

WAM 模式——第三代海浪数值模式(二)

WAM 模式开发和改进小组

摘要 WAM 模式是继 1980—1983 年美、日、英、德、荷兰等国的海洋专家组成 SWAMP(Sea Wave Modelling Project) 研究组, 针对世界各国十个有代表性的海浪数值模式, 进行分类和对比试验研究之后(参见《海浪模拟》), 西欧一些国家(英、法、德、荷兰、挪威等)自 1985 年起, 由 S. Hasselmann, K. Hasselmann, E. Bauer, P. A. E. M. Janssen, G. J. Komen, L. Bertotti, P. Lionello, A. Guillaume, V. C. Cardone, J. A. Greenwood, M. Reistad, L. Zambresky, J. A. Ewing 等人开发研制成的一个全球性的第三代海浪数值模式。本文介绍第三代海浪数值模式, 它是对描述二维海浪谱的基本传输方程进行积分, 而未对谱形做任何附加假设。方程中的“三个源函数清楚地描述了风能量输入、波一波间非线性传输和白浪破碎消衰”。在有限水深型模式中, 还增加了海底摩擦消耗源函数和一些折射项。采用有限风区波浪成长数据对该模式进行了调整(定标), 在白浪破碎消衰源函数中引进了两个调整参数。采用球经纬网格, 适用于任意海域。6 个北大西洋—北海风暴、3 个墨西哥湾飓风和 1 个全球 SEASAT 期的后报结果已显示, 与观测结果是令人鼓舞地相一致的。

关键词 全球海浪数值预报模式

7 飓风个例

A. 试验风暴

为了确认 WAM 模式模拟极端风况下的复杂波浪区内得到的波浪观测值的效果, 我们对三个强飓风波浪场的演变进行了完整的后报。这三个风暴都发生在墨西哥湾(见表 4)。图 15 为风暴路径, 图中还展示了所用的网格系统。网格距为 $(1/4)^\circ \times (1/4)^\circ$ 经纬网格, 传播项的时间步长是 20 分钟。该海浪模式其它方面的处理(物理机制、谱的分辨率、传播)与前面的描述相同。

B. 波浪观测数据

表 4 列出了本研究中用到的观测地点(并参见图 15)、测量方式和波浪观测资料的来源。Camile 飓风和 Anita 飓风形成的波浪都是用安装在石油平台上的电容式测波仪测量的。有效波高和波谱均用长度为 30 分钟波浪记录计算得到。

在位于 312 米水深处的 Cognac 平台上

的测量 Frederick 飓风的波浪时, 测量系统包括一个 30.5 米长的测波杆和装在一根拉紧的钢绳上层次分别为 21 米深和 6.7 米深的电磁海流计。波向估算是用 Forristall 等(1978)叙述的方法, 即采用测波杆通道与上面那个海流计通道之间的同相谱求出参数 θ (平均的传播方向)的最佳估计和方程(5.1)中作为波频率函数的 s (扩展参数), (5.1)式中的 $N(s)$ 是一个标准化因子。该风暴在这一地点的观测数据与后报结果的比较仅限于频谱和 $\theta(f)$ 。后者是利用后报二维谱估算的, 用每个频段中谱密度对数的三个最大值拟合出的一条二次曲线。

该研究中使用的其它实测波浪数据, 来自美国 NOAA 国家数据浮标办公室(NDBO)设置的浮标站。浮标将波浪数据处理成有效波高和波谱, 波浪数据的采样长度为 20 分钟, 采样间隔为三小时一次。Steele 等(1976)给出了浮标上波浪资料分析的完整说明。

表 4 确认 WAM 模式报飓风浪能力的后报

风暴名称	海域	时间	观测地点	波浪观测的方式	出处
Camille	墨西哥湾	1969 年 8 月	测站 1(SP61) 测站 2(WD331)	安装在钻架上的电容波浪测量仪	Ward(1974)
Anita	墨西哥湾	1977 年 9 月	EB04EB71EI133	安装在浮标上的加速度仪安装在钻架上的电容波浪测量仪	Forristal 等(1978)
Frederick	墨西哥湾	1979 年 9 月	42003Cogna	安装在浮标上的加速度仪安装在钻架上的电容波浪测量仪和电磁流仪	Forristal 和 Reece(1985)

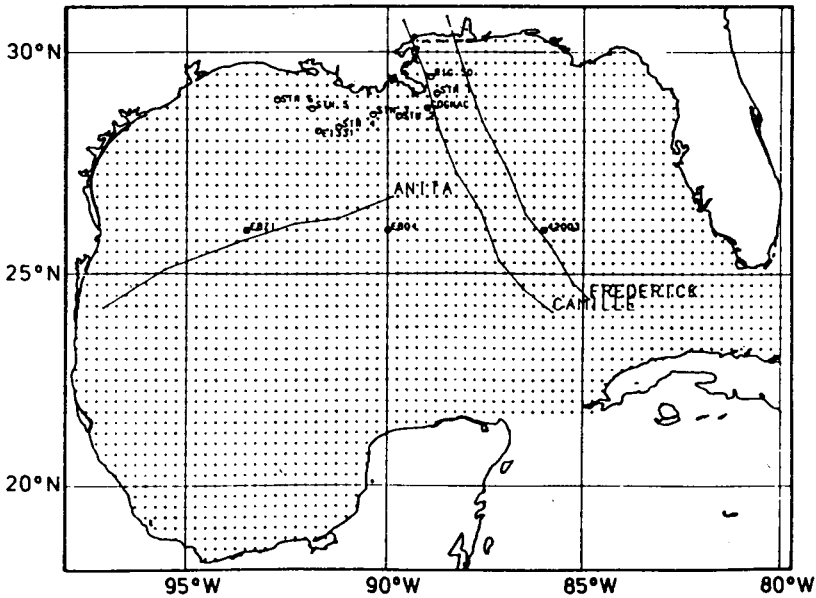


图 15 WAM 模式在墨西哥湾的网格系统。模拟风暴期间的飓风路径和观测位置

对于上述测量系统所用的记录长度,在可信度为 90% 时有效波高的误差大约为 $\pm 10\%$ - 15% (见 Donelan 和 Pierson, 1983)。同样,谱峰频率的估算误差为 $\pm 5\%$,而对谱峰的谱密度的估算一般过高。

C、风场设置

飓风风场是通过应用一个移动涡旋边界层内水平气流场这一理论模型(Cardone 等, 1976)得到的。该模型用套网格数值积分,求解一组在垂直方向进行了平均的运动方程。这一组方程通过水平切应力和垂直切应力控制边界层。

应用带有 Charnock 粗糙度计算公式的相似边界层参数化表达式推导表面阻力

(Cardone 等, 1979), 可求到垂直切应力。因而,该模式的输出可采用边界层内任意高度处(如 10 米)的风向、风速以及等效摩擦速度的形式给出。

模型的气压场可表示成轴对称部分(P)与大尺度恒定梯度的气压场(P')之和。轴对称部分用指数分布形式表示:

$$P = P_0 + \Delta P e^{-r_a/r}$$

式中 P_0 是中心气压, ΔP 为风暴气压距平, r_a 是几乎与最大风速半径相等的换算半径。因而,我们可用通常从历史气象资料中得到的参数对模型进行预置,这些参数为: ΔP 、 r_a 、 U_f 以及环境气压场 P_0 。整个风场的历史演变可用沿风暴路径上这些参数变化的信息进

行计算。

对于影响美国沿岸的每一个主要风暴几乎都应用了该模式。该模式的计算值与浮标和平台钻架上得到的海上观测值相比较,可以达到风向误差为±20°、风速误差为±2米/秒的精度指标(风的观测值为海面上20米处的一小时平均值)。大多数的比较已发表(参见 Cardone 等, 1976, 1978; Ross 和 Cardone, 1978; Cardone 和 Ross, 1979, Forristall 等, 1977, 1978, 1980)。

该方法以每半小时一次的间隔为波浪模式提供风场。用双线性内插法将风分量从涡旋模型中能用到最细的网格上(网格距为5公里)插值到波浪模式的网格上。

D、后报结果

Camille 飓风:当然我们没有对海面风场的某些小尺度特征加以模拟;请参见测站1附近模拟的和实测的风的比较(图16)。观测到而没有模拟出来的风速变化可能与对流螺旋雨带有关。这些扰动至少会局地地影响波浪场,因而导致波浪后报误差。

尽管有这些潜在的困难,我们还是发现在两个观测站上模拟的与观测的有效波高值符合极好。图17用与平台位置靠得很近的网格点比较有效波高随时间的变化。Camille 飓风眼穿过测站1以西约15海里、和测站2以东约50海里。测波杆被拖离它们的水下连结点后就记录不到有效的波浪数据。很显然,当最大波刚一掠过,测站1上就发生了这种事情。在测站2上,在测波杆失灵前几小时波高就达到极大值,我们不能排除在测波杆失灵后又出现过后报模拟的第二个峰值。

图18a—c比较了最大波高时及其以前测站1的估计频谱(观测值)与后报频谱(计算值)。图中的插图显示后报二维谱和局地风向(模拟的)。估计的和后报的一维谱符合极好。在飓风眼靠近测站前9小时和3个小时,谱显然是受从东南传播过来的涌浪所控制,在二维谱中,局地风风向附近只出现一个小的相对高频峰值。在最后一张20时45分

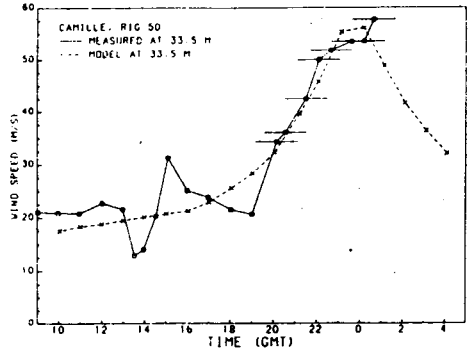


图16 在 Camille 飓风期间,钻架50米上风速仪处观测的模型风场插值得到的模拟风速的比较。观测风速是取自记录纸的逐时平均。在20时(世界时)以后的水平横线是对记录纸驱动机构的间断性卡住引起的误差的估计。图中——为33.5米处的观测值,---为33.5米处的模拟值

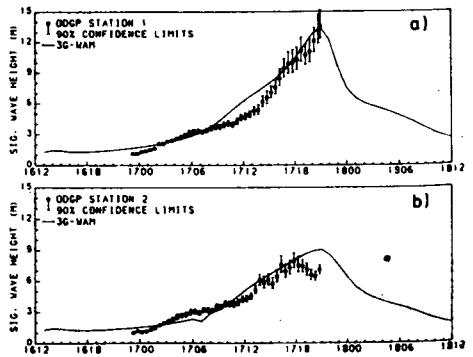


图17 在 Camille 飓风期间,在 ODGP 深水测站1和测站2上的观测与后报有效波高的比较。图中|为可信度为90%的观测值,——为WAM模式后报值

(世界时)时刻的比较图中,捕捉到正前象限的峰值波况,这时,主要能量都分布在局地风向附近的方向上。正是这种低频能量传入了前方象限,像后报中所显示的,涌浪正好达到测站1(图18a—b)。

图19比较了测站2处能量达到最大时的观测波谱和同一时刻的后报波谱(后报中的峰值高出0.9米,并出现在3小时后)。谱形符合得很好,图中的小插图再次显示谱主

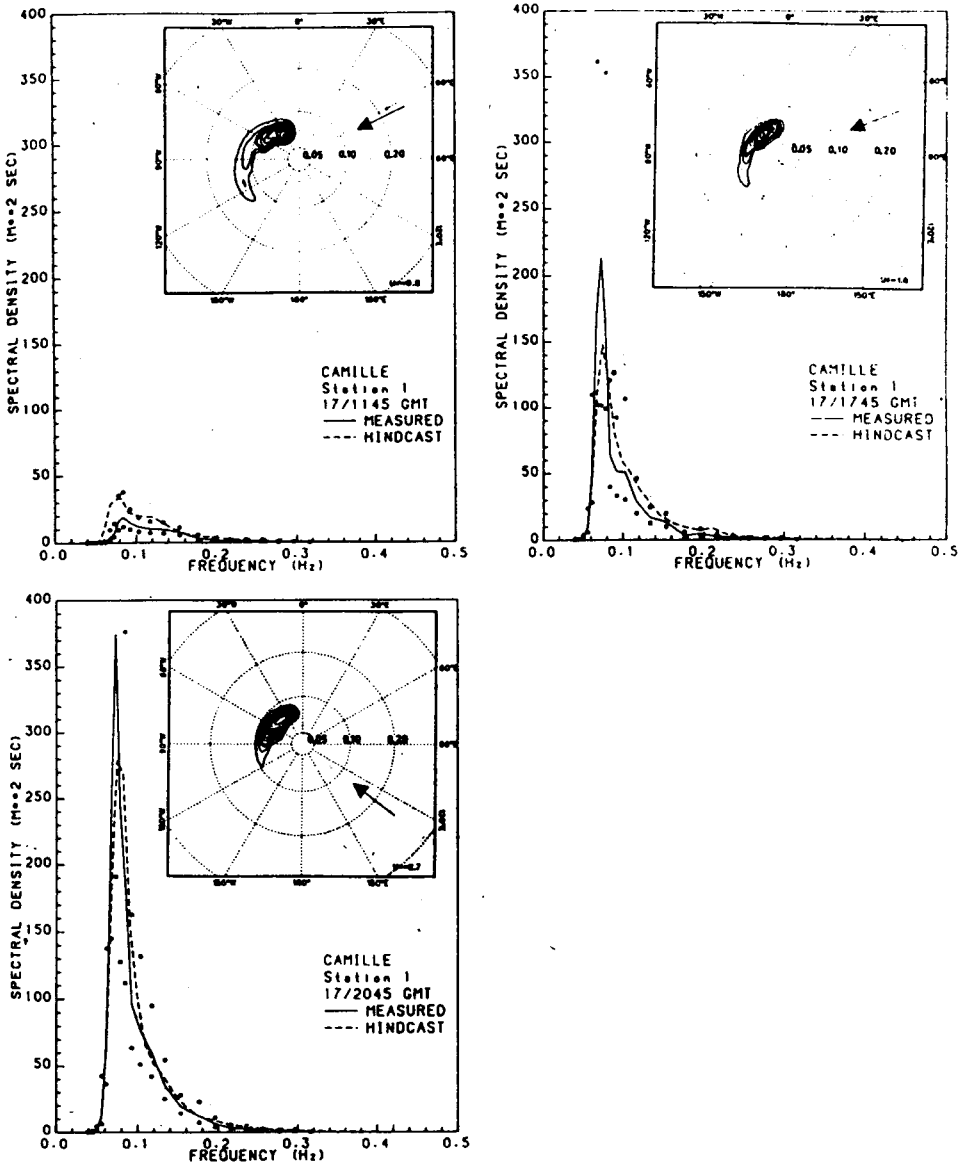


图 18 在 Camille 飓风期间,测站 1 的观测与后报频谱的比较。a)11 时 45 分(世界时),在最大风暴前 9 小时;b)17 时 45 分(世界时),最大风暴前 3 小时;c)20 时 45 分(世界时)。还标出了每个谱估计 (90%)置信限。插图中展示了相应的用峰值标准化的后报二维谱密度的等值线和局地风向矢量。图中——为观测,-----为后报

