

Annales Hydrographiques

6^e Série - Vol. 3

N° 772



Service
Hydrographique
et Océanographique
de la Marine



2004

ANNALES HYDROGRAPHIQUES

TABLE DES MATIÈRES

Pages

Première partie

Biographie de l'IGA Bernard SCHRUMPF (1930 – 2004), par l'IGA Y. DESNOËS.....	1-1
Waves and operational oceanography, by F. ARDHUIN, A.D. JENKINS, D. HAUSER, A. RENIERS and B. CHAPRON.....	2-1
Impact of the sea state on the atmosphere and ocean, by P. A.E.M. JANSSEN, O. SAETRA, C. WETTRE, H. HERSBACH and J. BIDLOT.....	3-1
Lagrangian and surface-following coordinate approaches to wave-induced currents and air-sea momentum flux in the open ocean, by A.D. JENKINS.....	4-1
Towards reliable breaking wave forecasts at sea, by M. BANNER, E. KRIEZI and R. MORISON.....	5-1
Some new observations regarding the attenuation and growth wind-forced waves, by W.L. PEIRSON.....	6-1
The wave-driven ocean circulation: basic formalism and applications to surface drift, by F. ARDHUIN, B. CHAPRON and T. ELFOUHAILY.....	7-1
The influence of Langmuir cells on the velocity structure in the mixed layer, by S. CARNIEL, M. SCLAVO and L. H. KANTHA.....	8-1
Coupling waves and currents in POLCOMS with measurements from the coastal observatory, by J. WOLF.....	9-1
A note on Hasselmann's energy-transfer model, by M. STIASSNIE.....	10-1
Cartographie détaillée par l'emploi d'un sondeur multifaisceau, par H. BISQUAY et P. MICHAUX.....	11-1

Deuxième partie

Mission océanographique de l'Atlantique – (août 1999 – août 2001), par C. LE VISAGE.....	12-1
Mission hydrographique en Terre Adélie – (décembre 1995 – mars 1996 et décembre 1997 – mars 1998), par E. L'ARVOR.....	13-1

PREMIÈRE PARTIE



Biographie de l'ingénieur général Bernard SCHRUMPF (1930 – 2004)

par l'IGA Yves Desnoës

La carrière de Bernard Schrupf, tout entière dédiée au service hydrographique, l'a d'abord conduit des côtes d'Afrique (mission amphibie) à Madagascar (MHOI).

C'est de Diégo Suarez qu'il appareille en 1963 pour se rendre dans le plus grand secret à Mururoa avec le *Lapérouse*, afin d'y effectuer le levé de l'atoll et d'y implanter un réseau géodésique où il donne aux sommets des noms qui entreront dans l'histoire et feront la une des journaux. Il a ensuite dirigé la Mission Océanographique de l'Atlantique Nord, et effectué avec le *Paul Goffeny* en mer de Norvège de nombreux travaux au profit de ce qui allait devenir la FOST. Il a enfin dirigé la MOA et procédé notamment au levé à grande échelle du rift Nord-Atlantique dans le cadre de l'opération Famous, qui a largement contribué à la mise au point de la théorie de la tectonique des plaques (on travaillait à l'époque avec des balises acoustiques ; un levé à 1/10 000^{ème} au milieu de l'océan, avant l'avènement du GPS, était une première). A l'EPSHOM, il a dirigé la section géodésie-géophysique puis le groupe étude et le groupe impression-délivrances avant de regagner Paris et d'être nommé au bureau études générales du SHOM, puis directeur adjoint du service.

Acquis à l'international et à la normalisation simplificatrice, il a joué un rôle important, en relation avec la commission hydrographique de la Mer du Nord et le service hydrographique britannique, dans l'élaboration de la norme hydrographique internationale ; tout cela sans fanfare ni dépenses, par simple échange de correspondance en anglais, rédigée dans un style aussi clair que l'étaient ses pensées et sa calligraphie.



Bernard Schrupf était aussi un savant encyclopédique, absolument pas intéressé par sa carrière personnelle et encore moins par les avantages matériels. Sa compétence lui permettait avec une même autorité d'aborder tous les domaines de l'hydrographie, de la géophysique et des télécommunications et d'entraîner l'adhésion de ses subordonnés par le seul exemple de son calme, de son travail et de sa bonté naturelle

Quelques distinctions de l'ingénieur général de l'armement (hydrographe) (2^{ème} section) Bernard Schrupf :

officier de la légion d'honneur, officier de l'ordre national du mérite, chevalier du mérite maritime.

WAVES AND OPERATIONAL OCEANOGRAPHY

Fabrice Ardhuin, Alastair D. Jenkins, Danièle Hauser, Ad Reniers and Bertrand Chapron

As the forecasting of the ocean mesoscale circulation is entering the “operational” age with the Global Ocean Data Assimilation Experiment, a workshop was held last June in Brest, France, to discuss how to make consistent use of ocean observations, circulation modelling, and wave modelling. This last activity is indeed one of the first-established aspects of operational oceanography. The two-day workshop, organised by the French Navy Hydrographic and Oceanographic Service (SHOM), and supported by Ifremer, was provided the opportunity for a gathering of a number of experts within the fields of ocean surface processes and remote sensing. The meeting was triggered by a recent event that clearly highlighted the need for a coherent description of the upper ocean: the large-scale oil pollution event caused by the wreck of the tanker Prestige off the Spanish coast in November 2002. This event unfortunately demonstrates the importance of applying the currently rapidly evolving ideas on wave-mean flow coupling to better assess the spill trajectory.

The idea of a coupled atmosphere-waves-ocean model was forcefully proposed by Klaus Hasselmann in his visionary LEWEX speech [1], in the context of climate modelling. In Hasselmann’s vision, wave observations and models were indispensable and central tools in the general Earth observation and monitoring system. As waves are the “gearbox” between the atmospheric “engine” and the ocean “wheels”, a detailed understanding of waves can significantly improve the parameterization of air-sea fluxes and surface processes. Besides, observation system rely extensively on satellite remote sensing: radar altimetry, visible and infra-red imagery, scatterometry, passive microwave radiometry, and synthetic aperture radar (SAR). All these techniques are affected by surface waves. In 1991 Hasselmann viewed the future of wave modelling as the development of this central gearbox, providing fluxes between the ocean and atmosphere in a way consistent with remotely-sensed properties of the ocean surface. This prophecy is,

F. Ardhuin is with the Centre Militaire d’Océanographie, Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), Brest, France. E-mail: arduin@shom.fr

A. D. Jenkins is with the Bjerkens Center for Climate Research, Geophysical Institute, University of Bergen, Norway

D. Hauser is with the Centre d’Etude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), Velizy, France

A. Reniers is with the Faculty of Civil Engineering and Geosciences Delft University of Technology, The Netherlands

B. Chapron is with the Laboratoire d’Océanographie Spatiale, Ifremer, Centre de Brest, France

however, materializing rather slowly, and we would like to show here that it is still relevant and should give large benefits, not only in the context of climate change, but also for operational short-term forecasting in the coastal ocean, where air-sea fluxes are often a major contributor to ocean dynamics.

1 . A BRIEF HISTORY AND TODAY’S CHALLENGES

Physical oceanography emerged a few centuries ago from a need to understand the miscellaneous observations collected by mariners and explorers. This knowledge was put to use, thereby becoming “operational” as early as the 18th century when, for example, the Gulf Stream was mapped and mariners learned to take advantage of it.

1.1. Waves: from global to the near-shore

This operational use of oceanography was restricted to the use of climatological data until recently, when the variability of some phenomena could finally be predicted. First among these, wave forecasting, which became a science in the wake of the wartime efforts of Sverdrup and Munk [2], was greatly improved in recent years with the development of accurate global wave models by the WAMDI Group [3], [4], thanks to increased computer power. Many operational centers are thus predicting waves from wind forecasts using a spectral frequency-direction decomposition of the wave field, thus predicting the change of energy for every component of this wave spectrum that varies in space over scales from kilometers to ocean basins. Although the assimilation of wave observations can help, these predictions for deep water are generally very accurate without complementary information.

We are now also able to make reliable predictions of wave breaking on beaches since the work of Battjes and Janssen [5] and induced long-shore currents [6]. There is, however, much work to be done to obtain better spectral shapes and high-resolution forecasts of the transformation of waves in waters of intermediate depth, particularly on continental shelves, where empirical parameters such as bottom roughness are still used for model tuning. Providing good wave fields as forcing or offshore boundary conditions to hydrodynamic models for the surf zone is a crucial requirement for the modelling of sediment transport and near-shore morphodynamics.

Still deficient to this day, the prediction of the frequency and directional sea/swell wave spectrum is important for the prediction of infragravity waves within the nearshore [7]. The latter play an important role in the nearshore surf- and swash-induced dune erosion and related safety during (extreme) storm events.

