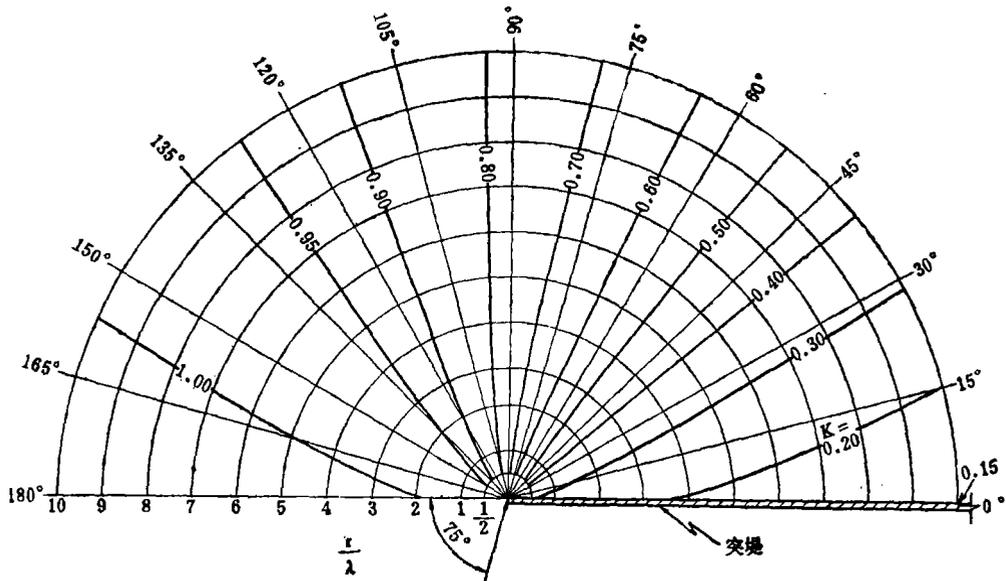


图4 (5) $\alpha = 75^\circ$

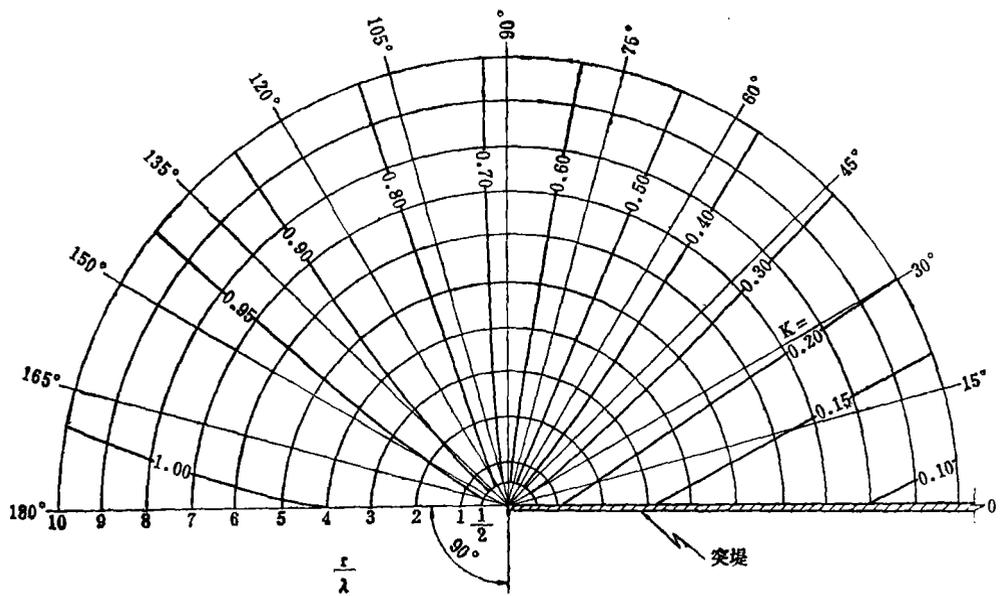


图4 (6) $\alpha = 90^\circ$

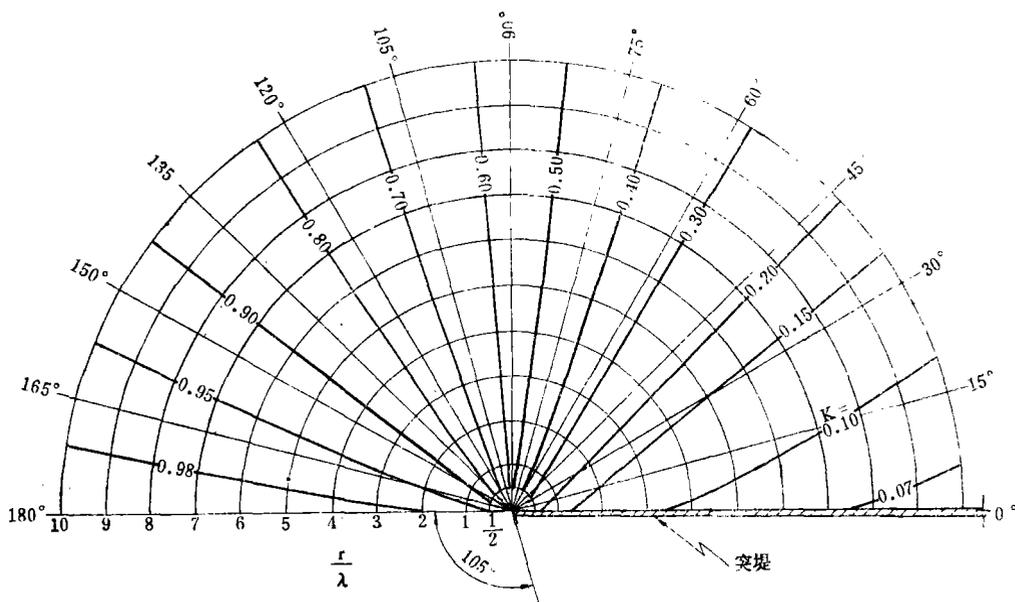


图 4 (7) $\alpha = 105^\circ$

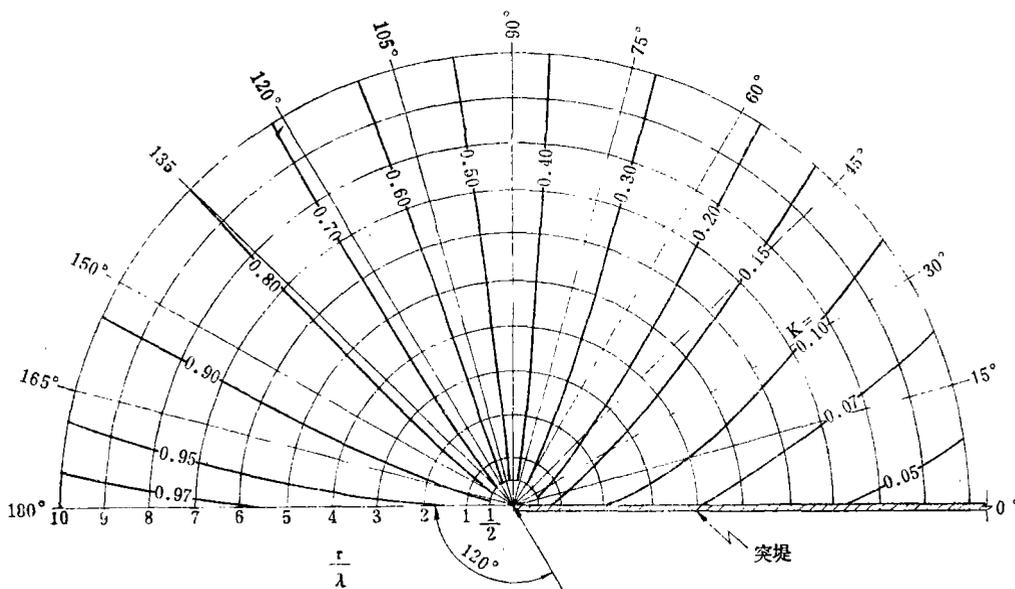


图 4 (8) $\alpha = 120^\circ$

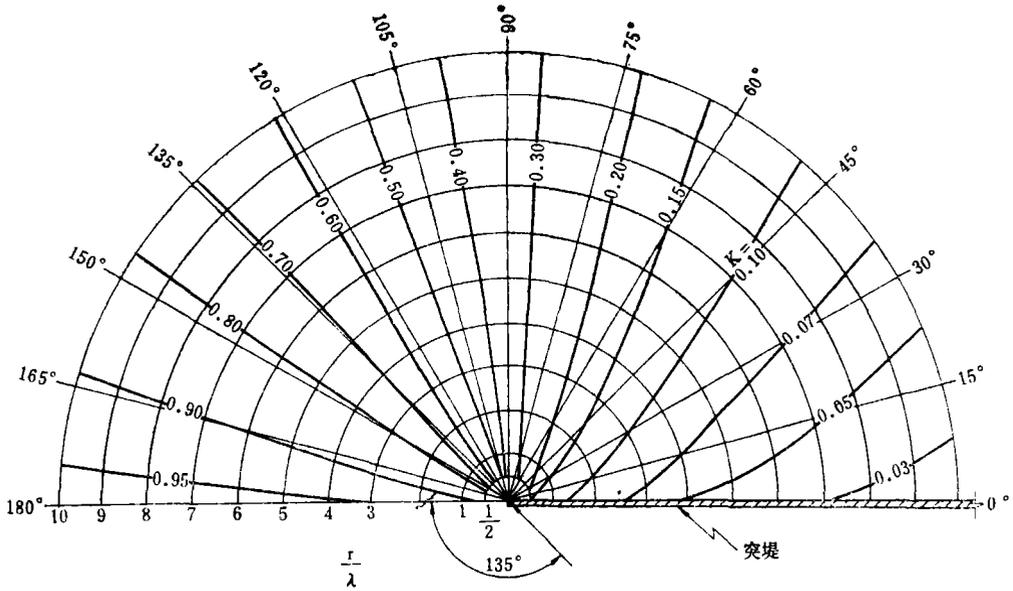


图 4 (9) $\alpha = 135^\circ$

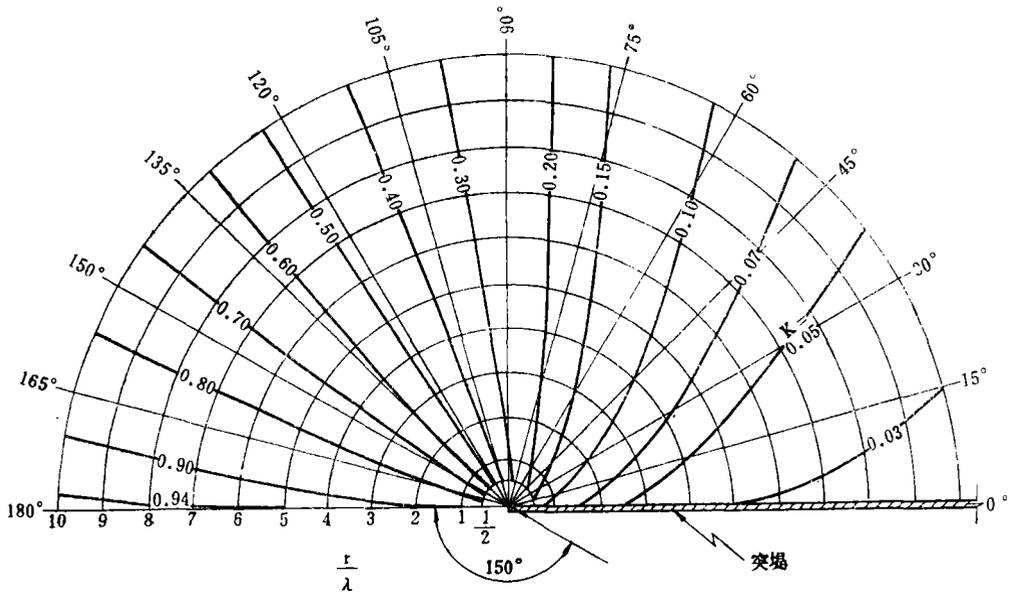


图 4 (10) $\alpha = 150^\circ$

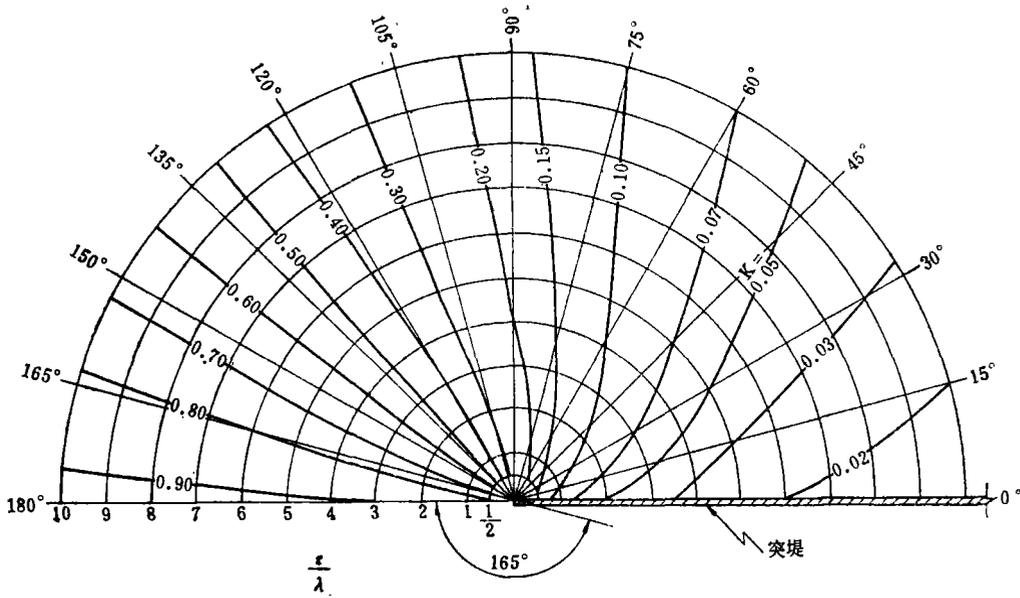


图 4 (11) $\alpha = 165^\circ$

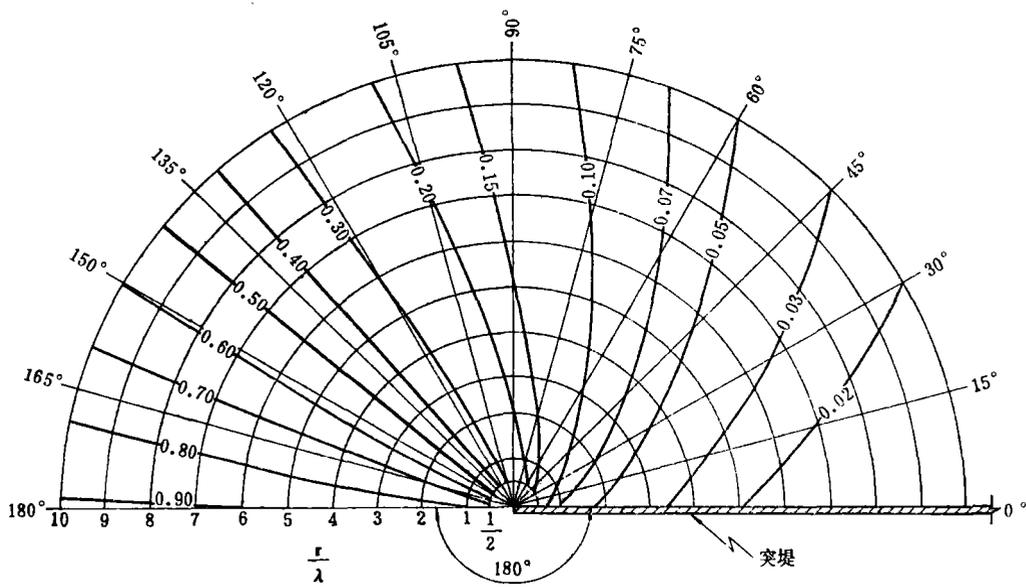


图 4 (12) $\alpha = 180^\circ$