要部分的大多数能量沿垂直于局地风的方向传播。由于在这一海区的局地风是离岸的并在风区上受到限制,实际上,在该海区没有出现局地风浪。

Anita 飓风:该飓风比 Camille 飓风的强度弱得多,并且移动得慢一些。由于在模拟期

间风力迅速加强和飓风眼直径减小,以及在形成期风场的形状不规则,使 Anita 飓风的风场设置变得复杂了。在 NOAA 浮标处的实测的和模拟的有效波高的差别的时间分布,揭示了风的误差对波浪后报的影响(图 20),波高差别的时间分布紧密地跟随测量的和模

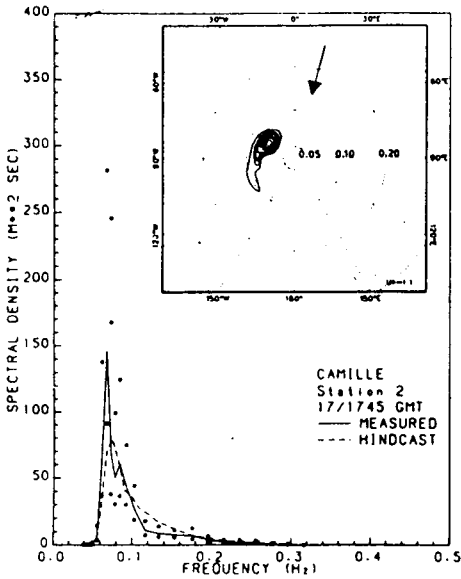


图 19 在 Camille 飓风期间, 测站 2 处, 观测的波浪达峰值时刻的观测值与后报值的比较。进一步解释见图 18。图中——为观测, ---为后报

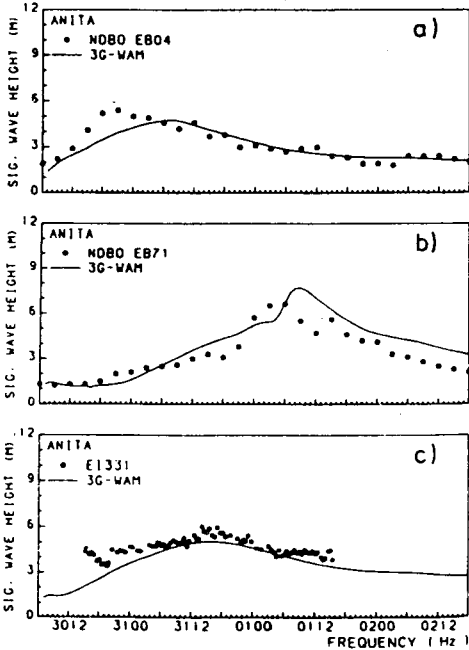


图 20 在 Anita 飓风期间, 在浮标 a)EB04, b)EB71 和 c)EI331 测站处, 观测与后报有效波高的比较。图中·为观测, ——为 WAM 模式后报

拟的风速差别的时间分布(图上未画出来)。风向在这些海区通常模拟得很好。在图 20 的第三个比较中显示出: 求解启动期之后, 结果就符合得不错。

图 21 比较了三个测站上接近峰值海况下模拟与观测频谱。观测谱是峰值海况时的值, 而后报谱是从各站点的后报的时间序列中挑选出来的, 使其满足观测谱与模拟谱之间差异的整体方差达到最小。比较表明, 最大海况下的谱形和峰值频率均得到了正确的模拟。

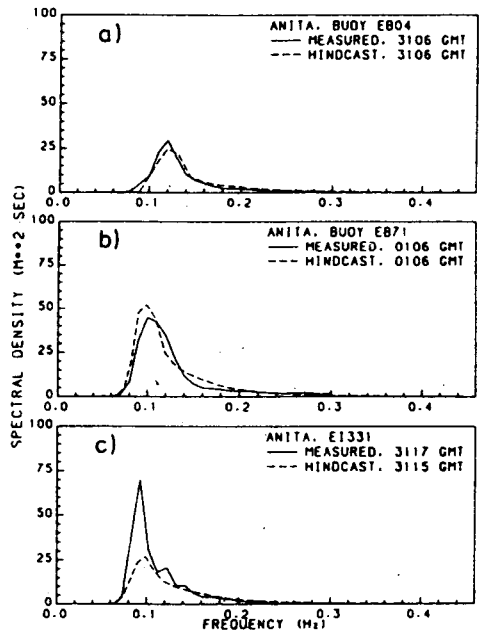


图 21 在 Anita 飓风期间, 在浮标 a)EB04、b)EB71 和 c)EI331 测站处, 观测和后报频谱的比较。图中——为观测, ---为后报

Frederick 飓风: 该风暴在模拟期间也是迅速加强的。当时风暴中心刚移到 NOAA 的 42003 号浮标东南 80 海里处, 模式的后报开始, 运行的前 12 小时左右正是模式启动期。在上述浮标处(图 22a)前期的有效波高反映了模式启动阶段, 数值解看上去很好地捕捉到在浮标上记录的峰值海况和风暴移开后海浪的衰减。在 Cognac 平台处(图 22b), 由于模式启动得不充分, 在模拟的前 24 小时中,

后报的海浪明显低于观测的。大约在 9 月 12 日 12 时(世界时)以后,峰值海况模拟得很好,但有些滞后,这种滞后一直贯穿于随后的海浪衰减期。这种滞后并不明显地与局地风的误差有关。

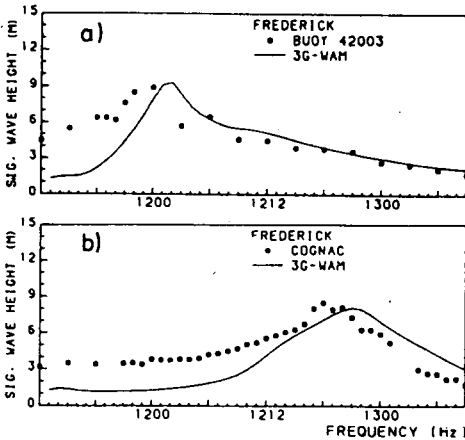


图 22 在 Frederick 飓风期间,在 a)Cognac 平台和 b)浮标 4200 处,观测与后报有效波高的比较。图中·为观测,——为 WAM 模式

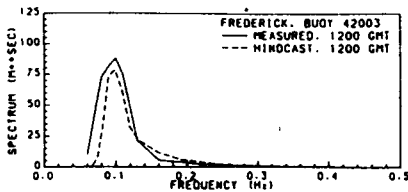


图 23 在 Frederick 飓风期间,在浮标 42003 处,12 日 00 时(世界时)观测与后报频谱的比较。图中——为观测,-----为后报

图 23 比较了 9 月 12 日 00 时(世界时)浮标处的后报和观测的频谱,此时是观测的风浪达到最大的时刻。谱形和峰值频率都符合得极好。后报的总能量的大小要比此时的观测值稍低,可能是由于对该测点启动时间相对短了一些。

图 24 比较了 Cognac 处一系列 2 小时间隔的后报和观测的频谱和依赖于频率的平均波向,该过程持续了 14 小时,而实测的最大波高近似居中。Cognac 平台观测到的局地风向也在波向图中标出。

波谱主要部分的能量计算值偏小与一些

谱组成波有关,这些组成波从风暴中心附近区域朝着 Cognac 平台向北传播,这种计算值偏小现象一直持续到风暴最大时刻。风暴中心附近的模拟风场的误差很容易引起这种计算值偏小的现象。我们的风场模式把一个迅速加强的飓风处理成一系列的稳定状态,在每一个稳定状态中,假定风与气压场是处于平衡状态的。风暴中心附近的风场模拟误差实际上将波浪后报误差辐射到远场。

在图 24 的比较中,最有意思的是在这期间,平均波向随频率变化的形状及其随时间变化的趋势。第一张比较图的时刻是 9 月 12 日 11 时(世界时),紧跟在一段局地风向几乎是稳定的期间(12 小时之内的平均风向为 237° ,其变化范围在 5° 以内)之后。此时高频波分量(大于 0.15 赫兹)基本沿风向行进。在谱峰上及其左边的波分量的平均波向,表现为沿顺时针方向约 90° 偏离局地风风向。8 小时以后 Cognac 平台处风暴达到最大,在这 8 小时内,风向以每小时约 10° 的速率转向,但谱的高频部分存在相当的滞后。例如,到 19 时(世界时)谱的尾迹仅明显的转过约 30° ,而局地风风向却已逐渐转过约 100° 。除了在 12 小时(世界时)后报平均波向有一个小的偏差,后报谱的高频部分的平均波向与观测值很接近。这种符合为 WAM 模式能模拟涌浪存在时在转向风中的风浪方向松弛,提供了令人鼓舞的证据。

在谱的低频部分,该期间内后报平均波向都沿顺时针方向偏离观测值约 20° 到 30° 。由于很多因素都会造成这种偏离(如风暴眼壁处的风向误差,风暴眼附近产生的最大浪区的方向松弛效应传出最大风区域;传播效应),所以推测起因是困难的。然而,我们应该注意到 WAM 模式现版所用的方位角带宽为 30° ,对模拟弯曲得很利害的风场,特别是对热带气旋的风场来说,是一个相当粗的方向分辨率。在寻求基于模式物理机制的解释之前,先采用方位角带宽为 15° 的分辨率重复这些后报,可能是一种较为明智的做法。

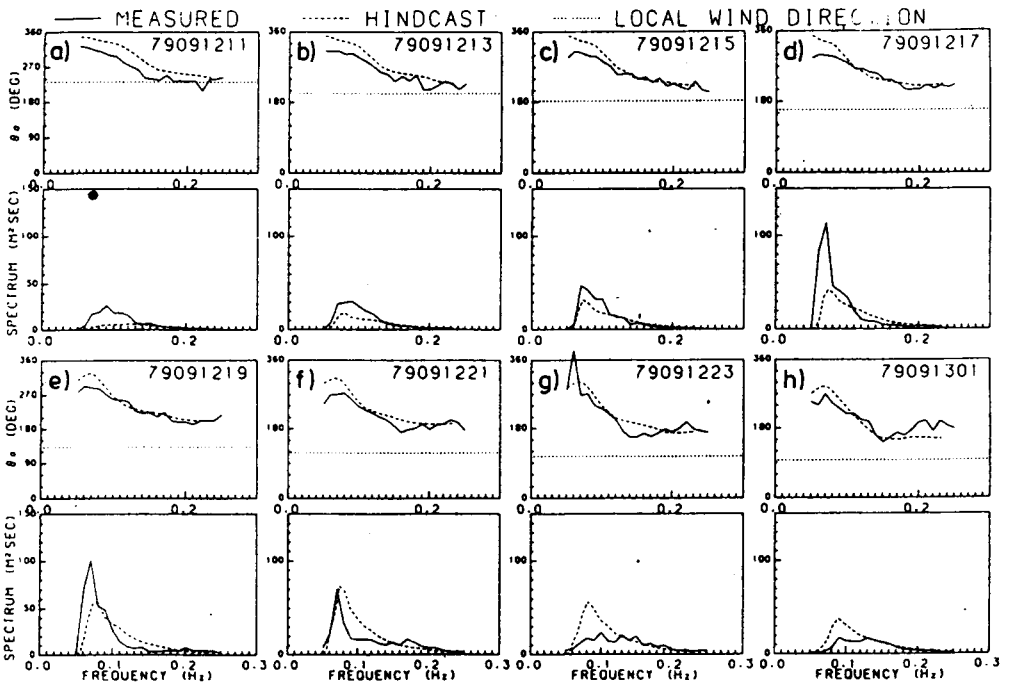


图 24 在 Frederick 飓风期间,在 Cogna 平台上间隔为 2 小时的观测与后报的频谱和平均波向的比较。在每个波向与频率对应图上的水平点线是观测风向。图中——观测,--后报,.....局地风向

表 5 在墨西哥湾飓风期间,WAM 模式(后报)与观测有效波高峰值的比较

风暴	地点	观测(米)	后报(米)
Camille	ODGPSTN1	13.6	13.5
	ODGPSTN2	7.9	9.0
Anita	EB04	5.4	4.8
	EB71	6.6	7.7
	EI113	6.0	5.1
Frederick	42003	8.9	9.3
	Cogna	8.5	8.1
平均(米)		8.1	8.2
均方根(米)			0.70
相对误差			0.09

表 5 总结了 WAM 模式在刻划这 3 个飓风中相应测站的峰值海况时的表现。9% 的相对误差,即使在飓风浪况下进行过特殊调整的第一和第二代海浪模式的表现相比(如 Reece 和 Cardone, 1982)至少是不相上下的。考虑到对 WAM 模式所做的调整都在纯风区和风时状态下进行的,WAM 模式在模拟风暴体系中,从两个方面改进了第一和第二