1.2. The case for a combined ocean circulation-wave forecasting system

The currents, temperature and salinity in the world ocean pose a more complex problem because they are dominated by energetic small-scale (50–100 km) eddies that have internal dynamics, albeit slow. These eddies and the large scale currents are only indirectly forced by surface winds, heating or cooling. Temperature and salinity, beyond their impact on the ocean biology, are all-important for the propagation of sound waves, and this has led to the establishment of operational circulation prediction models, essentially catering for naval needs. These needs are being overtaken by a wider societal agenda, calling for the monitoring of our ecosystems, with a great emphasis on the coastal and littoral ocean, and for the detection and monitoring of climate changes, in which air–sea interactions and fluxes of greenhouse gases are clearly important.

To better describe the distribution of water masses with an ocean model, existing wave models have been invoked to better parameterize surface mixing and air–sea fluxes. On the other hand, knowledge of surface currents and their variations in time can improve wave forecasts, in particular for areas where dangerous waves are created by opposing currents.

It can further be mentioned that, today, global circulation models rely heavily on satellite altimetry data. But needs still exist to correct altimeter range measurements for the sea state bias, a phenomenon mostly related to the sea surface peculiar geometry. Altimeter bias is the largest source of error for the current operational nadir-looking altimeters. It is also expected to affect the wide swath altimetry experiment (WSOA) planned for the future Jason-2 satellite.

Wave effects also impact other remote sensing observations that could be assimilated into ocean circulation models. Indeed, the remote sensing of surface salinity also faces the difficult challenge of removing the order one effect of surface roughness and wave breaking [8], processes which also affect ocean color interpretation [9].

Among other remote sensing techniques, HF radar surface velocity estimates have been experimentally assimilated in circulation models [10]. However these measurements are surface “drift currents”, and include a wave-induced component [11], estimated to be 20–50% of the surface current by Weber [12], [13] and Jenkins. Although this Lagrangian drift velocity is more relevant to some applications such as search and rescue, or forecasting of pollution drift, the wave-induced drift is not accounted for in “circulation-only” models. Further research is therefore needed to understand these measurements but it already ap-

pears that they should be compared or assimilated in coupled wave-circulation models that will describe the full surface drift velocity. From space, surface velocity can be estimated using synthetic aperture radar’s Doppler information, either by interferometry, such as the proposed mission TerraSAR [15] or by Doppler centroid analysis [16].

2. BRIDGING THE GAP BETWEEN WAVES/NEAR-SHORE AND BLUE WATER OCEANOGRAPHY

Klaus Hasselmann’s vision of wave observation and modelling at the center of a Grand “Earth System Model” and ‘Global Ocean Observing System’ may still be for tomorrow but it is more relevant than ever before, in particular as integrated ecosystem modelling moves closer to coasts, where waves are the main driving force. Significant impact of waves on the Mediterranean sea circulation have already been demonstrated by Lionello et al. [17] through air-sea fluxes of momentum and heat. These results are relevant to coastal ocean situations where variable fetch is important, resulting in locally generated (young) seas and seas propagating from the open ocean (old seas or swell), that have markedly different effects on these fluxes.

Recent works by specialists in ocean circulation modelling [18], [19] attempt to look at wave effects on circulation and mixing. These efforts are to be encouraged, as a common formalism for the global ocean, the near-shore and surface layer mixing, may be just round the corner.

A consistent depth-integrated formalism for the coupling of surface waves and the mean flow was proposed by Phillips [20]. However, some effects of surface mixing can only be represented by vertically-distributed equations of motion that can be cast in different forms, [22], [23]. Some equations miss one or other of the wave-circulation coupling processes, surface or bottom boundary layer effects, and may not be directly usable. The recent derivation of three-dimensional current and surface wave equations by Mellor [19] is a clear step in that direction that needs to be verified, with wave forcing translated into ready-to-use forms.

In this regard, Jenkins [23] proposed that one could compute the different wave-forcing terms from wave spectra as computed by a model such as WAM, and this is probably the sort of parameterization that should be sought. These models are being run operationally all around the world, and there is no excuse for not using that information. However, as practical and comprehensive parameterization which use wave spectra should emerge in the near future, wave models will benefit from a careful check on the confidence one can have in these derived parameters. As pointed out by Mellor [19], some hypotheses, such as vertically uniform currents, will have to be re-examined in the light of the common wave-mean flow formalism. Consistency between waves kinematics and momentum and the mean flow may further promote a re-examination of the basic physics of wave breaking, a major wave to mean flow

momentum flux, and the most uncertain parameterized process in wave models (e.g. [24]).

This joint use of wave and circulation models is certainly an opportunity to bring the air–sea flux parameterizations used in models in line with recent advances, in particular on the effect of wave age on the wind stress drag coefficient C_d (see e.g. [25], [26], [27], [28], [29]). This parameterization of sea state effects on wind stress is probably the largest and easiest improvement that can be made in today’s ocean circulation models and that has demonstrated great benefits for storm surge modelling [30]. These issues are also relevant for the atmospheric circulation, and wave model coupling with atmospheric circulation models has led to significant improvements in medium range weather forecasts at the European Centre for Medium-Range Weather Forecasting (ECMWF).

More recently, observations of wind stress over swell [31], [32], [33], [34] have revealed, a strong swell effect on the stress magnitude and direction, in particular for moderate winds. This should have a significant impact on the ocean circulation, with implications for climate. Finally, recent observations of the saturation of the drag coefficient at large wind speeds will be important for hurricane track forecasting, and extreme wave heights warnings.

In discussions of the ocean surface between wave and circulation specialists, it appears that some problems have been disregarded, falling into the gap that has unfortunately widened between these two specialties. For example, wave models routinely compute the flux of energy from the atmosphere to the ocean, which is quite variable and different from the usual ($\propto u_*^3$) bulk parameterization, u_* being the friction velocity at the air–ocean interface. This energy flux determines the mixing at the very top of the ocean, and thus the surface current velocity profile and the depth of the mixed layer when it is very shallow [35]. It can be fed into the turbulence closure schemes of ocean circulation models [36]. It is also now fairly clear that waves influence mixing in the surface mixed layer through Langmuir circulations (LCs) (e. g. Smith [37], [38]). These LCs are convection roll vortices aligned with the wind, arising from a coupling of the wave-induced Stokes drift and the current vorticity [39]. If we trust their subgrid schemes, Large Eddy Simulations (LES) apparently reproduce most of these features qualitatively [37], [38], but the parameterization of LCs in mixed layer models is still a challenge.

In summary, circulation models can already be modified in the following ways to account for wave effects,

- Modification of the wind drag coefficient (dependence on wave age)
- Addition of a dynamically consistent formulation for Stokes drift for calculating near-surface drift velocities, both in deep and shallow water
- Inclusion of wave radiation stresses for the inner shelf / surf zone circulation

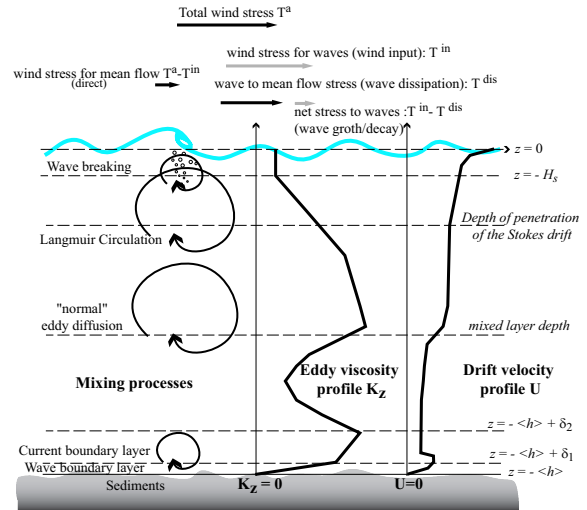


Figure 1: Momentum flux and mixing processes coupling waves and currents for horizontally uniform conditions, and possible profiles of eddy viscosity and drift velocity.

- Use of the wave energy dissipation as an energy flux into the ocean to determine surface mixing
- bottom friction accounting for the roughness induced by the wave boundary layer roughness

Formalism and parameterizations exist for all these effects, but only the first has really been tested and validated [40], [30]. To these points, one may also add the feedback influence of the ocean surface currents and temperature on the wave evolution.

This means that a wide research field is open which also includes the following effects for which no parameterization is yet available and observation and theory are sometimes still shaky,

- Modification of the wind drag coefficient by swell
- sea state impact on air-sea heat fluxes
- surface mixing due to Langmuir circulations
- wave propagation over Langmuir circulations

However large the uncertainty on these latter effects, we hold that the first set of wave-dependant parameterization is enough to make the wave-circulation combination useful, in particular when surface drift or sediment suspension and transport is considered. The argument that ocean circulation models may not be able to accommodate complexity and computer time required for a wave model does not stand, and many coupled numerical experiments have disproved it. This should be a first step towards a more coherent coupling.