参 考 文 献

- (1) Penny, W.G. and Price, A.T., *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 244 (1952).
- (2) Wiegel, R.L., *Journal of the Hydraulics Division, Proc. ASCE*, 88 (1962) HY1.
- (3) U.S. Army Coastal Engineering Research Center, *Shore protection manual*, 1977.
- (4) Putnam, J.A. and Arthur, R.S., *Trns. Amer. Geophys. Union*, 29 (1948) 4.
- (5) 永井康平, 不规则な海の波の屈折および回折の計算, 日本港湾技术研究所报告, 11 (1972), 2.
- (6) Крылов, Ю.М., *Спектральные Методы Исследования и Расчета Ветровых Волн*, 1966.

WAVE DIFFRACTION AROUND A SEMI-INFINITE SINGLE BREAKWATER

Yu Guangming

(*Nanjing Research Institute of Hydraulic Engineering*)

ABSTRACT

Based upon regular wave experimental data and taking into consideration the boundary and continuity conditions which must be satisfied in wave diffraction, we obtained empirical formulas for computing diffraction coefficients of regular waves passing a semi-infinite single breakwater. From wave spectrum theory, principally taking into account the angular spectrum of irregular waves, we further derived analytical formulas to compute diffraction coefficients of irregular waves travelling around a semi-infinite single breakwater. The calculated values of diffraction coefficients have been compared with measured data. Preliminary result of comparison indicated that generally they are in good agreement. The formulas proposed in this paper can thus be applied to the designing breakwaters. For the purpose of rapid computation of the approximate values of diffraction coefficients in the preliminary stage of design, a series of tables and diagrams have been prepared using the proposed formulas. Tables and diagrams can be used equivalently to each other.