代海浪模式:其一、新模式更好地说明了频谱的细节,如谱形及其方向传播;其二、在遇到少见的风暴类型时(如迅速移动的强烈气旋),在波浪观测数据不能及时得到时,WAM 模式可以提供更多的可靠结果。为此文中计算的成功是令人鼓舞的。

8 在 SEASAT 期间的全球波浪后报

作为本模式全球应用的一个例子,我们对 1978 年 7 月 7 日到 10 月 10 日进行的 SEASAT 散射计测量的全部 96 天资料进行了后报研究。输入的全球表面风应力场是由 Atlas 等建立的(1987),它们利用一个基于 Goddard 大气实验室(GLA)的 $4^{\circ} \times 5^{\circ}$ 网格的 9 层全球大气模式建立起来的数据同化系统,将 SEASAT 散射计资料和常规大气资料进行了处理。

Woiceshyn 等(1987)利用 7 月 6 日至 20 日期间的散射计资料,而 Anderson 等(1987)则利用 9 月 6 日至 17 日的资料,都导出了各

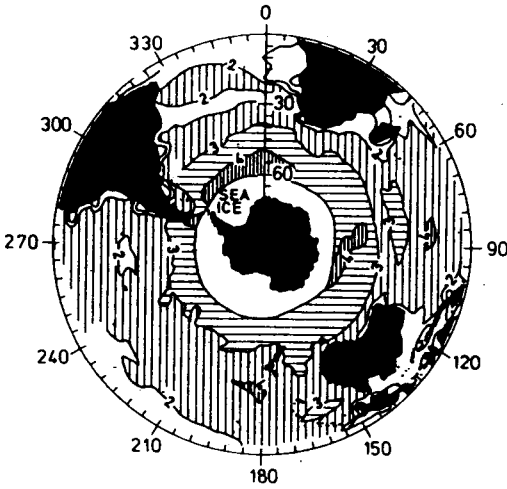


图 25a 波浪模式后报计算的南半球 1978 年 8 月 1 日至 20 日期间的平均有效波高等值线

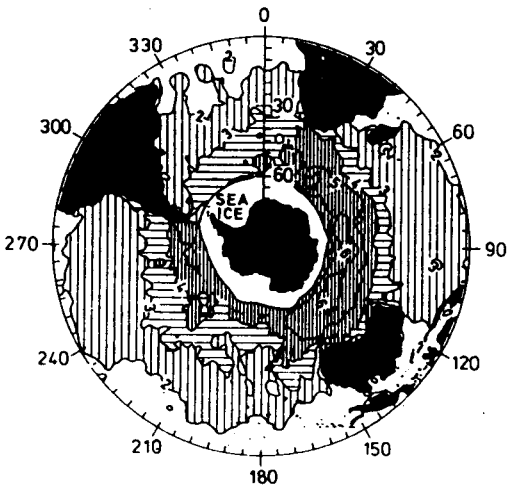


图 25b 用 SEASAT 高度计数据推算的南半球 1978 年 8 月 1 日至 28 日期间的平均有效波高等值线(摘自 Mognard 等, 1983)

自的表面风场。Woiceshyn 使用的是与几何插值技术相结合的主观技术, 而 Anderson 等应用欧洲 ECMWF 全球 T63 模式的数据同化系统, 把 Woiceshyn 的散射计资料与 FGGE 数据库结合起来。Anderson 等 (1987), Janssen 等 (1987) 和 Hasselmann 等 (1988) 给出这期间不同海面风和海面风应力

产品之间的比较, 并对不同风场对后报海面波浪场的影响进行了估价, 这一问题将在即将出版的文章中进一步讨论。同时, 我们也把 96 天全球波浪后报与 SEASAT 高度计的波高数据和 SAR 的谱数据以及常规波浪浮标观测数据的更为详细的比较推迟到随后发表的文章中去进行。我们在这里仅给出全球波浪后报的几个总的特征。它们说明了卫星风资料与通过全球波浪模式建立起来的与波浪资料间相互联系的程度。

图 25a、b 表示模式后报计算的, 同 Mognard 等 (1983) 用卫星高度计资料计算的 1978 年 8 月 1 日至 28 日期间南半球有效波高的比较。8 月份, 对应于南半球的隆冬, 所产生的平均有效波高为三个长度均近似为一个月期间中最高的月份, 是 Mognard 等将整个 7 月 7 日至 10 月 10 日期间分为三个期间的。

在低纬度区域, 计算与观测的波高的整体符合程度是令人满意的。但是, 模式对处在“南纬 50 度附近的狂暴风带”的高波能区, 显然是低估了。在 9 月份两周时间, 上述的三个表面风场和表面应力场相互比较表明, 问题出自同化的 GLA 应力场。将 GLA 摩擦速度同近地表速度场(来自 GLA 本身的分析, 和来自 Anderson 等 (ECMWF) 或 Woiceshyn 等 (JPL) 的分析) 取相关, 可以导出: 南大洋高纬地区的平均阻力系数普遍低于北半球或热带地区。由于充分成长风浪的波高与阻力系数成比例, 上述阻力系数的一致, 足以解释南半球高纬地区的后报波高场的估值为何以量级为 2 的因子偏低。

另外, GLA 风场 (在 1000hPa) 与 ECMWF 和 JPL 风场间的交叉相关分析表明, 在三个风场分析中没有系统偏差 (小于 10%) (虽然在个例分析中的差别有时相当大, 尤其是在南半球)。

因此, 输入 GLA 风场而不是 GLA 应力场, 重做 8 月份的后报。应用海浪模式阻力系数表达式将风场转换成应力场。这同观测结

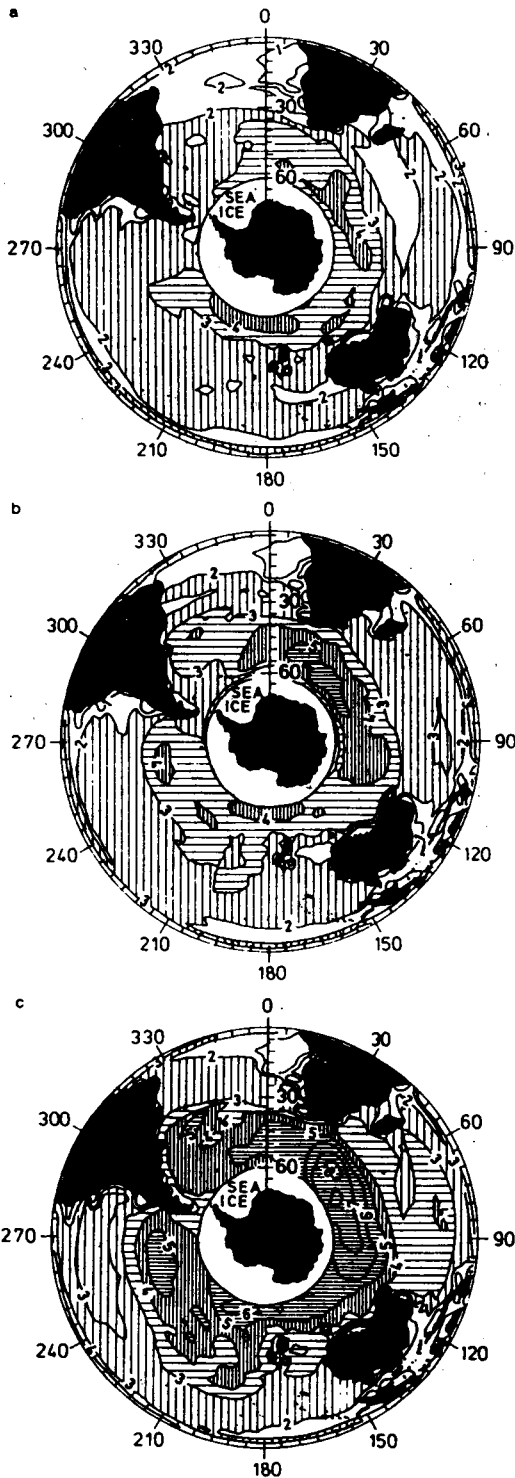


图 26 模式后报的南半球 9 月 9 日至 17 日期间平均有效波高等值线。a) 用 GLA 的海面风应力场, b) 用 Woiceshyn (1986) 的海面风场, c) 用 Anderson 等的海面风场

果有相当好的一致性(图 25c, 略)。

用 9 月份的 GLA 表面应力场和 JPL 及 ECMWF 风场进行的三个海浪后报的比较中可以看到: 问题在于 GLA 应力场, 而不在于风场分析。图 26a、b、c 表示这三个后报的有效波高场, 它们从 9 月 9 日至 17 日这九天的平均场(其中前三天为模式计算的启动期, 因而被弃掉了)。可以看出用 GAL 表面应力场进行后报得到的南半球的波高明显低于其它两个后报的结果。GLA 后报波高和 Anderson 等后报波高的比率(图 26a、c)与图 25 中 a、b 中 GLA 后报波高和高度计波高的比率具有相同量级。

在这里, 我们推测造成这些差异的原因。用一个分辨率相对粗的模式要正确地捕捉强烈的南大洋风暴, 加上南大洋高纬度地区几乎没有常规资料, 存在一些显而易见的困难。但是也有一些迹象表明, SASS 散射计所用算法低估了高风速值(见 Anderson 等, 1987)。鉴于在上面提到的后报研究中 WAM 模式表现不错, 看来错误不像出在波浪模式。

无论怎样, 最可能的解释是这种错误是由于为导出表面风应力场而进行的时间平均引起的(Atlas 等, 私人通信)。风场是一种某一时刻的瞬时产品, 与风场相反, 风应力场是在大气模式积分过程中, 从一个时间到另一个时间进行 6 小时平均来计算的。时间平均减少了风应力场均方变化。由于海浪场与风应力场成非线性关系(波能近似地同风应力平方成比例), 所以平均波能同样也减少了。同样的非线性说明了为什么低估从瞬时风场和应力场导出的拖曳系数。

以上的比较主要要说明: 海浪模式给检验从不同卫星传感器得到的不同的场的内部一致性提供了有用的工具。对 9 月份期间风场和海浪场的比较表明, 由于北半球比南半球有更多的可使用的传统资料, 数据的一致性在北半球要比在南半球好得多, 这里我们强调说明可以通过海浪模式的应用来揭示错误的类型。

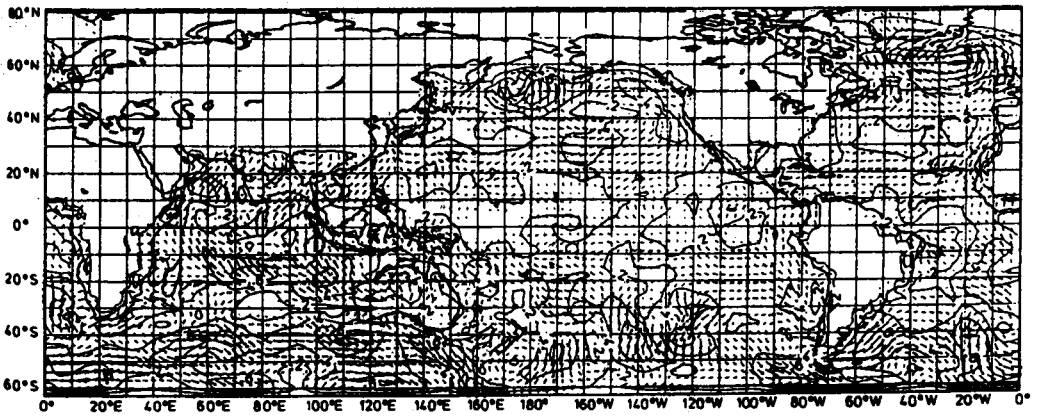


图 27 Atlas 等(1987)提供的 1987 年 8 月 19 日 00 时(世界时)的全球海面应力场

通过 SEASAT 高度计波高与高度计风速的比较, Mognard 等得出结论: 在南大洋的冬季, 大部分波能属于涌浪, 而不属于局地风浪。这一发现得到了海浪模式后报的支持(包括南大洋本身主要涌浪源区)。

风浪和涌浪的分离以及涌浪占优势的原因, 可以从某一特定的瞬间波浪场“快照”中清楚地看到。图 27—30 分别表示 1978 年 8 月 19 日 00 时(世界时)全球表面应力场, 以及整体波浪场、风浪和涌浪场的有效波高和平均波浪传播方向。可以看出风浪能量限制在不大的强风区内, 而局地源产生的涌浪能连续不断地辐射到整个大洋。涌浪的传播方向随着离风暴中心距离而变化, 它反映了风暴的运动情况, 通常风暴是从东往西走。在图 29 中, 我们将波谱中摩擦速度沿波传播方向的分量大于 $(0.05) \times$ 波的相速度(近似对应于 $u_* > 1.2c$) 的波分量定义为风浪。谱的其它部分定义为涌浪(图 30)。

显然, 在二维波谱的演化过程中, 包含着更多关于波浪场结构的信息(正如在 WHIST 中的讨论以及上面的 6.7 部分中飓风个例中所解释的)。完整的波谱信息不仅对验证预报、观测和分析的海面风场以及相关的波浪场的相互协调性有价值, 而且对波浪预报的波浪场的初始化也很有价值。最终, 卫星的风和波浪数据同化系统的目的在于将气象场和

海况场进行联合初始化, 以用于预报和分析。对于一个完善的同化系统, 高分辨率二维波谱测量数据是必不可少的。过去, 由于缺实验技术来获得这种常规的观测资料, 从而在波浪研究中造成了严重的缺陷。然而, SEASAT 星载 SAR(合成孔径雷达)能生成大范围海上波浪的高分辨率的二维成像, 计划在像 ERS-1 和 RADARSAT 卫星上配置星载合成孔径雷达, 将对海浪模式中应用这些数据起到新的推动作用。