3. THE OPERATIONAL OCEANOGRAPHY THAT SOCIETY NEEDS

What people want to know about the ocean varies greatly with their activities. Fishermen may want to know the surface temperature for fishing tuna, surfers want to know the height and shape of breakers in particular spots, the offshore industry wants design criteria (wave plus current forces) for their structures and routine forecasts of waves and currents for the operation of platforms, the shipping industry would like to optimize routes to gain time and money, which requires wave forecasting and also benefits from surface current forecasts, societies need to understand the transport and evolution of pollutants, nutrients, and the evolution of climate. All this information can be provided by short-term forecasting systems fed by real-time data at a reasonable cost. Many applications need a description of the ocean which is as accurate as possible, and that includes waves, in particular in coastal areas where their influence is larger because their energy is not so much dwarfed by large-scale vorticity dynamics.

Some of this is being put in place in the framework of admirable collaborative efforts such as the Global Ocean Observing System (GOOS) and its regional associated programmes, and ocean modelling efforts performed on a routine basis in civilian weather centers (forecasting waves and surface drift), or dedicated oceanographic centers. There is still an effort needed to make a consistent use of these resources, and ensure, in this general framework, that priorities are well set.

With the push towards high resolution coastal applications, measurement techniques are likely to be different from those used in global deep water applications. Amongst other things, waves in shallow water and their detailed directional properties will have to be better understood and modelled. Which requires better coastal measurements and a better description of the offshore wave field, including its directional properties, because waves generally come from offshore with predictable transformations near the coast. This may benefit from a wider use of Synthetic Aperture Radars (SARs), using the extended capabilities and wider swath coverages of recent instruments such as ENVISAT's ASAR. This need could also certainly be addressed by short-lived low-cost satellite missions to measure wave spectra more directly and more accurately, as proposed earlier by Jackson [41], and currently considered by the European Space Agency as the SWIMSAT mission. These instruments are of course well suited to provide both global and coastal high-resolution information.

As ocean models grow more complex, the careful verification against routine observation that can be performed in operational centers is a major way of improving our understanding of the ocean. This has been the case for weather forecasting, and the prospect of performing similar verifications within operational oceanography systems should lead to corresponding improvements in both the science it-

self and its practical application. However, before a truly coupled wave - circulation model is run operationally, realistic regional modeling experiments should demonstrate the benefits that will hopefully balance the complexity of a coupled system.

The *Waves and operational oceanography* workshop illustrated the need for a deeper dialogue across disciplines, within oceanography and with meteorology. Until now, many working groups have stressed the importance of one or another of these areas. A truly integrative effort with contributions from atmospheric sciences, oceanography, including waves, and remote sensing, is probably needed to reap the benefits of current knowledge and prepare a solid ground from which future advances will be possible.

4. REFERENCES

- [1] K. Hasselmann. Epilogue: waves, dreams, and visions. In R. Beal, editor, *Directional ocean wave spectra*, pages 205–208. Applied Physics Laboratory, Johns Hopkins University, 1991.
- [2] H. U. Sverdrup and W. H. Munk. Wind, sea, and swell: theory of relations for forecasting. Technical Report 601, U. S. Hydrographic Office, March 1947.
- [3] WAMDI Group. The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, 18:1,775–1,810, 1988.
- [4] G. J. Komen, L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P. A. E. M. Janssen. *Dynamics and modelling of ocean waves*. Cambridge University Press, Cambridge, 1994.
- [5] J. A. Battjes and J. P. F. M. Janssen. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In *Proceedings of the 16th international conference on coastal engineering*, pages 569–587. ASCE, 1978.
- [6] Edward B. Thornton and R. T. Guza. Surf zone longshore currents and random waves: field data and models. *J. Phys. Oceanogr.*, 16(7):1,165–1,178, 1986.
- [7] T. H. C. Herbers, S. Elgar, and R. T. Guza. Infragravity-frequency (0.005-0.05 hz) motions on the shelf, part I, forced waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:917–927, 1994.
- [8] Nicolas Reul and Bertrand Chapron. A model of sea-foam thickness distribution for passive microwave remote sensing applications. *J. Geophys. Res.*, 108(C10):3321, 2003. doi:10.1029/2003JC001887.
- [9] E. J. Terrill, W.K. Melville, and D. Stramski. Bubble entrainment by breaking waves and their influence on optical scattering in the upper ocean. *J. Geophys. Res.*, 106(C8):16815–16823, 2001.
- [10] Øyvind Breivik and Øyvind Sætra. Real time assimilation of HF radar currents into a coastal ocean model. *J. Mar. Sys.*, 28:161–182, 2001.
- [11] P. Broche, J. C. de Maistre, and P. Forget. Mesure par radar d'écoulement cohérent des courants superficiels engendrés par le vent. *Oceanol. Acta*, 6(1):43–53, 1983.
- [12] Jan Erik Weber. Ekman currents and mixing due to surface gravity waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 11:1431–1435, 1981.

- [13] Jan Erik Weber. Steady wind- and wave-induced currents in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:524–530, 1983.
- [14] Alastair D. Jenkins. Wind and wave induced currents in a rotating sea with depth-varying eddy viscosity. *J. Phys. Oceanogr.*, 17:938–951, 1987.
- [15] Roland Romeiser, Helko Breit, Michael Eineder, Hartmut Runge, Pierre Flament, Karin de Jong, and Jur Vogelzang. Validation of SRTM-derived surface currents off the Dutch coast by numerical circulation model results. In *Proceedings of the IGARSS conference, Toulouse, France, 2003*.
- [16] B. Chapron, F. Collard, and V. Kerbaol. Satellite synthetic aperture radar sea surface doppler measurements. In *Proceedings of 2nd workshop on Coastal and Marine Applications of Synthetic Aperture Radar, Svalbard, 8-12 sep, 2003*. European Space Agency, 2003. To be published in ESA-SP565.
- [17] P. Lionello, G. Martucci, and M. Zampieri. Implementation of a coupled atmosphere-wave-ocean model in the Mediterranean sea: sensitivity of the sort time scale evolution to the air-sea coupling mechanism. *Global Atmos. Ocean Syst.*, 9:65–95, 2003.
- [18] James C. McWilliams and Juan M. Restrepo. The wave-driven ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 29:2523–2540, 1999.
- [19] George Mellor. The three-dimensional current and surface wave equations. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:1978–1989, 2003.
- [20] O. M. Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, London, 1977. 336 p.
- [21] S. Leibovich. On wave-current interaction theory of Langmuir circulations. *J. Fluid Mech.*, 99:715–724, 1980.
- [22] J. Groeneweg and G. Klopman. Changes in the mean velocity profiles in the combined wave-current motion described in GLM formulation. *J. Fluid Mech.*, 370:271–296, 1998.
- [23] Alastair D. Jenkins. The use of a wave prediction model for driving a near-surface current model. *Deut. Hydrogr. Z.*, 42:133–149, 1989.
- [24] Jose Henrique G. M. Alves and Michael L. Banner. Revisiting the Pierson-Moskowitz asymptotic limits for fully developed wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:1301–1323, 2003.
- [25] P. A. E. M. Janssen. Quasi-linear theory of of wind wave generation applied to wave forecasting. *J. Phys. Oceanogr.*, 21:1631–1642, 1991.
- [26] Alastair D. Jenkins. A quasi-linear eddy-viscosity model for the flux of energy and momentum to wind waves using conservation law equations in a curvilinear coordinate system. *J. Phys. Oceanogr.*, 22:843–858, 1992.
- [27] William M. Drennan, Hans C. Graber, Danièle Hauser, and C. Quentin. On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas. *J. Geophys. Res.*, 108(C3):8062, 2003. doi:10.1029/2000JC00715.
- [28] V. K. Makin. A note on the parameterization of the sea drag. *Boundary-Layer Meteorol.*, 106:593–600, 2003.
- [29] L. Mahrt, Dean Vickers, Paul Frederickson, Ken Davidson, and Ann-Sofi Smedman. Sea-surface aerodynamic roughness. *J. Geophys. Res.*, 108(C6):2, 2003. doi:10.1029/2002JC001383.
- [30] C. Mastenbroek, G. Burgers, and P. A. E. M. Janssen. The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 23:1856–1867, 1993.
- [31] Mark A. Donelan, William M. Drennan, and Kristina B. Katsaros. The air-sea momentum flux in conditions of wind sea and swell. *J. Phys. Oceanogr.*, 27:2087–2099, 1997.
- [32] A. A. Grachev, C. W. Fairall, J. E. Hare, J. B. Edson, and S. D. Miller. Wind stress vector over ocean waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:2408–2429, 2003.
- [33] A. Smedman, U. Höögström, and A. Sjöblom. A note on velocity spectra in the marine boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 109:27–48, 2003.
- [34] A. Smedman, U. Höögström, H. Bergström, A. Rutgersson, K. K. Kahma, and H. Pettersson. A case-study of air-sea interaction during swell conditions. *J. Geophys. Res.*, 104(C11):25833–25851, 1999.
- [35] Peter D. Craig and Michael L. Banner. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:2546–2559, 1994.
- [36] L. Umlauf and H. Burchard. Simulating the wave-enhanced layer under breaking waves with two-equation turbulence models. *J. Phys. Oceanogr.*, 31:3133–3145, 2001.
- [37] Jerome Smith. Evolution of Langmuir circulation during a storm. *J. Geophys. Res.*, 103(C6):12649–12668, 1998.
- [38] S. A. Thorpe, T. R. Osborn, D. M. Farmer, and S. Vagle. Bubble clouds and Langmuir circulation: observations and models. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:2013–2031, 2003.
- [39] S. Leibovich. The form and dynamics of Langmuir circulations. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 15:391–427, 1983.
- [40] Peter A. E. M. Janssen. Experimental evidence of the effect of surface waves on the airfbw. *J. Phys. Oceanogr.*, 22:1600–1604, 1992.
- [41] Frederick C. Jackson, W. Travis Walton, and Paul L. Baker. Aircraft and satellite measurement of ocean wave directional spectra using scanning-beam microwave radars. *J. Geophys. Res.*, 90:987–1004, 1985.