然而, 利用表面波谱对 SAR 成像谱的解释并非是直观的。在成像机理中有各种机理在相互作用(水动力学的和摆动的调制、速度集扰、速度展宽以及加速模糊)(参见 Alpers 和 Rufenach, 1979; Swift 和 Wilson, 1979; Valenzuela, 1980; Alpers 等, 1981; Raney, 1981; Hasselmann 等, 1985)。对于陡的波长较短的风浪, 成像过程会变成强非线性的, 并导致 SAR 成像谱中的波浪场变得一片模糊(参见 Brüening 等 1988 的计算)。然而, 在大多数涌浪覆盖海区, SAR 成像可以看作是线性过程(即便带有一个未完全搞清的传递函数)。

下列个例说明了 SAR 波浪数据的一些前途和问题。在 Lehner(1984)和 Lehner 夫妇(1988)的文章中, 对北大西洋的 SAR 成像谱进行了广泛的分析, 这些例子也是从中得来

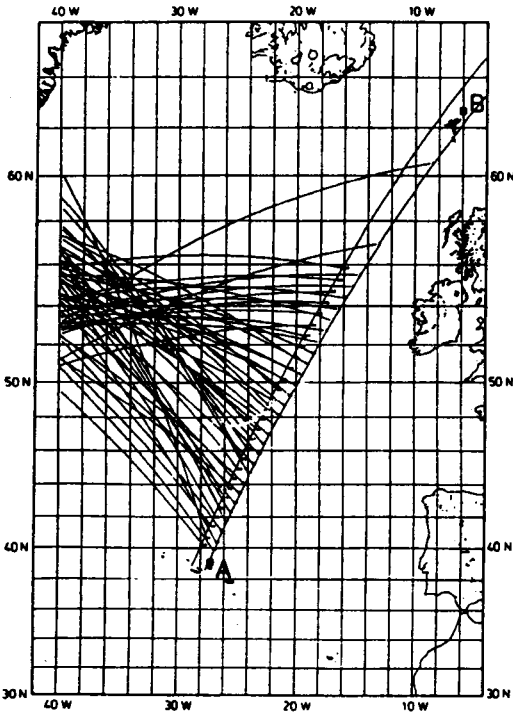


图 31 与 SAR 成象谱的谱峰波数相对应的波浪传播射线束,它们是用 8 月 18 日 22 时 40 分(世界时)的 757 号轨道上近迹和远迹位置处,一系列 10×10 公里的子成象计算的(自 Lehner, 1984)。计算图 34、35 所示谱的位置分别用 A 和 B 标出

的。我们正在准备将 SEASAT 的 SAR 谱与目前波浪后报进行详细的分析比较。

图 31 表示 Lehner (1984) 利用 SEASAT 757 轨道的一系列 SAR 成象谱建立起来的一组涌浪轨迹(亦参见 Lehner 夫妇 1988 和 Beal 等的类似分析,1986)。该卫星于 8 月 18 日大约在 22 时 40 分(世界时)跨越北大西洋。涌向和波长由 SAR 谱峰的波数来确定,此处的 SAR 谱一般确定得相当准确。典型的涌浪波长为 250 米量级,对应于约为 36 小时的平均传播时间,可推测参考源在 55°N 、 38°W 附近。

8 月 17 日 12 时(世界时),对应于估计的涌浪生成的时间,和 8 月 19 日 00 时(世界时)近似为卫星通过的时间,表面风应力场如

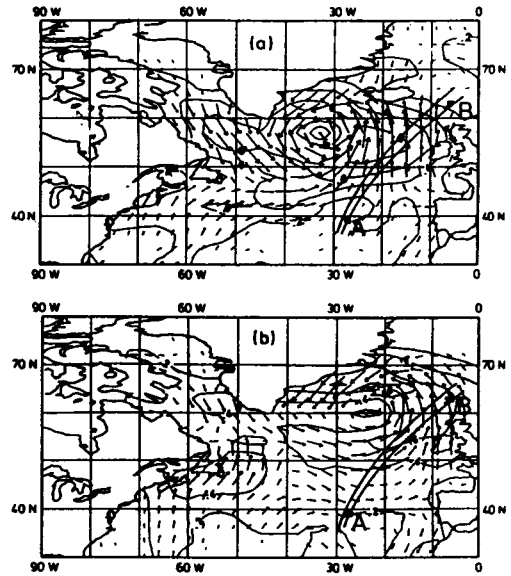


图 32 a)Atlass 等(1987)提供的 1978 年 8 月 17 日 12 时(世界时)的海面应力场,该时刻对应于估算的图 31 所示的组成波的时间;b)1987 年 8 月 19 日 18 时(世界时)的海面应力场,该时刻近似为 SEASAT 通过轨道 757 的时间

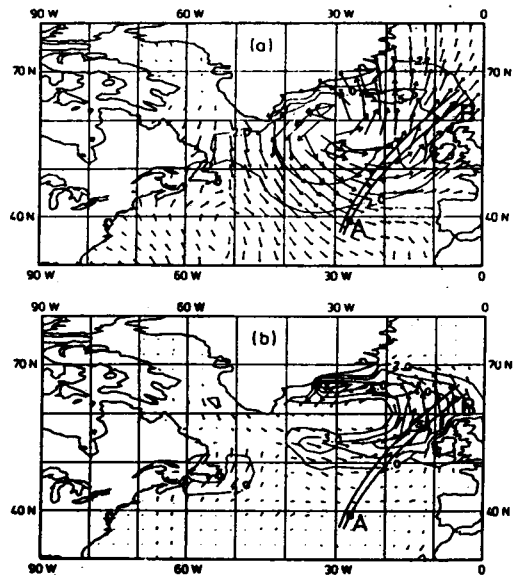


图 33 1978 年 8 月 19 日 18 时(世界时)后报波浪场,该时刻近似为 SEASAT 通过的时间。a)涌高和传播方向,b)风浪高和传播方向

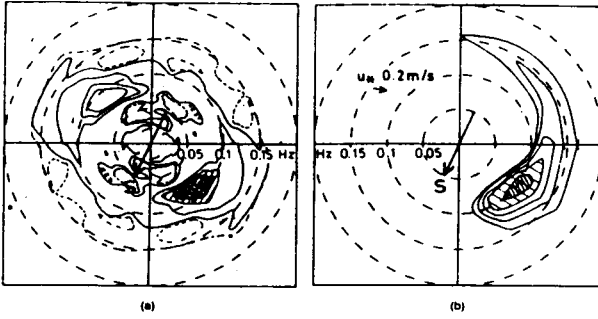


图 34 a)沿着 SAR 轨迹在测站 A 上的 SAR 成象谱(Lehner 提供,1984),b)后报模式谱(解释参见图 31-33),根据方程(8.1),把 SAR 波数谱换算成等价的频率、方向谱。SAR 的飞行方向用 S 表示,谱中仅包含一个涌浪峰

图 32 所示。8 月 19 日 00 时(世界时)的涌浪场和风浪场如图 33 所示。8 月 17 日 12 时的表面风应力场(图 32a)应与 8 月 19 日 00 时的涌浪场(图 33a)相对比,而 8 月 19 日 00 时的表面风应力场(图 32b)可与同时间的风浪场(图 33b)联系起来。从 SAR 谱中推断出的一般图象,显然与分析的表面风应力场和波浪后报是一致的。

该卫星经过时的 SAR 成象谱与模式后报的二维波谱的详细比较显示,谱峰位置符合较好,即使有一个以上谱峰存在时。图 34、35 中给出了一些例子。

为了将 SAR 成象谱与波谱联系起来,最初成象波数谱 $F_i(\bar{k})$ 在图 34、35 中转换成一个等价 $f-\theta$ 的极坐标波高谱 $F_i(f, \theta)$,其中应用了表面波弥散关系以及各向同性的传输函数 $\sim k$ (它有时被看作一阶近似)。

$$F_i(f, \theta) \sim F_i(k) \left[\frac{dk_1 dk_2}{df d\theta} \right] \frac{1}{k} \sim F_i(k) f \quad (8.1)$$

SAR 成象谱层次的定量解释,还是一个悬而未决的问题。例如,与图 35b)的波谱相比较,相对于代表朝西北传播风浪的波长较短的峰,图 35a)中的 SAR 谱代表一朝北传播的涌浪列的峰,看来

明显地增高了(参见图 32-33 对峰的解释)。图 35 表明传输参数不像在(8.1)式中假设的那么简单,理论上的确是这样认为的;然而,对于如图 34、35 所示的波陡相对低的波谱,至少可以假定成象机理是线性的,因而可以通过一传输函数加以刻划。

图 36 给出了一个明显已被非线性效应污染的 SAR 成象谱的例子。于 9 月 30 日 01 时 17 分(世界时)从 SEASAT1359 轨道上获得了 SAR 成象,测点位于苏格兰北面,非常靠近于北海上一个正向东南移动的强风暴(参见 Lehner,1984,Lehner 夫妇,1988)。SAR

谱展现了一个显著的方向性的高波数截断。造成了与卫星飞行方向平行传播的短波衰减。SAR 谱与计算波谱没有什么相似之处。虽然,在西北象限内的风浪峰值能在近似正确方向上重现,但是 SAR 波长太长,而且东北象限内沿地平经度传播的涌浪很难察觉。Brüning 等(1988)用非线性成象方法进行的蒙特卡罗模拟中,再现了定性上与之类似的特征。

总之,看来 SAR 成象谱能呈现出较高分辨率细微部分,它们在线性范围内非常接近地与二维模式波谱的结构相对应,但是主要将这些数据用于定量的模式验证或资料同化,需用对与 SAR 成象和海浪谱有关的线性

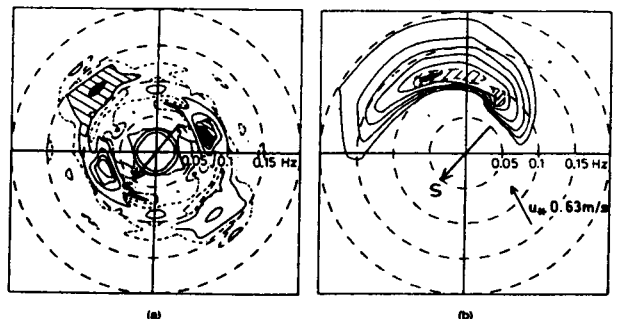


图 35 同图 34 但在 B 站。谱中包含有一个涌浪峰和一个风浪峰(解释见图 32b),W 表示局地风向

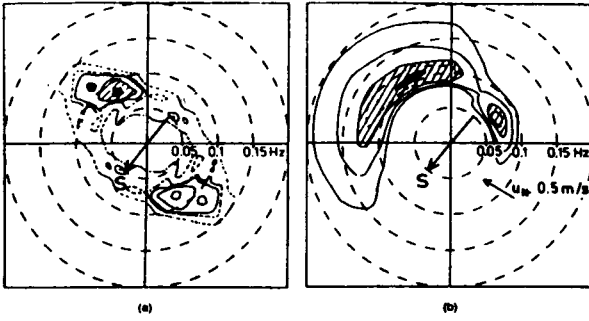


图 36 同图 34,但处于苏格兰北面接近北海中一个向东南移动风暴的某位置。注意沿垂直于扫描方向(即卫星飞行方向)传播,波浪明显地存在方向性波数截止断,以及在 SAR 谱中峰值波数移向低波速

和非线性变换特点作进一步澄清。

9 结论与展望

本文提出的第三代海浪模式不对演变的谱形加任何附加条件,而对基本的波谱传输方程进行积分。仅在无限水深、有限风区成长情况下进行了调整,为的是确定耗散源函数中的两个自由参数。这样,模式对任意风场的响应仅由三个基本源函数 S_{in} 、 S_{w} 、 S_{d} 以及有限水深的底摩擦源函数 S_{b} 的结构来确定。

用 6 个北大西洋—北海风暴和 3 个墨西哥湾飓风对模式进行了验证。总的来说,这些区域性后报结果与观测值符合得不错。我们还把 Atlas 等(1986)建立的表面风应力场作为输入,进行了全球 96 天积分,该应力场是用一模式数据同化方法对 SEASAT 散射计数据和常规气象数据进行处理得到的。全球后报的结果总体上与 Mognard 等(1983)从 SEASAT 高度计资料推算的波高场以及 Lehner(1984)分析的 SEASAT SAR 谱相符合。然而,该模式后报明显低估了大约在 50° S 的强风带的波高(由波高计得到的波高),也许表明该区域内分析的应力场有所不足。

尽管这里给出的后报检验是令人鼓舞的,但还要对输入和耗散源函数作进一步验证,特别是对强风和强浪。另一个值得更仔细验证的过程是风浪生长区域以外的涌浪辐

射,因为这是一个唯有第三代海浪模式在不附加调整条件下能再现的特征。

发展第三代海浪模式的一个主要目的,在于提供一个基于基本物理原理构造正确的全球海浪模式,并做到与 90 年代初发射下一代海洋卫星同步,到那时,我们需用改进的海浪模式来充分利用这些卫星提供的大范围的海面风和波浪数据,用于海浪预报和其它应用。除此以外,海浪模式和大气模式一样,也需用数据同化方案。海洋卫星上的大部分微波传感器的一个重要特征是表面风和海浪信息。为了将这些相互作用纳入改进的

传感器算法,我们需要能对表面风和波浪资料同时进行的数据同化系统。一个联合分析与同化系统不仅在实时预报应用中需要,而且生成连续的、全球的、格点化的数据,在海洋学和气候学研究中也需要。通过业务人员和研究人员的共同努力,这种系统将在业务预报中心得到实施。

波浪数据同化,对于从事海浪模拟的人员来说是一个比较新的问题。海面波浪数据和气象数据的联合同化,对于气象工作者和海浪模拟者来说都是一个新的领域。为了最佳利用未来的海洋卫星资料,需要我们花大力气去建立一套业务运行的、综合的大气和海面波浪数据同化系统。本文工作可看作是这一目标的一个贡献。

附录 A 大圆传播关系式

在球形地球上,波群的大圆路径可以写成如下形式:

$$x = R[e_c \cos \frac{vt}{R} + e_s \sin \frac{vt}{R}] \quad (A.1)$$

其中 R 是地球半径, v 是群速度,

$$e_c = \begin{cases} \cos \varphi_0 \cos \lambda_0 \\ \cos \varphi_0 \sin \lambda_0 \\ \sin \varphi_0 \end{cases} \quad (A.2)$$

和

$$e_s = \begin{cases} -\cos\theta_0 \sin\varphi_0 \cos\lambda_0 + \sin\theta_0 \sin\lambda_0 \\ -\cos\theta_0 \sin\varphi_0 \sin\lambda_0 - \sin\theta_0 \cos\lambda_0 \\ \cos\theta_0 \cos\varphi_0 \end{cases} \quad (\text{A. 3})$$

(A. 2)和(A. 3)式分别为 $t=0$ 时刻波群位置和速度方向上的正交单位向量; $\varphi_0, \lambda_0, \theta_0$ 表示初始球坐标值和 $t_0=0$ 时刻波群的传播方向。首先,考虑 $\theta_0=0, \lambda_0=0$ 的特殊情形,其次绕 Y 轴旋转($\theta_0=0$),最后围绕 Z 轴旋转就回到了一般情形,通过这种方法,我们就很容易地将向量 e_s 视为波群的传播方向。

(A. 1)式对 t 取微分,取 $t=0$,就得到传播方程(2. 2)和(2. 3)。

为了推导绕射方程(2. 4),我们注意到

$$\cos\theta = \frac{1}{v} \left(\frac{dx}{dt} \cdot e_n \right) \quad (\text{A. 4})$$

其中

$$e_n = \begin{cases} -\sin\varphi \cos\lambda \\ -\sin\varphi \sin\lambda \\ \cos\varphi \end{cases} \quad (\text{A. 5})$$

是局部的朝北水平单位矢量,微分(A. 4)式我们得到

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} \sin\theta &= \frac{1}{v} \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} \cdot e_n + \frac{dx}{dt} \cdot \frac{de_n}{dt} \right\} \\ &= \frac{1}{v} \frac{dx}{dt} \cdot \frac{de_n}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A. 6})$$

把(A. 1)和(A. 4)式代入(A. 6)式,再将(2. 2)式代入 $\frac{dx}{dt}$ 和 $\frac{de_n}{dt}$ 得到(2. 4)式。Groves 和 Melcer(1961)给出了波浪传播更详细的讨论。

附录 B 二阶传播格式

在蛙跳平流格式(4. 3. 13)中,偶数时间步长 $n, n+2, n+4, \dots$ (n 为偶数)上的偶数格点,是与奇数时间步长 $n+1, n+3, n+5, \dots$ 上的奇数格点耦合的。这种“偶数”时空网格并不与相互交错的“奇数”时空网格相互作用,“奇数”时空网格是由偶数时间步长的奇数空间格点和奇数时间步长的偶数空间格点构成的(在这里,“空间”一词指的是三维空间 φ, λ 和 θ)。在本文模式所用的二阶格式中,

波浪场相应地仅定义在偶数网格上。然而,如果直接用中间差分将出现在(4. 13)式中的扩散算子离散化,就会引入奇数时空网格点。因此,需要某种形式插值将奇数时空网格点表示成偶数网格点。可以使用各种不同的方法。

一种比较简单的能量守恒格式是交替应用于平流和扩散算子。在给定的时间步长上扩散算子起到平滑场的作用(对时间积分来说,可以把它们解释为作用在 $n+1/2, n+3/2, n+5/2, \dots$ 居中的中间时间区间上)。为了基本上保持模式的一阶和二阶版本具有相同的数据结构,就把时间步 n 上的偶数格点场与时间步 $n+1$ 上的奇数格点场结合起来形成指定单一时间步的单一合成场。这样,积分就两步两步地($n+2, n+4$ 等)向前推进。扩散算子可以表示成向前和向后扩散算子 D_A 和 D_V 的叠加,它们可以合并成一个作用于合成场的合成算子 $D_c = D_A$ 和 D_V 。因此,一个双积分步是由包括生成两个中间谱 F', F'' 的四个运算 D_c, A, D_c, A (A =平流)的序列组成。

假设循环计算从给定的谱 F^n 和 F^{n+1} 开始,运算序列可描述为:

$$\begin{aligned} (F^n, \bar{F}^{n+1}) &= D_c(\bar{F}^n + F^{n+1}) \\ &= D_A(\bar{F}^n, F^{n+1}, \bar{F}^n) \\ &\quad + D_V(F^{n+1}, \bar{F}^{n+1}) \end{aligned} \quad (\text{对所有的合成格点}) \quad (\text{B. 1})$$

$$F^{n+2} = A(F^n + \bar{F}^{n+1}) \quad (\text{仅对偶数格点}) \quad (\text{B. 2})$$

$$\begin{aligned} (F^{n+1}, \bar{F}^{n+2}) &= D_c(\bar{F}^{n+1} + F^{n+2}) \\ &= D_A(\bar{F}^{n+1}, F^{n+2}, \bar{F}^{n+1}) \\ &\quad + D_V(F^{n+2}, \bar{F}^{n+1}, F^{n+2}) \end{aligned} \quad (\text{对所有的合成格点}) \quad (\text{B. 3})$$

$$F^{n+3} = A(F^{n+1} + \bar{F}^{n+2}) \quad (\text{仅对奇数格点}) \quad (\text{B. 4})$$

式中各算子定义为(用 4. 2 节的表示法)

$$\begin{aligned} \bar{F}_j^{n+1} &= D_A(\bar{F}^n, F^{n+1}, \bar{F}^n) \\ &= F_j^{n+1} + \sum_k \frac{\Delta t D_k}{2(\Delta x_k)^2 \cos\varphi_j} \end{aligned}$$

$$[(\bar{F}^n \cos \varphi)_{k+} + (\bar{F}^n \cos \varphi)_{k-} - 2(F_j^{n+1} \cos \varphi_j)] \quad (B.5)$$

$$\bar{F}_j^n = D_V(F^{n+1}, \bar{F}^n, F^{n+1})$$

$$\equiv \bar{F}_j^n + \sum_k \frac{\Delta t D_k}{2(\Delta x_k)^2 \cos \varphi_j}$$

$$[(F^{n+1} \cos \varphi)_{k+} + (F^{n+1} \cos \varphi)_{k-} - 2(\bar{F}_j^n \cos \varphi_j)] \quad (B.6)$$

$$F_j^{n+2} = A(\bar{F}^n, \bar{F}^{n+1})$$

$$= \bar{F}_j^n - \sum_k \frac{\Delta t}{2\Delta x_k \cos \varphi_j}$$

$$[(v \cos \varphi \bar{F}^n)_{k+} - (v \cos \varphi \bar{F}^n)_{k-}] \quad (B.7)$$

在图 2 中所示的二阶传播例子中, 设角扩散系数 $D_k(\theta) = 0$, 而经、纬扩散系数分别选择成:

$$\{D_k^x, D_k^y\} = 2.6 \times 10^{-7} \cdot \Delta t f^{-1} g \{\Delta \varphi, \Delta \lambda\} \text{ 秒}^{-1} \quad (B.8)$$

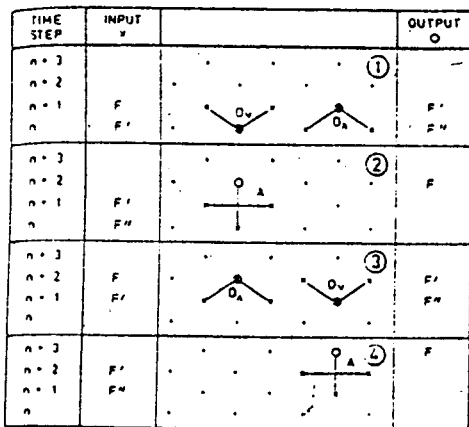


图 B1 二阶蛙跳平滑和扩散格式。将扩散与对流步之间交替用向前和向后算子 D_A 和 D_V 的方式应用于所有格点, 而平滑步是交替地用在偶数和奇数格点上。从形式上看, 扩散平滑是在固定时间步长上进行的。所示 4 步序列把计算场从时间步 $n, n+1$ 推进到 $n+2, n+3$ 时间步。输入格点为 x , 输出格点为 o 。

附录 C 在重力波谱中的非线性能量传输项的计算和参数化第 I 部分: 非线性能量传输参数化在波浪模式中的应用

在附录 C 中, 调查了在海面波浪谱中的非线性能量传输项 S_m 的四种不同参数化形式。其中两种形式的参数较少, 主要适用于参数化近似或混合型海浪模式。在第一种参数化形式中, 介绍了与不同谱峰增强参数值 γ 的 S_m 分布有关的形式失真参数化; 第二种参数化形式是基于一组 S_m 的一种经验正交函数表达式, 该组 S_m 是用来计算一些不同谱分布的。其余的两种参数化描述了相互作用算子的参数化形式, 这些算子的形式包含的自由参数个数与描述波谱的自由参数个数是相同的。在高分辨率的离散型波谱模式中, 为了数值计算的稳定, 需要与输入、输出参数的个数相匹配的参数化形式。一个由局地相互作用扩展式导出来的三次、四阶扩散算子表达式, 对于了解 S_m 的特性是有用的, 但是该表达式对于大多数海浪模式的应用在细节上是太不精确了。用离散相互作用算子的参数化的形式可以获得最佳效果, 其中应用了一个单一相互作用图(架), 再加上它的镜像面(代表相互作用的二维连续集, 这些相互作用考虑了不同的参照波数的尺度和方向)用来模拟完整的五维相互作用连续集的净效应。为此, 该 WAM 模式的波一波间非线性相互作用源函数 S_m , 采用了 Hasselmann 等建议的离散相互作用算子的参数化形式。

1 引言

精确描述非线性能量传输源函数 S_m , 一直是困扰海浪数值模式的大难题。因为, 一个业务海浪数值模式要计算精确的源函数 S_m 表达式所需要的机时, 远远地超出由业务化海浪数值模式的实际限度, 因此, 需要作一些参数化处理。

不过, 最近的一次关于对各种海浪数值模式比较的研究(海浪模拟计划—SWAMP; 参见 SWAMP 小组, 1985) 揭示: 现在所有第二代海浪数值模式在对非线性传输的处理上都有根本缺陷。这些缺陷可能由两个原因造成: 其一、第二代海浪数值模式采用的参数化方案中的自由度个数太少, 而不能充分地再

现任意谱形的非线性传输;其二、在大幅度变化的风场中或在风场减弱时风浪转换成涌浪的情况下,通过风浪/涌浪谱的精确计算,并不能简单地测试出非线性传输对谱形的依赖关系。

第一个缺点,不仅是参数化保真度的问题。更严重的是在高分辨率的离散型波谱模式中(参见 SWAMP 小组,1985),它将引起数值计算的不稳定。在实际应用中,用减少有效的自由度个数,以与非线性传输的参数化中的自由度相匹配,来克服这个缺点,然而,这样做的结果却把一个离散型波谱模式降成一个混合型波谱模式。解决这个困难的办法是提出可代替的非线性传输的参数化算子,这样,非线性能量传输源函数所包含的自由度个数与波谱本身的自由度相同。

要克服第二个缺点,需要对各种波谱的精确的非线性传输表达式进行广泛的计算。由于一种更有效的计算技术的问世,使得上述做法现在变为可行,(参见 Hasselmann 夫妇,1985,在重力波谱的非线性能量传输项的计算和参数化第 I 部分。如下简称第 I 部分),这一技术应用了波一波间相互作用的对称性。目前,实现对精确的非线性能量传输的快速计算的能力已有重大进步。人们从实践中发现,只要在一个海浪数值模式中把它们合并起来,就可以对参数化方案作可靠性试验,同时可以检验出在标准试验个例中,用模式模拟的海浪成长与同一模式对非线性传输作精确计算所得到的成长曲线相一致。这样的积分需要使用一种有效的积分技术,反复地进行精确的非线性传输计算。

我们调查了各种可代替的参数化方式。首先,对一个由相对少量的谱形参数描述的波谱作精确的非线性传输计算。在海浪数值模式中,用现成的、已计算过的与给定的波谱非常逼近的适当数量的选定谱类型的严格转换,以代替一个给定波谱的非线性传输。在本附录 C 的第 2、3 节中介绍了这两种参数化形式。这些参数化,对于概括精确的非线性传

输表达式的一般性质很有用,但仅使用了少量的自由度。那些在选定参数的空间范围之外的波谱分布,不能采用上述参数化方案。不过,它们对于那些事先给定谱形的混合型海浪模式是适用的。然而,如果在高分辨率的离散型波谱模式中应用,则它们不仅不能描述波谱的基本适应性,而且会引起前面提到的计算不稳定。

我们相应地考虑另外两种参数化形式,用一般的非线性算子表达式来逼近非线性传输。

在第一种参数化算子中,以一个三次、四阶扩散算子的局地相互作用近似地代表传输积分(见本附录 C 第 4 节)。虽然,这种计算可以给出精确表达式的最基本特征,以助于理解非线性传输在波谱能量平衡中的作用,但是它对大多数海浪数值模式定量计算的精度不够。

本附录 C 第 5 节,介绍了较宽波数相互作用范围的另一种非线性近似运算。这种参数化主要借鉴于精确积分结构,却限制了离散子集的影响。波谱的每一个波数,允许与仅通过少数基本相互作用图(架)的波谱的其它波分量相互作用。在这种方法中,对五维相空间的完整的 Boltzmann 相互作用积分,可以减至为一个参照波数的二维积分,该参照波数规定了四个离散波数相互作用的尺度和方向。这样,对非线性能量传输源函数的计算,就可以保持源函数的原有维数。对一些不同相互作用图(架)的大量试验,最后得到两个镜像四波组,在一个很宽的波谱区域内,它可以产生相对于精确表达式的可接受的近似式,而且能够再现出用精确非线性传输表达式得到有限风区的波谱成长关系和对旋转风的反应。

我们认为,最后一种参数化方案是对离散型海浪模式的最适宜的形式。它可以用包括进其它相互作用图(架)的方式轻易升级。然而,正如本附录 C 第 6 节所概括的,本附录 C 考虑的可选择的参数化形式还有各种