IMPACT OF THE SEA STATE ON THE ATMOSPHERE AND OCEAN

Peter A.E.M. Janssen, Oyvind Sætra, Cecilie Wettre, Hans Hersbach, and Jean Bidlot

ABSTRACT

Ocean waves represent the interface between the ocean and the atmosphere, and, therefore, wave models are needed to compute not only the wave spectrum, but also the processes at the air-sea interface that govern the fluxes across the interface.

This was one of the reasons for developing a wave prediction model, called the WAM model, that determines the sea state dependence of the air-sea fluxes. As a first step, the study of the two-way interaction between ocean waves and atmospheric circulation was undertaken. Modest improvements in forecasting waves and winds were obtained, and, as a consequence, since the 29th of June 1998 ECMWF produces weather and ocean wave analyses and forecasts using a coupled IFS-WAM forecasting system.

In this paper, we briefly discuss our recent experience with two-way interaction. Nowadays, there is a substantial impact on weather and wave forecasting, and reasons for this increase in impact are given. A future task is to couple the ocean waves and the ocean circulation. It is argued that prediction of the ocean circulation would benefit from the inclusion of currents in the calculation of fluxes. In addition, it is shown that the thickness of the ocean mixed layer is to a large extent determined by the energy flux associated with breaking ocean waves, and furthermore, the momentum flux is controlled to a lesser extent by breaking waves. Finally, in the presence of ocean waves, many authors have shown that there is an additional force on the mean flow, given by the cross product of the Stokes drift and the Coriolis parameter (Coriolis-Stokes forcing). This would have a large impact on the Ekman transport. It is pointed out, however, that in a Eulerian frame there is also a surface drift caused by the waves which exactly cancels the total momentum of the Coriolis-Stokes forcing. There may still be an impact of the Stokes drift on the circulation in the deeper layers of the ocean, but this depends on the interaction of the surface drift and oceanic turbulence.

1. INTRODUCTION

Ocean waves represent the interface between the ocean and the atmosphere, the two most important systems governing the dynamics of climate and global change. A realistic description of the physical processes occurring at the ocean-atmosphere interface is essential for a reliable determination of the air-sea fluxes of momentum, sensible and

latent heat, CO_2 and other trace gases, and aerosols. It is known that the wave field is intimately involved in these exchange processes, and, therefore, wave models are needed to compute not only the wave spectrum, but also the processes at the air-sea interface that govern the fluxes across the interface.

In the context of this extensive programme, a wave prediction system, called the WAM model, was developed that determines the sea state dependence of the air-sea fluxes (Komen et al, 1994). As a first step, the study of the two-way interaction between ocean waves and atmospheric circulation was undertaken. This interaction takes place on a relatively short time scale of a few days. Modest improvements in medium-range forecasting of waves and winds were obtained and, as a consequence, since the 29th of June 1998 ECMWF has been producing weather and ocean wave analyses and forecasts, using a coupled IFS-WAM forecasting system. On a seasonal time scale, depending on spatial resolution, however, a more substantial impact of ocean waves on the atmospheric climate was found (Janssen and Viterbo, 1996).

In this paper, we briefly discuss our recent experience with two-way interaction. Nowadays, this interaction has a substantial impact on weather and wave forecasting, one of the reasons being considerable increases in the spatial resolution of the atmospheric model which allows a more realistic representation of the small scales. These are the spatial scales that matter for small-scale air-sea interaction.

The next step in the development of one model for our geosphere is to study the impact of the sea state on the ocean circulation. These studies are only beginning and therefore we are in this respect still in an exploration phase. Nevertheless, already some promising developments may be reported.

There are a number of ways in which the sea state could affect the evolution of the ocean state. In the usual description of the ocean the momentum of the ocean waves is not taken into account, nevertheless a considerable list of authors (Hasselmann, 1970; Weber, 1983; Jenkins, 1987a; Xu and Bowen, 1994; McWilliams and Restrepo, 1999) have pointed out that in a rotating ocean the ocean waves exert a wave-induced stress on the Eulerian mean flow which results in a force equal to $\vec{u}_s \times \vec{f}$, where \vec{f} is the Coriolis parameter, and \vec{u}_s equals the Stokes drift. This additional force has a considerable impact on the Ekman turning of the surface current (Weber, 1983; Jenkins, 1987b; Polton et al, 2003). However, it is not clear whether the introduction of this additional force is appropriate, for the simple observation that conservation of momentum seems to be

All authors are with E.C.M.W.F., Shinfield Park, Reading, RG2 9AX, U.K.

violated. In this paper we discuss how to restore conservation of momentum by pointing out that in a Eulerian frame there is a surface drift which exactly cancels the momentum corresponding to the $\vec{u}_s \times \vec{f}$ term. Hence, inclusion of the surface drift will leave the Ekman transport unaffected, but the Ekman turning at the surface is affected by the presence of ocean waves. Depending on how one models the interaction between surface drift and turbulence one may even find considerable effects of the Stokes drift in the deeper layers of the ocean. Polton et al (2003) have shown an impressive agreement with observed currents at the Ekman depth.

In addition, we study the role ocean waves have in the transfer of momentum and energy to the ocean. In the first place, the roughness at the sea surface and hence the atmospheric flux provided by the atmosphere to the ocean waves is sea-state dependent. This sea-state dependence of the surface stress has a systematic impact on the temperature distribution of the ocean (Burgers et al, 1995). Regarding momentum and energy transfer to the ocean it is noted that in growing circumstances the ocean waves retain a small part of the momentum and energy (which is spent on wave growth). When ocean waves become swell the excess momentum and energy is lost because dissipation by wave breaking dominates the wind input. Furthermore, the momentum transfer is dominated by the high-frequency part of the spectrum (which are in equilibrium with the wind), hence there are only small differences between the atmospheric stress and the momentum flux to the ocean.

The energy flux is commonly parametrized as being proportional to u_*^3 (with u_* the air-friction velocity) where the proportionality constant is of the order of 5. We show that this is indeed a good approximation in the generation phase of ocean waves. However, when ocean waves propagate out of the storm area, energy fluxes caused by breaking waves are much larger than as found from the above empirical rule. This is also evident from the monthly mean plots of energy flux and momentum flux of January 2003. The mean energy flux shows a considerable spatial variation of about a factor of 5, generally being small in the Tropics while being larger than the global mean value in the extra-Tropics. In contrast, spatial variations in the monthly mean of the momentum flux are at best 5%.

In the surface layer of the ocean, the energy flux caused by breaking waves gives rise to considerable deviations from the balance between production and dissipation of kinetic energy. Following Mellor and Yamada (1982) and Craig and Banner (1994) this imbalance is compensated by the divergence of the turbulent kinetic energy flux. We have studied some of the properties of the so-called "Mellor-Yamada Level 2 1/2" closure. In particular, ignoring effects of stratification and the earth's rotation, we obtain for general mixing length an exact solution for turbulent kinetic energy and current profile.

Finally, following the work of Pacanowski (1987) it is argued that prediction of the ocean circulation would benefit from the inclusion of currents in the calculation of fluxes.