优点:能阐明非线性传输的基本性质,能解释成长风浪谱对驱动源函数的响应,或者在参数化或混合型海浪模式的应用(混合型海浪模式的自由度个数比完全离散型海浪谱模式少)中考虑可选择的参数化形式。

2 谱峰增强参数 γ 的非线性传输参数化

非线性传输对风浪谱形的主要依赖关系,可以用谱峰增强参数 γ 来描述。一个风浪谱被定义为在谱峰频率的一维频率与等效 Pierson-Moskowitz 谱(简称 PM 谱)值的比率, Pierson-Moskowitz 谱被调整为高频的相同水准(与 Phillips 的常数 α 相同的值)。

对 S_m 对 γ 的依赖关系,解释了谱形的自稳定性,在成长阶段峰值移向低频率域,充分成长的 Pierson-Moskowitz 谱的谱正面能量来自于谱峰能量传输(在第 I 部分的第 3 节概括了非线性传输的主要性质;也参见 Hasselmann 夫妇,1981,第 I 部分的图 7—15;传输积分在第 I 部分第 2 节讨论)。

对风浪谱的非线性能量传输函数与标准参照谱的关系为

$$F(f, \varphi) = E(f)S(f, \varphi) \quad (C2.1)$$

由平均 JONSWAP 谱给出一维谱:

$$E(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left\{\frac{5}{4}(f/f_m)^4\right\} \times \exp\left\{\ln \gamma \exp\left[-\frac{(f-f_m)^2}{2\sigma^2 f_m^2}\right]\right\} \quad (C2.2)$$

取

$$\begin{aligned} \gamma &= 3.3 \\ \sigma &= \sigma_a = 0.07 \quad \text{对于 } f < f_m \\ \sigma &= \sigma_b = 0.09 \quad \text{对于 } f > f_m \end{aligned} \quad (C2.3)$$

(参见 Hasselmann 等,1973)并且 Mitsunyasu-Hasselmann 的展开函数形式为

$$S(f, \varphi) = I(\rho) \cos^{2\rho}(\varphi/2) \quad (C2.4)$$

取

$$\begin{aligned} \rho &= 10^{0.99}(f/f_m)^\beta \\ \beta &= \begin{cases} 4.06 & \text{对于 } f < f_m \\ -2.34 & \text{对于 } f \geq f_m \end{cases} \end{aligned} \quad (C2.5)$$

由 $I(\rho) = 2^{(2\rho-1)} \pi^{-1} \Gamma^2(\rho+1) / \Gamma(2\rho+1)$ 给出标准化因子。

若在风浪谱中 $\gamma \neq \gamma_{ref} = 3.3$, 则非线性能量传输源函数 S_m 被参照谱的非线性能量传输所歪曲。通过对频率轴的线性变换,则对一般意义下(C2.2)式的谱的失真可以精确地表示出来

$$(v - v_0) = B(v' - v'_0) \quad (C2.6)$$

而尺度因子 A 有如下关系:

$$S'_m(v', \varphi) = A S_m(v, \varphi) \quad (C2.7)$$

在(C2.7)式中, $S_m(v, \varphi)$ 、 $S'_m(v', \varphi)$ 表示参照 JONSWAP 谱和风浪谱(取 $\gamma \neq 3.3$)的非线性传输, $v = f/f_m$ 是参照 JONSWAP 谱的标准化频率, $v' = f'/f'_m$ 是与风浪谱相应的标准化频率, $v_0 (= 1.01)$ 、 v'_0 分别是参照谱与风浪谱的一维传输函数的低频正域与负域之间跨越零点的转折频率(见图 C1)。(C2.7)式中的角幅是相同的;人们发现即使没有角分布的偏差,对于不同 γ 值的 S_m 的二维分布也可以拟合得很好,只要风浪谱和参照谱具有相同的分布函数。

在图 C2 中,三个自由参数 v'_0 、 A 和 B 是 γ 的函数,是通过精确计算曲线最佳拟合的传输而选取。图 C3 给出 γ 值为 1、2、5 的一维非线性传输的真值与参数化传输间的比较。除了在高频的第二个正域以外,二者的拟合是理想的。在(C2.6)式频率传输式中包括了四次项,可以减少高频部分的差异。这一工作尚未进行,因为在大多数混合型海浪模式中高频部分非线性源函数的精确形式是不切合实际的,然而,这个参数化形式是最有用的。

在图 C2 中, v'_0 、 A 和 B 对 γ 的依赖关系相当简明地概括了谱形对非线性传输的主要作用(参见第 I 部分第 3 节):当 γ 接近充分成长时, γ 取为 1,非线性传输分布转移到高频(增加 v'_0)、波段变得较宽(减少 B)、变得较弱(减少 A)。要注意当 γ 从 7 减少到 1 时,强度尺度因子 A 要减少两个量级。

在单一形状参数 γ 项中的 S_m 的参数化,对模拟一个风浪谱从有限风区传输到正常成长条件下的充分成长过程是很有用的,在后者条件下,谱随时间局地地调整为准平衡形

式,例如对一个混合型海浪模式适宜的条件。然而,这种参数化在没有进一步约束时,不能直接引入到离散型波谱的海浪数值模式中求解,因为大量的谱的自由度(一般达几百个)与非线性传输的单一的自由度参数不匹配,会导致计算的不稳定(参见第4节和 SWAMP 小组,1985)。

对于混合型海浪数值模式的应用,需要把(C2.7)式投影到海浪数值模式的参数空间。Hasselmann 夫妇(1981)给出一个适合于混合型海浪数值模式的形式参数项中 S_m 更普遍的参数化形式。在该方法中,计算的线性能量传输源函数 S_m (对于五个不同值的 JONSWAP 参数 $\alpha, f_m, \gamma, \sigma_a, \sigma_b$) 被投影到 JONSWAP 参数空间,使 JONSWAP 参数的变化率成为参数本身的函数,由于采用线性矩阵变换式,得到的结果是近似的。

3 使用 EOF 表达式的 S_m 参数化

另一种描述精确的非线性传输计算结果的方法,代表了一组在适当选择的有限维函数空间中计算的函数 $S_m(f, \varphi)$ 。为此目的,最有效的函数空间是由计算 S_m 自身集合所确定的经验正交函数(EOFs)组。

我们已把这种方法用于两个形状参数项中的参数化,即谱峰增强因子 γ 和一个方向扩展参数 s , s 为谱宽度角距离的均方根,定义为

$$\begin{aligned} s &= [\overline{\Delta \varphi^2}]^{1/2} \\ &= \left[\iint F(f, \varphi) (\varphi - \bar{\varphi})^2 df d\varphi / \varepsilon \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (C3.1)$$

式中 $\bar{\varphi} = \text{tg}^{-1}(\overline{\sin \varphi} / \overline{\cos \varphi})$, 代表谱平均的平均传播方向。

在 γ 值从1到7和各种扩散函数的情况下,各种 JONSWAP 谱分布类型进行的18次精确计算,推导出 S_m 对 γ 和 s 的函数关系(参见 Hasselmann 夫妇,1981)。

$\alpha = 1, \dots, 18$ 时计算函数 $S_m^*(f, \varphi)$ 集,可以根据第 I 部分关系式(3.3)中的 f_m 和能 E 而进行标准化,于是用平均源函数项展

开:

$$\bar{S}_m = \frac{1}{18} \sum_{\alpha=1}^{18} S_m^*$$

经验正交函数 H_m^β 组描述了相对于平均集合的变化:

$$S_m^* = \bar{S}_m + \sum_{\beta=1}^5 C^{\alpha\beta} H_m^\beta \quad \alpha = 1, \dots, 18 \quad (C3.2)$$

展开系数 $C^{\alpha\beta}$ 的集合,可以用来推导系数与形式参数 γ 和 s 之间的依赖关系,形式参数的取值范围为 $1 \leq \gamma \leq 3.3$ 和 $0.444 \leq s \leq 0.699$ 。

任意谱的源函数可被表示为:

$$\begin{aligned} S_m(v, \varphi) &= \frac{\alpha \varepsilon^3 f_m^3}{g^4} [\bar{S}_m(v, \varphi) \\ &+ \sum_{\beta=1}^5 C^\beta(\gamma, s) H_m^\beta(v, \bar{\varphi})] \end{aligned} \quad (C3.3)$$

在一个业务海浪模式中,五个函数 H_m^β 和五个系数 C^β 被存放在内存内,由方程(C3.3)提供一个简单的,计算迅速的 S_m 估计值。

图 C4 给出 Pierson-Moskowitz 谱($\gamma=1$)和 JONSWAP 谱($\gamma=3.3$)以及不同类型的扩展函数的 $S_m(f, \varphi)$ 参数化近似与 $S_m(f, \varphi)$ 精确计算之间的比较。在图 C4a 中,PM 谱 S_m 估计结果是极好的,正如所期望的,这个例子(JONSWAP 谱具有一个 $\cos^2 \varphi$ 扩展函数)是(C3.3)的18个函数组之一。图 C4b 为比较之二,它表示一个具有(C2.4)式扩展函数的二维谱的试验,但它不用原来的18个函数组。

4 扩散算子(局地相互作用)近似式

前面两节描述了两种参数化技术,它们局限于只能用一个或两个形式参数来表示谱的有限类型。这些方法能明确地扩展为更多参数的情形。然而,它遇到的问题是:这不是一条有利的路线,因为这种方法也存在较基本的缺点,正如在上面指出的,当应用于离散型波谱数值模式时,会引起计算的不稳定,在离散型波谱模式中,要比在非线性能量传输的参数化中包含更多的自由度。这是在建

立输入和耗散源函数不同分布之间的平衡中,由非线性传输所导致的结果。该平衡涉及到一个敏感的谱形调整,以及相当的非线性传输,假如 S_n 参数化的自由度个数太少,而不能形成所需要的谱形的话,则它就不可能成功。这种不可避免的净源函数的不平衡,会导致在不能通过非线性传输参数化而补偿在那些自由度情况下谱的不稳定增长。

在现有的海浪数值模式中,是通过限制不稳定状态下谱的形式来解决这个问题的。为了有效地解决问题,可以把离散型波谱模式转换成混合型模式(参见 SWAMP 小组, 1985)。解决这个问题的更恰当的方法,是设计一种与波谱的表达式中的自由度数目相同的参数化方案。

第 I 部分方程(2.1)的非线性能量传输表达式的 Boltzmann 积分,通常可以用局地相互作用展开式来导出近似的差分算子表达式。在使用给定的外力场散射的海浪场个例中,这就产生一对小角度散射的著名的线性二阶 Fokker—Planck 扩散算子。在现在的同一个海浪场的各波分量之间的三阶相互作用个例中,局地相互作用展开式产生出一个普通表达式的三次、四阶扩散算子(参见 Hasselmann 夫妇, 1985, 第 I 部分):

$$\frac{d}{dt}n = \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} \{ D_{ijmn} [n^2 \frac{\partial^2}{\partial k_m \partial k_n} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_m} \frac{\partial n}{\partial k_n}] \} \quad (C4.1)$$

式中的系数由下式给出

$$D_{ijmn} = 2^{-10} \iint \sigma \cdot \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \times (k'_m k'_n - k''_m k''_n) (k'_i k'_j - k''_i k''_j) dk' dk'' \quad (C4.2)$$

其中

$$k_1 = \frac{k + k'}{2}, k_2 = \frac{k - k'}{2} \\ k_3 = \frac{k + k''}{2}, k_4 = \frac{k - k''}{2} \quad (C4.3)$$

基于守恒性和对称性的考虑,则对深水波,可以简化 $D_{ijmn} \sim g^{3/2} k^{27/2}$ 以及(C4.1)式的一般张量形式,成为只含两个标量系数 C_1, C_2 的

式子:

$$\frac{dn}{dt} = C_1 \cdot (\nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} \frac{k_i k_j}{k^2})(A + D) \\ + C_2 \cdot [(2 \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} \frac{k_i k_j}{k^2})A + \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} B_{ij} \\ + (2\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} \frac{k_i k_j}{k^2})D] \quad (C4.4)$$

式中

$$A = g^{3/2} k^{27/2} (n^2 \frac{\partial^2 n}{\partial k_m \partial k_n} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_m} \cdot \frac{\partial n}{\partial k_n}) \\ B_{ij} = g^{3/2} k^{27/2} (n^2 \frac{\partial^2 n}{\partial k_i \partial k_j} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_i} \frac{\partial n}{\partial k_j}) \\ D = g^{3/2} k^{27/2} \{ \frac{k_m k_n}{k^2} (n^2 \frac{\partial^2 n}{\partial k_m \partial k_n} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_m} \cdot \frac{\partial n}{\partial k_n}) \}$$

详细说明见 Hasselmann 夫妇(1981)。

假如主要的相互作用发生在中央相互作用点 $k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = \bar{k}$ 的附近,则局地相互作用近似是适用的,在中央相互作用点上,相互作用的四波组的所有波数是相同的。人们发现,在这一点上散射系数 σ 确实具有最大值。在 $\delta \sim$ 函数的讨论中,认为在相互作用相空间区域内具有很强的权重。在精确的非线性传输计算中也提出了这些近似,它体现一个局地扩散算子表达式的各种典型的短期特征。一种特定形式的最佳拟合扩散算子表达式为

$$(\frac{dn}{dt})_{nl} = 0.019 \cdot g^{3/2} \{ [(\frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} + \frac{\partial^2}{\partial k_i \partial k_j} \frac{k_i k_j}{k^2}) k^{27/2} \\ \times [n \frac{\partial^2 n}{\partial k_m \partial k_n} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_m} \frac{\partial n}{\partial k_n} + \frac{k_m k_n}{k^2}] \\ \times (n^2 \frac{\partial^2 n}{\partial k_m \partial k_n} - 2n \frac{\partial n}{\partial k_m} \frac{\partial n}{\partial k_n}) \} \quad (C4.5)$$

图 C5a)、b) 给出该表达式(C4.5)的曲线与精确计算曲线间的比较。虽然扩散算子很好地反映出精确表达式的定性特征,但是要定量地调整(C4.4)式使之与再现风浪成长和充分成长时的源函数 S_n 相一致是不可能的。特别是 Pierson—Moskowitz 谱向 JONSWAP 谱的传输率太低。对于不同区间相互作用的相空间的精确传输积分的贡献的调整表明:扩散算子没有给中间的相互作用点附近提供好的近似,但是不能忽略它对相互作用的相

空间的较远区间的贡献,尤其对不太尖的 Pierson-Moskowitz 谱。事实上,对非线性传输的主要贡献来自中间的四波数,它们的分离可能不太大而不能用局地相互作用展式来表示。

人们也用各种更简单的、二阶三次扩散算子,与四阶表达式类似的结果作试验,其结果也显示出同样的局限性。

“狭窄谱峰”近似也考虑到只在中央相互作用点附近的相互作用。“狭窄谱峰”和“局地相互作用”近似都不过是以不同的假设为基础的,在扩散算子近似中,假定谱是平滑的,散射系数有明显的峰值,这些需要对“狭窄谱峰”近似作互换。这两种近似,用同样的共振 δ -函数展式,它是通过在平稳中心点的奇异值赋给中央相互作用域的权重。对于任意谱,更普遍地应用局地相互作用近似,规定它们不能是极端的峰值,这一点适用于所有的谱区间,包括远离峰值的区间。

非线性扩散算子近似,尽管在大多数数值模式中使用还不够精确,但对于了解非线性能量传输的产生和抑制谱形的机制是有用的。直观来说,人们希望非线性的能量再分配对谱形进行平滑,而不形成一个陡峭的谱峰。这对线性扩散算子是真实的。但是,扩散算子的非线性,加上强的波数依赖性,产生很强的扩散能量通量的不均匀分布,从而引起在波数空间锋面型构造的产生。这些通量在高能量和高波数区域是高的,在低能量和低波数区域是低的。于是,在谱峰区与低波数的很低能量区之间的过渡区域内,产生了很强的能量通量辐合。辐合造成谱正面的波阵面变陡,能量不断地从高能量、高波数区流进波阵面时,通量向低波数面流动。当它运行到超过接收风能谱的波数区间时,给该波阵面的能量供应被切断,则该波阵面最终消失。

5 离散相互作用近似

相邻波数之间的相互作用已经再现了主要的非线性能量传输特征,作为有效地考察可选择的参数化形式,它似乎与局地相互作用

用参数化有些类似,但是,它能克服这种方法的缺点。我们考虑了一种非线性相互作用算子,它是由邻近的和有限距离相互作用组合的少数分离相互作用图(架)的叠加所构成。经过一些试验后发现,实际上,精确的非线性能量传输可以用一对中等范围的相互作用图(架)的镜像很好地模拟出来。

在每一个相互作用图(架)中,两个波数相等, $k_1 = k_2 = k$, 根据共振条件;波数 k_3 和 k_4 的量级不同,且与 k 波数之间有一个夹角。第二个相互作用图(架)通过波数 k_3 和 k_4 在 k 轴上的反射(镜面反射)而得到(见图 C6)。参照波数 k 的尺度和方向可以在波数平面上连续改变。

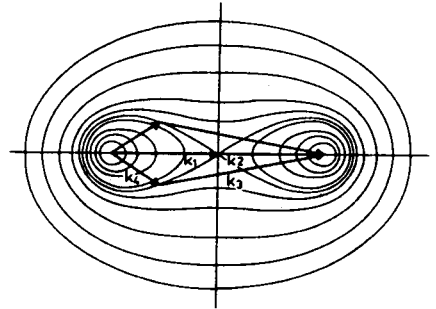


图 C6 应用于离散相互作用近似式中的两个相互作用图(架),廓线表示在整个相互作用空间内,对于任何相互作用四波组的矢量 k_1 和 k_2 可能终点(镜面反射)

简化非线性算子的计算是通过采用同样对称的相互作用的相空间积分方法来实现,与精确的非线性能量传输积分方法相同(参见第 I 部分)。假定在离散化的 k 平面上相互作用波数来说,每一个相互作用(“碰撞”)的变化,都被储存在二维源函数组 $S_m(f, \theta)$ 的恰当的“波段”内。这种计算与精确的 Boltzmann 积分是等效的,当然,不包括那种二维连续集和两个分离的相互作用相空间的积分。在正常情况下,这种相互作用具有能量守恒、动量守恒和作用力守恒的性质。

由以下相互作用图(架)给出的结果,与精确的计算结果非常一致:

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad (C5.1)$$

$$\omega_3 = \omega(1 + \lambda) = \omega_+ \quad (C5.2)$$

$$\omega_4 = \omega(1 - \lambda) = \omega_- \quad (C5.3)$$

取 $\lambda=0.25$ 。根据共振条件,波数 $k_3(k_+)$ 和 $k_4(k_-)$ 相对于 k 之间的交角是 $\theta_3=11.5^\circ, \theta_4=-33.6^\circ$ 。

恰当的非线性相互作用与精确的对称相互作用表达式(方程(C2.1)–(C2.6))相似,由下式给出

$$\begin{Bmatrix} \delta n \\ \delta n_+ \\ \delta n_- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -2 \\ 1 \\ 1 \end{Bmatrix} C' g^{-8} f^{19} \times [n^2(n_+ + n_-) - 2n_+ n_-] \Delta k \Delta t \quad (C5.4)$$

式中 $\delta n, \delta n_+, \delta n_-$ 代表每个波分量在无穷小的相互作用相空间元素 Δk 和 Δt 在时刻内,由于离散相互作用(“质点碰撞”),在相互作用的波数 k, k_+, k_- 处发生的作用量(“质点”)的增量, C' 相互作用强度的一个数值常数。

实际上,方程式(C5.4)通常需要转为能量谱密度 F 随频率 f 和传播方向 φ 的变化,就相互作用的相空间变量而论,用 f 和 φ 比用 k 更方便。这些变量项中,人们可以得到三个相互作用波数的源函数 $S_{nl}(f, \varphi)$ 的增量:

$$\begin{Bmatrix} \delta S_{nl} \\ \delta S_{nl}^+ \\ \delta S_{nl}^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -2 \frac{\Delta f \Delta \varphi}{\Delta f \Delta \varphi} \\ (1 + \lambda) \frac{\Delta f \Delta \varphi}{\Delta f^+ \Delta \varphi} \\ (1 - \lambda) \frac{\Delta f \Delta \varphi}{\Delta f^- \Delta \varphi} \end{Bmatrix} \times C g^{-4} f^{11} \times \left\{ F^2 \left[\frac{F_+}{(1 + \lambda)^4} + \frac{F_-}{(1 - \lambda)^4} \right] - 2 \frac{FF_+ F_-}{(1 - \lambda^2)^4} \right\} \quad (C5.5)$$

式中 C 是一个与 C' 成比例的数值常数, $\Delta f, \Delta f^+, \Delta f^-$ 分别代表在频率 f, f^+, f^- 处的谱和源函数的分辨率。分子上的增量 $\Delta f \Delta \varphi$ 为离散相互作用相空间元素,而分母上的差分则与“频段”的大小有关,在那里,通过被储存的“碰撞”导致谱增量的改变。为了化简,我们取两个角增量 $\Delta \varphi$ 相等,虽然在 $\Delta f^+ \neq \Delta f^- \neq \Delta f$ 情况下,我们还考虑把 Δf 作为

一种近似频率。

将方程(C5.5)对所有频率、方向和相互作用图(架)求和,就产生净源函数 S_{nl} 。

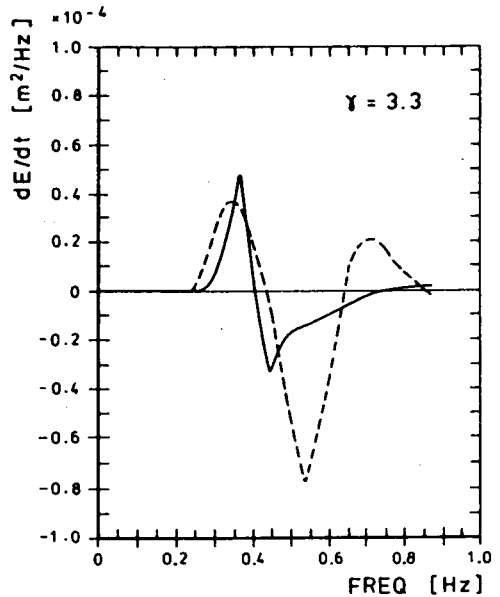


图 C7 对 JONSWAP 谱的精确一维分布 S_{nl} 与离散相互作用近似的比较,图中——精确计算,-----离散相互作用近似

图 C7 表示 JONSWAP 谱的非线性能量传输源函数的近似值与精确值的比较。方程(C5.5)的系数 C 选为 3×10^7 。两个函数曲线比较一致,只是离散相互作用近似曲线的较强的负值段。但是,这点不足与正值段恰当的模拟相比就显得不那么重要了,因为对波的成长模拟是令人满意的,它控制着谱峰朝低频方向移动。

图 C8 给出:用精确的非线性表达式或离散相互作用参数化近似式,在一个海浪数值模式中计算一些特征谱参数的有限风区成长曲线的比较。图 C9 给出相应的一维谱。离散相互作用参数化在强的负值曲线段的作用很明显, α 值小 10—15%。图 C8 的参数化个例中 γ 值较小,这在图 C9 也很明显。不过,更重要的尺度参数、能量 E^* 以及峰值频率 f_m^* 的拟合都极好(*表示已通过 g 和 u 摩擦速度无维处理)。

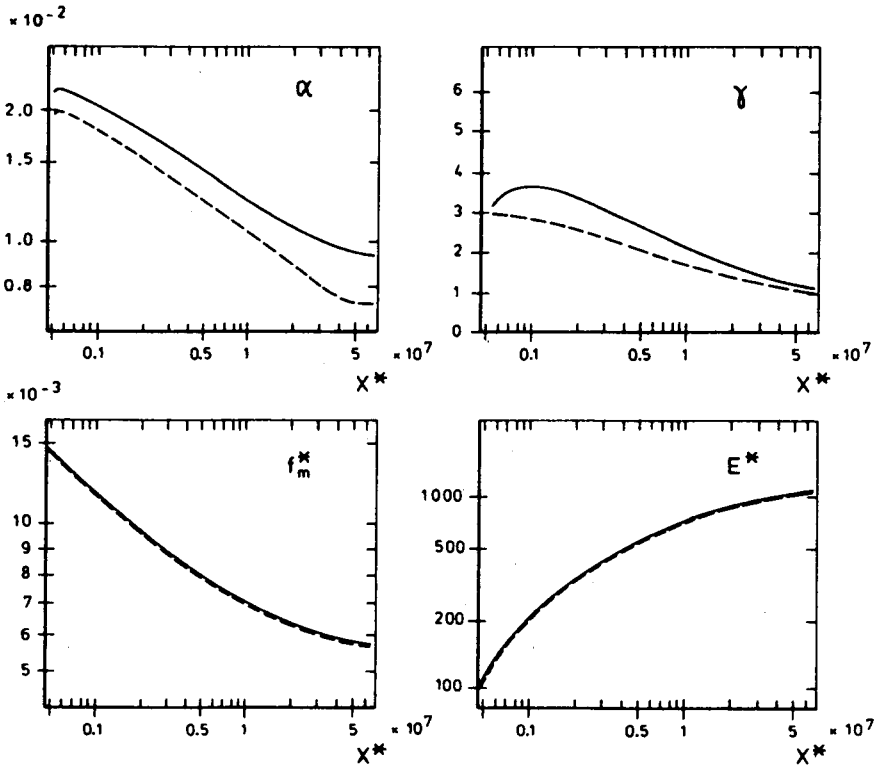


图 C8 用精确形式与 S_w 离散相互作用近似的谱参量的风区成长曲线的比较。所有变量均被 u_* 和 g 无量纲处理, 图中——为精确计算, ---为离散相互作用近似

模式积分中的其余源函数, 取自 Komen 等(1984)关于成长的和充分发展的风场研究报告。

能量输入源函数由 Snyder 等(1981)给出:

$$S_w(f, \theta) = \max[0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{28u_* \cos\theta}{C} - 1 \right) \cdot \omega \cdot F(f, \theta)]$$

其中用摩擦速度 $u_* = u_s/28$ 代替了原来的风速 u_s 。

能量消衰源函数由 Hasselmann (1974) 给出对于小尺度白浪破碎过程的能量消衰一般表达式:

$$S_d(f, \theta) = -1.6 \bar{\omega} (\omega/\bar{\omega})^2 \bar{\alpha}^2 \cdot F(f, \theta)$$

取

$$\bar{\alpha} = \epsilon \bar{\omega}^4 / g^2$$

$$\bar{\omega} = \epsilon^{-1} \iint F(f, \theta) \omega df d\theta$$

总而言之, S_w 参数化最重要的试验是它正确再现海浪成长能力, 而不是对个别谱的传输函数计算的表面视觉的一致。这一点已被在小风区(图 C10)和准充分成长(图 C11)的能量平衡的精确计算和离散相互作用参数化计算之间的比较所证实。波谱和能量平衡的一致性在图 C7 中得到证实。对它的解释是: 即使把谱形稍微调整为稍有错误的非线性传输形式, 假若可以实现调谐, 则成长曲线对被调整后的波谱还是近似正确, 结果能量平衡也被模拟得相当精确。

在 S_w 参数化的过程中, 保持精确的 Boltzmann 积分的一般运算特征, 就能表达对任意波谱分布的非线性传输, 以发展第三代海浪数值模式, 主要以能量平衡方程为基础, 不再加上谱形的任何限制。因此要注意图 C8 和图 C9 中对观测的海浪成长模拟, 包括