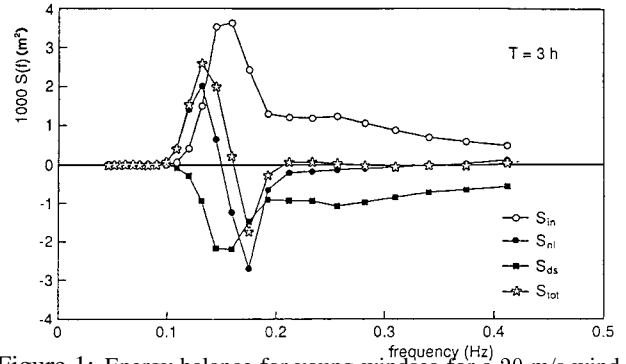


Figure 1: Energy balance for young windsea for a 20 m/s wind speed.

We shown this by studying its impact on the climate of the coupled ocean-atmosphere system.

2. IMPACT ON THE ATMOSPHERE

In this section a brief description of the impact of sea-state dependent drag on the atmospheric circulation is given. The basic idea is described in Janssen (1982) and Janssen (1989) while a parametrization of the sea-state dependent roughness is developed in Janssen (1991). This parametrization is included in WAMCy4 (Komen et al, 1994). A review of the impact on atmospheric circulation is given in Janssen et al (2002).

The basic idea is that momentum transfer from air to sea depends on the sea state because steep waves extract more momentum from the air flow than gentle, smooth waves. Steep waves typically occur in the early stages of wind-wave generation and when a frontal system passes, hence momentum transfer depends on the sea state. In order to account for this effect one needs to calculate the wave-induced stress τ_w which depends on the two-dimensional wave spectrum. Therefore the determination of the wave stress requires the solution of the energy balance equation

$$\frac{\partial}{\partial t} F + \vec{v}_g \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} F = S_{in} + S_{nl} + S_{diss} + S_{bot}, \quad (1)$$

where $F = F(\omega, \theta)$ is the two-dimensional wave spectrum which gives the energy distribution of the ocean waves over angular frequency ω and propagation direction θ . Furthermore, \vec{v}_g is the group velocity and on the right hand side there are four source terms. The first one, S_{in} describes the generation of ocean waves by wind and therefore represents the momentum and energy transfer from air to ocean waves. The third and fourth term describe the dissipation of waves by processes such as white-capping and bottom friction, while the second terms denotes nonlinear transfer by resonant four-wave interactions. The nonlinear transfer conserves total energy and momentum and is important in shaping the wave spectrum and in the down-shift towards lower frequencies. In order to appreciate the role of the respective source terms, in Fig. 1 we have plotted for deep water the directionally averaged source functions S_{in} , S_{nl} ,

and S_{diss} (as developed for WAMCy4) as function of frequency for young windsea when a 20 m/s wind is blowing for just 3 hours. This figure shows a typical picture of the energy balance for growing ocean waves, namely the intermediate frequencies receive energy from the airflow which is transported by the nonlinear interactions towards the low and high frequencies where it is dissipated by processes such as white capping. The consequence is that the wave spectrum shows a shift of the peak of the spectrum towards lower frequencies, while a considerable enhancement of the peak energy of the spectrum is also noticed in the early stages of wave growth.

At the same time Fig. 1 illustrates the role ocean surface waves play in the interaction of the atmosphere and the ocean, because on the one hand ocean waves receive momentum and energy from the atmosphere through wind input (controlling to some extent the drag of air flow over the oceans), while on the other hand, through wave breaking, the ocean waves transfer energy and momentum to the ocean thereby feeding the turbulent and large-scale motions of the oceans. The energy-conserving nonlinear transfer plays no direct role in this interaction process, although it determines to a large extent the shape of the wave spectrum, and therefore controls energy and momentum fluxes in an indirect way. In equilibrium conditions, the fluxes received by the ocean waves from the atmosphere through the wind input term would balance the fluxes from ocean waves to ocean via wave breaking. However, ocean waves are in general not in an equilibrium state determined by the balance of the three source functions, because advection and unsteadiness are important as well. As a rule of thumb, of the amount of energy gained by wind, about 95% is lost locally to the ocean by wave breaking, while the remaining 5% is either advected away or is spent in local growth. As illustrated in Fig.1, which also shows a plot of the total source function, for young windseas there may, however, be a considerable imbalance, in particular for the low-frequency waves. On the other hand, when wind waves leave a storm area the magnitude of the wind input source function decreases dramatically, while the waves are still sufficiently steep so that white capping is still important. Since dissipation dominates, wave energy will decay and as a consequence momentum and energy flux to the ocean may be larger than the amounts received by the waves from the atmosphere.

It would be of considerable interest to develop a coupled atmosphere- ocean circulation system where the ocean waves are the agent that transfers energy and momentum across the air-sea interface in accordance with the energy balance equation. In this section we shall concentrate on just one aspect of the overall problem, namely the mutual interaction between wind and waves. In the next section we discuss the possible impacts on the ocean circulation.

In the wind-wave interaction problem we only need to know the wave-induced stress τ_w which follows from an integration of the input source function of the energy bal-

ance equation (1)

$$\tau_w = \rho_w g \int d\omega d\theta S_{in}/c, \quad (2)$$

where c is the phase speed of the gravity waves and ρ_w the water density. Here, it should be realized that wave momentum P and energy density F of the waves are related by $P = F/c$ and the wave stress is the rate of change of total wave momentum by wind input. Because waves grow exponentially fast the source function S_{in} is proportional to the wave spectrum itself. The wave-induced stress is mainly determined by the high-frequency part of the wave spectrum because these are the waves that have the largest growth rate due to wind. Since it is known that the high-frequency spectrum depends on the stage of development of the windsea (for example, young wind waves are steeper than old wind waves) it follows that the wave-induced stress depends on the sea state. Therefore, young wind waves represent a rougher surface than gentle old windsea. The roughness z_0 therefore depends on the sea state and following the work of Janssen (1991) one finds for the roughness length a Charnock relation,

$$z_0 = \alpha u_*^2/g, \quad (3)$$

where the Charnock parameter α depends on the sea state according to

$$\alpha = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \tau_w/\tau}}, \quad \beta = 0.01, \quad (4)$$

with $\tau = \rho_a u_*^2$ is the surface stress and u_* the friction velocity.

At ECMWF we have developed a coupled ocean-wave, atmosphere model in such a way that the wave model is called as a subroutine from the IFS system. This system was introduced in operations on the 29th of June 1998. Presently, every atmospheric time step wind fields, air density fields and a gustiness factor are passed from the atmospheric model to the wave model. Then the wave model integrates one time step and determines the two-dimensional wave spectrum. The wave-induced stress is obtained from Eq. (2) which is followed by a determination of the Charnock parameter field. The loop is closed by passing the Charnock field to the atmospheric model which then continues with the next time step.

With this system we have performed a number of impact studies the results of which will be briefly described in the following sections.

2.1. Impact studies: medium-range forecasting

Initial experiments showed a modest impact of sea-state dependent roughness on atmospheric scores. We illustrate this in Fig. 2 for 28 analyses and 10 day forecasts for the Southern Hemisphere summer time. Shown are anomaly correlation of the 1000 and 500 mb geopotential field. The resolution of the atmospheric model was T_l319 while the

wave model had a spatial resolution of 0.5 deg. No impact of this size in the Northern Hemisphere scores were found.

When the two-way interaction of winds and waves was introduced in operations on the 29th of June 1998 there was a pronounced improvement of the quality of the surface wind field. Routinely, first-guess (FG) winds are compared with scatterometer winds (from ERS-2 in this case). As shown in Fig.3 which displays timeseries of bias (ERS-2-FG) and the rms difference, there is a considerable reduction of 10% in the rms error after the introduction of two-way interaction.

However, currently the impact of two-way interaction of wind and waves is more substantial. The main reason for this is an increase of atmospheric resolution from T_l319 to T_l511 (or from 65 to 40 km) which allows for a more real-

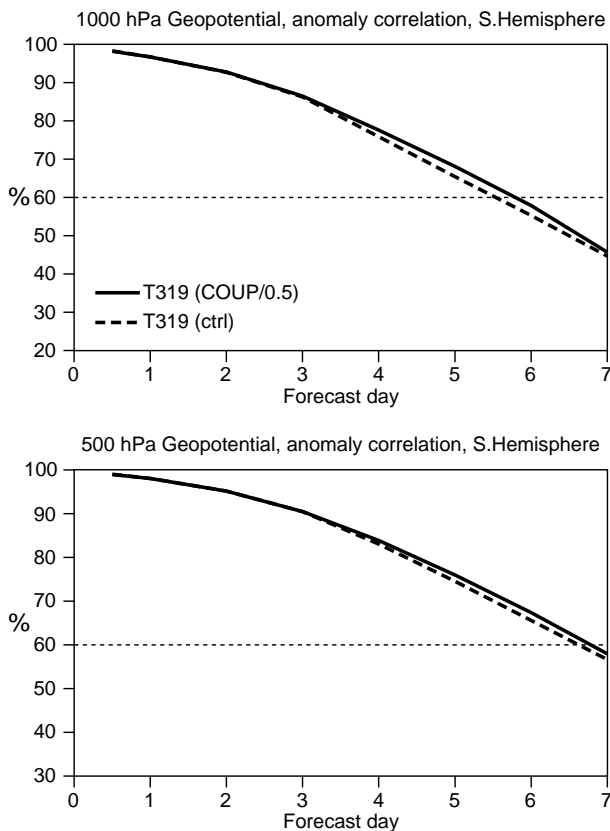


Figure 2: Scores of forecast 1000 and 500 mb geopotential for the Southern Hemisphere for 28 cases in the December 1997-January 1998 period.

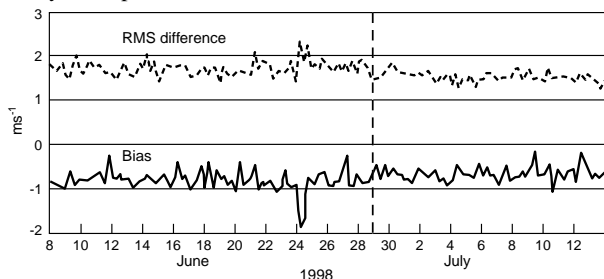


Figure 3: Bias (ERS-2 minus EC FG) and rms difference between the background ECMWF surface winds and the ERS-2 Scatterometer wind measurements.

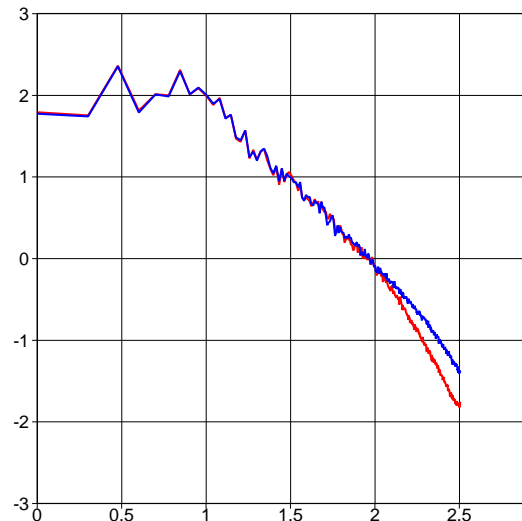


Figure 4: Comparison of surface kinetic energy spectrum as function of total wave number for T_l511 (blue) and T_l319 (red).

istic representation of small spatial scales. It is emphasized that these are the scales that matter for air-sea interaction. That the present atmospheric system has more realistic levels of kinetic energy at the small scales is illustrated by Fig. 4 where we have compared surface kinetic energy spectra from the T_l319 version of the IFS with the T_l511 version. At high wave numbers (small scales) energy levels from the high-resolution model are higher by at least a factor of two.

The more sensitive dependence of the T_l511 version of the IFS on the sea-state dependent drag became evident when we performed experiments with a doubling of angular resolution of the wave spectrum from 12 to 24 directions. Trials with the T_l319 version showed an improvement of forecast skill between 1 and 2 hours. However, when experiments were performed with the T_l511 version of the IFS a substantially larger impact of the increase of angular resolution was found. This is illustrated in Fig. 5 which compares forecast performance in Northern and Southern Hemisphere for 24 cases in August 2000. It is remarked that the sample size is too small to infer general conclusions on the size of the impact, but nevertheless the impact is considerable. Also note, that as a rule of thumb usually larger impact in the summer time is found, presumably because physical processes near the surface play a more important role in the evolution of the weather. In winter time the atmospheric circulation is dominated by baroclinic activity, and physical processes such as surface friction play a relatively minor role, although, there may be a considerable small scale impact in cases of rapidly developing lows (Doyle, 1995; Janssen et al, 2002).

Verification of analysis and forecast. Currently, the coupled IFS-WAM system is used in many applications. For example, in

1) *10-day deterministic forecasts.* Spatial resolution of the atmospheric model is 40 km. Initial conditions for

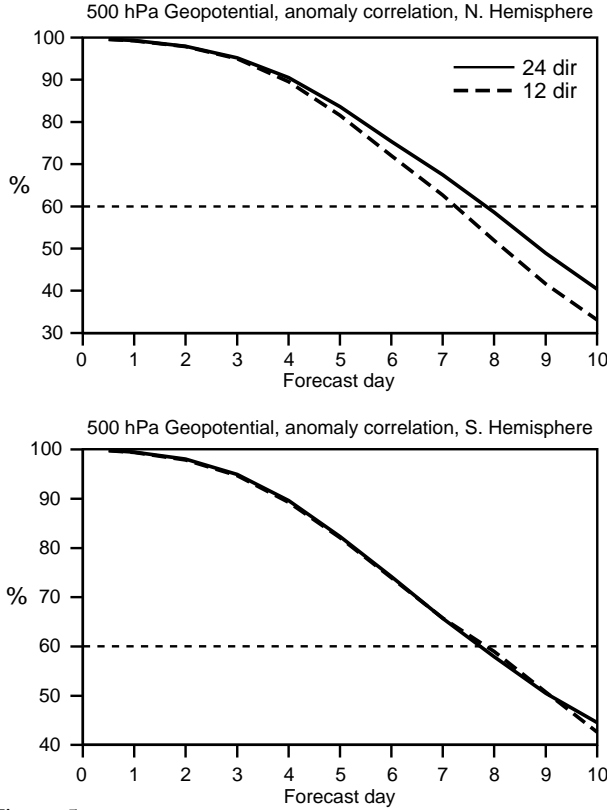


Figure 5: Anomaly correlation of 500 mb geopotential height for the Northern and the Southern Hemisphere for the last 24 days in August 2000. Here, the impact of increased angular resolution on the forecast performance of the T_1511 IFS forecast system is shown.

ocean waves are generated by means of the assimilation of Altimeter wave height data and SAR 2-D spectra from ERS-2. No in-situ buoy observations are assimilated

2) *Ensemble prediction* needed to estimate forecast uncertainty in wind and waves. Spatial resolution of atmospheric model is 80 km. Initial conditions for waves are obtained by means of interpolation of high-resolution wave analysis.

3) *Monthly and Seasonal forecasting*. This is a fairly recent activity at ECMWF. The IFS-WAM model is coupled to the HOPE model in order to take advantage of the predictive skill of the ocean over a timescale of a couple of months. The atmospheric component of the monthly forecast has a spatial resolution of 125 km while for the seasonal forecast the resolution is 210 km.

An important element of any operational forecasting system is its verification against observations. The main verification activities are concentrated on the deterministic medium-range forecast. Analyzed and forecast parameters such as significant wave height and mean period are routinely verified against independent buoy data. A number of operational centers involved in ocean-wave forecasting take part in a project to assess forecast performance against buoy data (Bidlot et al, 2002). However, buoy data are usually only available near coastal areas in the Northern Hemisphere. In order to assess the global performance of

the wave prediction system we compare first-guess wave heights against Altimeter wave height, and we compare forecast wave height against the verifying analysis. An overview of these activities is given in Janssen et al (2000). Here we discuss two examples only.

The first example concerns the verification of an analyzed parameter we have not considered before, namely the so-called Stokes transport. This parameter is relevant for studying the impact of ocean waves on the mean circulation. For an infinitely deep ocean it is defined as

$$\vec{T}_{st} = \int_{-\infty}^0 dz \vec{u}_{st},$$

where \vec{u}_{st} is the Stokes drift for a spectrum of waves,

$$\vec{u}_{st} = \frac{2}{g} \int_0^{\infty} d\omega \omega^3 F(\omega) e^{-2k|z|}, \quad k = \omega^2/g.$$

Performing the integration over depth one finds that the Stokes transport is simply given by the first moment of the frequency spectrum,

$$\vec{T}_{st} = \int_0^{\infty} d\omega \omega F(\omega).$$

Fig. 6 shows a comparison of modelled and observed Stokes transport over a one year period. There is a slight underestimation while the scatter index, defined as the standard deviation of error normalized with the mean of the observations, is about 35%. This is in agreement with the scatter index for significant wave height which on a yearly basis is about 17% nowadays.