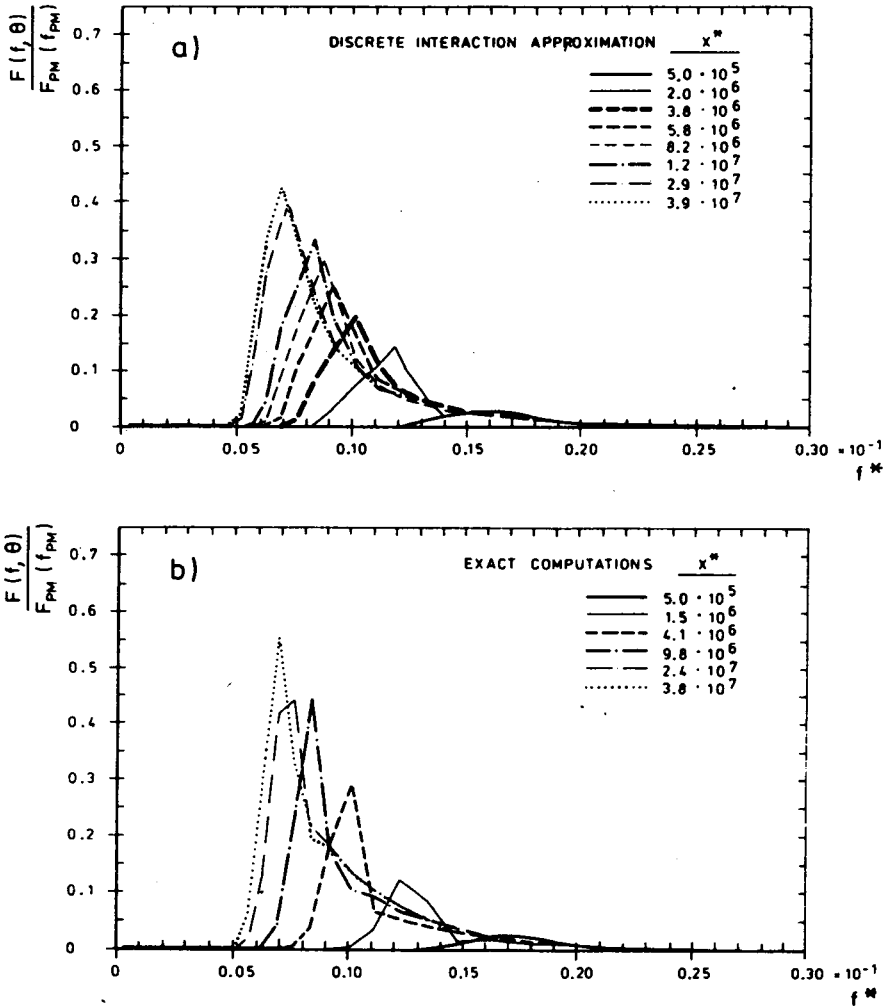


图 C9 a)使用离散相互作用近似,与 b) S_w 的精确计算,有限风区成长的一维谱的比较

一个从有限风区到充分成长的风浪谱的连续变化,都未对谱形做任何附加特别的假设。

一个风浪谱对风向突然转向90度的响应提供了对离散相互作用近似的普遍适用的独立实验(SWAMP 试验7, SWAMP 小组, 1985)。离散相互作用近似可以把精确的积分的主要特征再现得相当好(图 C12)。

由 Young 等(1985)实施了一组风向转变后风浪谱的响应实验。这些实验个例表明,精确的计算与离散相互作用近似计算结果相当一致。

在 Hamburg 与波浪模拟(WAM)组的合作研究中,他们把离散相互作用参数化形式

加进到第三代全球离散谱海浪数值模式中。如果进一步加进离散相互作用图(架),还能使该方法得到迅速的改进和提高。如果把与深度相关的方程(C5.5)中的系数 C 和波分量 k_3, k_4 相互作用角引进到该模式,则它还可以应用于有限深度水域的海浪计算。

6 结论

发展一个新的对 S_w 参数化形式的主要动机,是基于现有的第二代海浪数值模式中参数化的基本缺点:假如求解波谱模式没有特定限制条件的话,参数化不能重现成长风浪谱的实测形式。问题在于可调参数较少时的近似表达式,它没有提供在波谱的准平衡

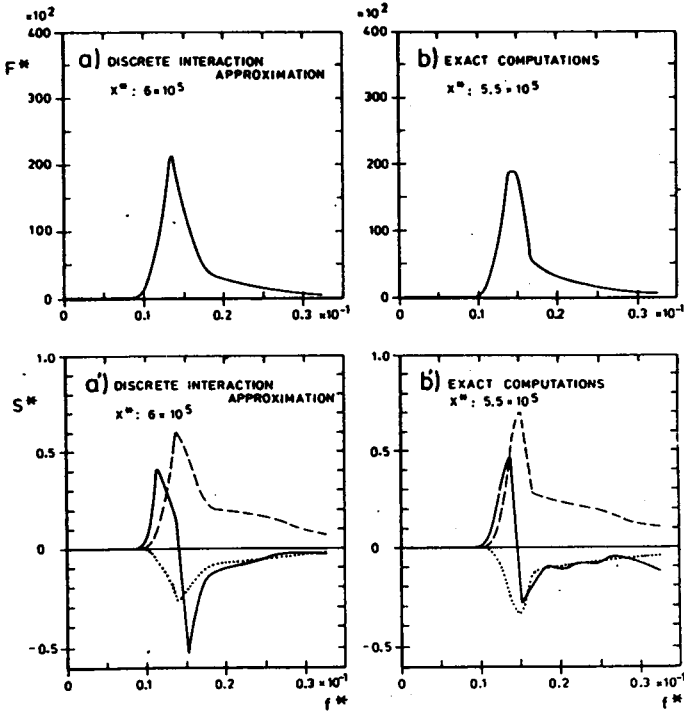


图 C10 使用离散相互作用近似与 S_{di} 的精确计算, 在小风区 ($x^* \approx 6 \times 10^5$) 的谱与有限风区谱的能量平衡, 图中——为 S_{ni}^* 、-----为 S_n^* 、.....为 S_{di}^* 。

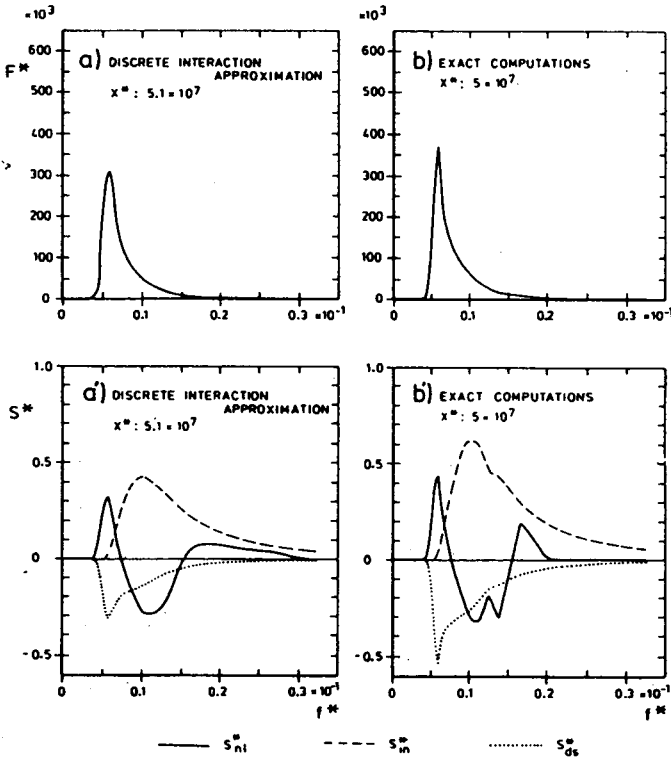


图 C11 类似图 C10 的波谱的准充分成长 ($x^* \approx 5 \times 10^7$)

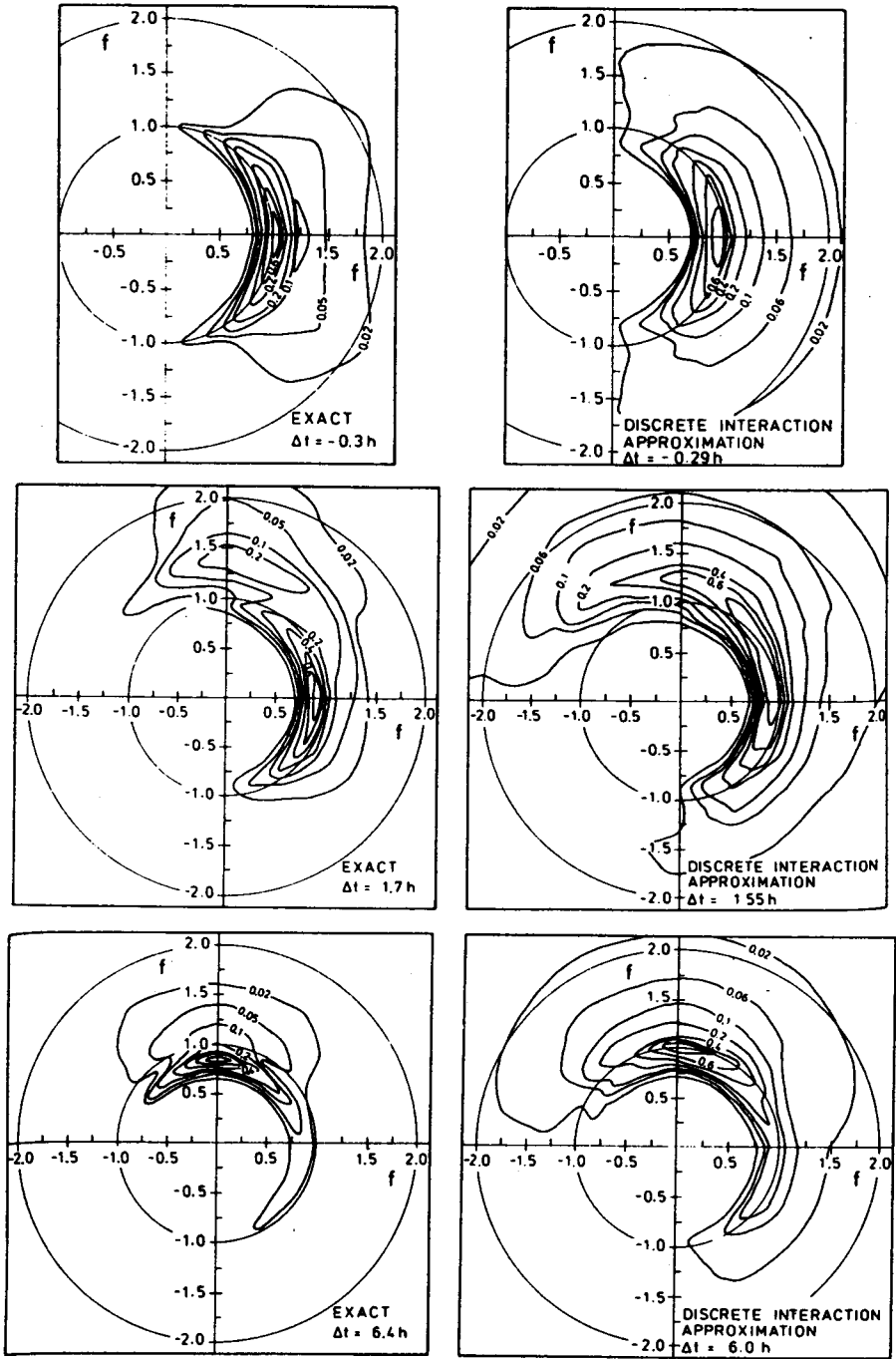


图 C12 在 t_0 时刻,使用精确形式与 S_m 离散相互作用近似式计算得到的一个二维波谱对风向突然转向 90 度时的反应的比较。 $\Delta t = t - t_0$, t_0 恰好是在两个充分成长的峰值频率反应处的时刻

范围内,能把波谱调整为对能量输入和消耗源函数平衡的、 S_m 所需要的形状的非线性传输所需要的适应性。

在现有的离散型海浪数值模式中,通过

对风浪谱的有效限制,使问题得到解决。然而,这就消除了一个离散型海浪数值模式的潜在优点,因为在一个较简单的参数模式基本方程中已经限定谱形。因此,离散的和参数

化的第二代海浪数值模式,在模拟风浪谱时遇到同样的基本困难,即风浪谱不能与标准的 JONSWAP 型准平衡分布取得一致,例如,在突变风场或倾斜风区状态就有这个问题。如果没有特定经验假定,这两类模式同样不能处理风浪与涌浪间的转换,这种转换也是以波谱分布的大范围变化为特征。

要克服这些缺点,就要给与所描述的波谱及任意谱具有相同自由度数目的 S_w 进行参数化计算。在考虑了其它参数化形式之后,我们提出了离散相互作用算子的参数化形式,这种形式在结构上可以等同于精确的 Boltzmann 积分表达式,但是以两个基本的相互作用图(架)为基础。对离散相互作用参数化形式已进行了实验,并对有 S_w 精确形式的一些模式积分进行了调整。如果通过进一步实验发现还有可能的话,则通过增加相互作用图(架),使计算结果容易得到改进。

本文中另外三个参数化方案虽然较少用于第三代离散谱模式,但也揭示了一些有益

的特征。

对于一个标准 JONSWAP 谱的参照源函数 S_w 的应用,简单的畸变转化提供了一个发生在风浪谱成长期的 S_w 的改进。传输系数 γ 的变化曲线简明地概括了海浪成长的不同阶段的变化,也可以用来计算源函数 S_w 的量级和形状。

最后,一个三次、四阶扩散算子的参数化计算所具有的优点:若较好地规定小散射角的展式,而保持完整表达式的主要性能,也可以解释非线性传输的一些基本性质,如一个具有“波阵面”结构的正面的自相稳定的峰谱形的生成,要用完整的 Boltzmann 积分或离散相互作用近似形式来推论它是困难的。

杨春成译自 *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY, AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY, Vol. 18, Dec. 1988, 1775—1809* 以及 *Vol. 15, Nov. 1985, 1378—1391*(附录 C)
程展、包澄澜校