By validating model parameters against buoy observations the implicit assumption is being made that the observations are more accurate. Although the observations are of high accuracy and quality-controlled (we have used the off-line products of NDBC) they do not necessarily represent

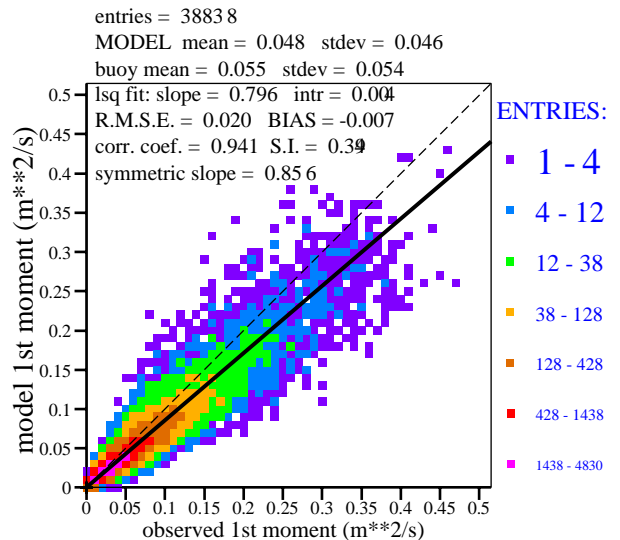


Figure 6: Comparison of analyzed, modelled Stokes transport with buoy data over a one year period. Verification statistics are displayed as well.

the spatial and temporal scales of the forecasting system well. In order to study this we performed a triple collocation study which allows to estimate the "random" error in model, Altimeter and Buoy data, as long as their respective errors are uncorrelated. Fig. 7, which is from Janssen et al (2003), shows the monthly averaged scatter index over a two year period for first-guess, analyzed, ERS-2 Altimeter and buoy wave height. It is clear that the analyzed wave height error is the smallest at the locations where altimeter and buoy data are available. The reason for this is explained in Janssen et al (2003) and is related to the fact that the Optimum Interpolation analysis method has the property that the analysis error is the smaller of the first-guess error and the Altimeter wave height error. The consequence is that the above estimate for the error in the modelled Ekman transport is most likely an overestimate of the 'true' error.

2.2. Impact studies: seasonal integrations

Janssen and Viterbo (1996) studied the impact of two-way interaction on the seasonal time scale. In order to obtain reliable information on the impact of waves on the atmospheric circulation there is a need for ensemble forecasting, because the variability of the weather, especially over the oceans is high. Therefore 15 coupled and control runs were performed for the winter season of 1990 starting from the analysis of 15 consecutive days. The atmospheric resolution was $T63$, and the wave model had a resolution of 3 deg, while the length of the runs was 120 days. By taking a time average over the last 90 days, followed by an ensemble average a reliable estimate of the mean state of one season could be provided. At the same time, information on the variability may be inferred from the scatter around the mean, and thus a student t-test may be applied to test statistical significance of the mean difference between coupled and control run. In Fig. 8 we have plotted the

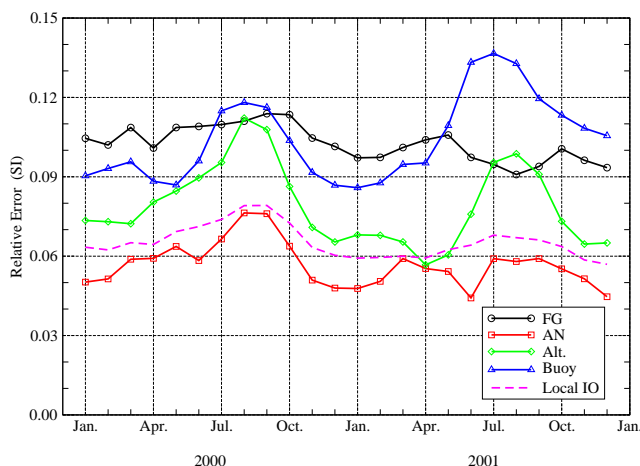


Figure 7: Monthly Relative Error of First-Guess(FG), Analyzed(AN), ERS-2 Altimeter(Alt) and Buoy wave height. Maximum Relative Collocation Difference is 5%. For comparison the Analysis error according to a local Optimum Interpolation(OI) Scheme is shown as well.

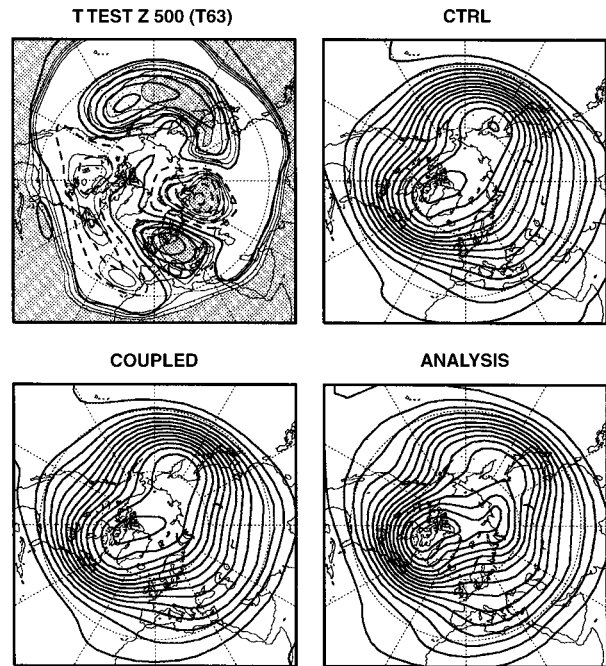


Figure 8: Ensemble mean of coupled and control run and their differences. For comparison the analysed climate is also shown. Period is winter 1990 and area is Northern Hemisphere. The shading indicates a measure of significance. Heavy shading means that there is a probability of 95% that the difference is significant.

ensemble mean of the 500 mb height field and their differences for the Northern Hemisphere, while for comparison purposes we also display the 90-day mean of the corresponding ECMWF analysis. Contours for the mean are plotted every 60 m, while in the difference plot we have indicated by heavy shading the probability of 95% (or more) that the two fields in question are not equal. Significant differences are noted in the storm track areas of the Northern Hemisphere (and, not shown, also for the Southern Hemisphere). We note differences over the Northern Pacific, Europe and Siberia. In the last two areas the coupled climate shows, when compared to the analysis, a considerable improvement. There are also improvements in low-frequency variability over the North Atlantic (not shown).

As far as impact of ocean waves on the atmospheric climate is concerned it should be emphasized that also here resolution of the atmospheric model plays a crucial role. Janssen and Viterbo (1996) also performed seasonal forecasts with the $T21$ version of the coupled system and particularly in the Southern Hemisphere a much reduced impact of the sea-state dependent drag on the atmospheric circulation was found. This should not come as a surprise when it is realized that with $T21$ the mean wind speeds are reduced by as much as 50%, therefore giving a much weaker coupling between wind and waves.

2.3. Impact studies: ocean circulation

The study by Janssen and Viterbo (1996) also revealed that there were quite large changes in the surface stress in the warm pool area east of Indonesia. Because this area plays a prominent role in understanding certain issues in El Niño prediction, it was thought to be of interest to generate stresses over a one year period in order to investigate the impact of the sea-state dependent momentum transfer on ocean circulation. The long period of one year was thought to be necessary because of the long response times of the ocean circulation.

The stress fields were supplied to Dave Anderson (then at Oxford University) and Gerrit Burgers (KNMI) who forced their tropical ocean model with the coupled and control fluxes. Both models gave considerable differences in the temperature distribution of the surface layer of the ocean (Burgers et al, 1995). An integration period of 6 months gave already a good idea of the kind of impact, which was typically of the order of 1 degK . However, the difference patterns of the two models were surprisingly different. One model showed differences with fairly small spatial scale of the order of 2000 km , while the difference pattern in the other model covered the whole tropical Pacific.

Note that such experiments most likely exaggerate the size of the impact, because there may be an important feedback from the ocean to the atmosphere. The present ECMWF seasonal forecasting system consists of a coupled atmosphere, ocean circulation model. The atmospheric model is coupled to the ocean waves model in two-way interaction mode. Coupling of wind and waves gave a beneficial reduction in the drift in the mean temperature, but the size of the reduction was relatively modest (0.2 degK out of a drift of about 1 degK in 6 months) (T. Stockdale, private communication 2003).

3. TOWARDS A MORE REALISTIC AIR-SEA INTERFACE FOR OCEAN MODELLING

Ocean waves are the agent that takes care of the momentum and energy transfer from atmosphere to the ocean. Through the process of wave dissipation by, for example white-capping, wave energy is transferred to the ocean column which then generates turbulence and large scale motion of the ocean. It is pointed out that it only makes sense to determine the fluxes through the waves if the circumstances are sufficiently non-stationary or inhomogeneous. If the surface gravity waves were in equilibrium with the wind, the air-sea interface would be transparent, because the energy and momentum received from the wind would be immediately transferred to the ocean column. However, whether unsteadiness and inhomogeneity (or, in other words, wave growth and energy advection) play a role, can only be decided by a determination of these fluxes in actual circumstances. Therefore, the fluxes into the ocean are

determined for the month of January 2003 using WAMCy4 forced by operational 10 m wind analyses from ECMWF. In particular, there are considerable deviations from the atmospheric fluxes in the case of the energy flux. This energy flux gives rise to large deviations from the balance of production and dissipation of kinetic energy. An appropriate turbulence scheme to deal with such circumstances is a scheme developed by Mellor and Yamada (1982). In case of neutral stratification and no Coriolis force an exact solution for kinetic energy and current profile is found. We extend the Mellor-Yamada scheme by modelling the effects of wave breaking via the divergence of the correlation between pressure and vertical velocity. This idea is similar in spirit as found in Janssen (1999) who argued that because of growing waves by wind the corresponding term in air may be important.

However, first we comment extensively on the problem of the interaction of the mean flow and surface gravity waves. This is followed by a discussion on the need to include ocean currents in the determination of the atmospheric-ocean fluxes, and to provide the proper boundary condition for the atmospheric flow.

3.1. Ocean waves, the surface jet and ocean circulation

In the usual description of the ocean the momentum of the ocean waves is not taken into account, despite the fact that a considerable list of authors (Hasselmann, 1970; Weber, 1983; Jenkins, 1987a; Xu and Bowen, 1994; McWilliams and Restrepo, 1999) have pointed out that in a rotating ocean the ocean waves exert a wave-induced stress on the Eulerian mean flow which results in a force equal to $\vec{u}_s \times \vec{f}$, where \vec{f} is the Coriolis parameter, and \vec{u}_s equals the Stokes drift. This additional force has a considerable impact on the Ekman turning of the surface current (Weber, 1983; Jenkins, 1987b; Polton et al, 2003). Here, we reconsider the problem of wave, mean-flow interaction in two ways. First, this problem is discussed in the context of the conservation law of total column momentum. Second, we study the momentum balance in detail by means of the simple example suggested by Xu and Bowen (1994). A treatment will be given that starts from the general case of internal gravity waves, and the case of surface gravity waves follows by an appropriate choice of the equilibrium density profile. As a result we find that in addition to the usual $\vec{u}_s \times \vec{f}$ force a highly localized surface drift needs to be included in the Coriolis force as well. The transport associated with the surface drift exactly cancels the transport by the Stokes drift with the consequence that ocean waves do not affect the Ekman transport.

Conservation of total mass and momentum. Consider an incompressible fluid (water) in a constant gravitational field on a rotating earth. Let the body of water with air above it be of infinite extent in the horizontal while in the vertical it extends from $z = -D$ (with D the water

depth) to $z = \eta$, with $\eta(x, y, t)$ the unknown surface elevation. Let us assume that the water motion is governed by the continuity equation

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (5)$$

and the momentum equation

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \vec{u} = -\nabla p + \rho \vec{g} + \rho \vec{u} \times \vec{f}. \quad (6)$$

These equations apply to the domain $-D \ll \eta$ and the boundary conditions are

$$z = \eta(x, y, t) : \frac{\partial}{\partial t} \eta + \vec{u} \cdot \nabla_h \eta = \frac{p_a - p}{\rho} = p_a, \quad (7)$$

where p_a is the given air pressure at the sea surface and $\nabla_h = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ is the horizontal gradient operator. At the flat bottom $D = D_0$ we impose the condition that no fluid penetrates the bottom

$$z = -D : w = 0. \quad (8)$$

Following Longuet-Higgins and Stewart (1961), Whitham (1962), and Phillips (1977) conservation laws for the mean surface elevation ζ and the mean horizontal velocity \vec{U} may now be obtained by integration of the continuity equation and the momentum equation over the depth of the water, followed by a suitable ensemble averaging. The ensemble average $\langle \cdot \rangle$ is supposed to filter the linear gravity wave motion. Here, the mean surface elevation ζ is defined as

$$\zeta = \langle \eta \rangle, \quad (9)$$

while the mean horizontal velocity \vec{U} follows from

$$\vec{U} = \frac{\vec{P}}{\rho h}, \quad (10)$$

with $h = D + \zeta$ the slowly varying water depth. Note that \vec{P} is the *total* mass flux

$$\vec{P} = \left\langle \int_{-D}^{\eta} dz \rho \vec{u} \right\rangle, \quad (11)$$

i.e., it consists of the sum of the water column mean \vec{P}^m and the surface layer mean \vec{P}^w , defined as (Hasselmann, 1971)

$$\vec{P}^m = \left\langle \int_{-D}^{\zeta} dz \rho \vec{u} \right\rangle, \quad \vec{P}^w = \left\langle \int_{\zeta}^{\eta} dz \rho \vec{u} \right\rangle. \quad (12)$$

In the linear approximation the surface layer mean mass flux may be expressed in terms of the wave momentum

$$\vec{P}^w = \rho g \int d\vec{k} \vec{l} F/c, \quad (13)$$

where c is the phase speed of the gravity waves and $\vec{l} = \vec{k}/k$ is a unit vector pointing in the direction of the wave propagation. As a consequence, the mean horizontal velocity

\vec{U} is the sum of the ocean circulation velocity \vec{U}_c and the wave-induced drift \vec{U}_{surf} ,

$$\vec{U} = \vec{U}_c + \vec{U}_{surf}. \quad (14)$$

Note that the momentum in the mean surface drift equals the one of the Stokes drift.

The conservation laws become (Mastenbroek et al, 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t} \zeta + \nabla_h \cdot (h \vec{U}) = 0, \quad (15)$$

and

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla_h \right) \vec{U} + g \nabla_h \zeta + \frac{1}{\rho} \nabla_h p_a \\ = \vec{U} \times \vec{f} + \frac{\vec{\tau}_a - \vec{\tau}_b}{\rho h} - \frac{1}{\rho h} \nabla_h \cdot \mathbf{S}, \end{aligned} \quad (16)$$

where $\vec{\tau}_a$ and $\vec{\tau}_b$ represent the atmospheric surface stress and the bottom stress. The radiation stress tensor \mathbf{S} represents the contribution of the wave motions to the mean horizontal flux of horizontal momentum. In terms of the wave spectrum it is given by

$$S_{ij} = \rho g \int d\vec{k} \left\{ \frac{v_g}{c} l_i l_j + \left(\frac{v_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \delta_{ij} \right\} F(\vec{k}). \quad (17)$$

Note that the first term corresponds to advection of wave momentum, while the second term consists of a combination of contributions from the wave-induced pressure and the wave-induced stress (Phillips, 1977).

As pointed out by Whitham (1974) the momentum conservation law (16) assumes its most simple form when the mass transport velocity including the wave momentum is used. In this formulation of the conservation laws, ocean waves only appear explicitly through the radiation stress tensor \mathbf{S} . Implicitly it also appears through parametrizations of the stress. For example, in case the bottom stress $\vec{\tau}_b$ is modelled in terms of the current velocity \vec{U}_c rather than the total velocity \vec{U} . Mastenbroek et al (1993) parametrized the bottom stress in terms of the total velocity and used the above depth-averaged equations in a study of the impact of sea-state dependent atmospheric stress on a number of storm surges in the North Sea. In particular for rapidly varying atmospheric lows a considerable increase in atmospheric stress was found. This resulted in increases of the storm surge at several stations along the English and Dutch coasts of the order of 30 cm and a good agreement with observed water levels was found. These authors also studied the importance of the radiation stress. In one case the water levels showed an increase of 10–15 cm when the radiation stress was included in the calculation, while in two other cases the impact was less than 5 cm. The effect of the radiation stress, therefore, cannot always be neglected, especially when shallow water effects are important.

Although the depth-averaged continuity and momentum equations show their simplest form in terms of the total velocity, there is a definite need to know the ocean circulation

velocity \vec{U}_c . This can be obtained in two ways. First, one could simply subtract the surface drift from the total velocity. Secondly, following Hasselmann (1971) one could obtain the corresponding evolution equations for the current velocity \vec{U}_c . To that end one eliminates from (16) the rate of change in time of the wave momentum by means of the energy balance equation (1). Dividing the energy balance equation by the phase speed and integration over wavenumber \vec{k} gives

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}^w &= -\rho g \nabla \cdot \int d\vec{k} \frac{\vec{l}\vec{v}_g}{c} F \\ &+ \rho g \int \frac{d\vec{k}}{c} (S_{in} + S_{nl} + S_{diss} + S_{bot}). \end{aligned} \quad (18)$$

Substitution of (18) into (16) gives the following evolution equation for the ocean circulation velocity \vec{U}_c

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U}_c \cdot \nabla_h \right) \vec{U}_c + g \nabla_h \zeta + \frac{1}{\rho} \nabla_h p_a = \vec{U}_c \times \vec{f} \\ + \vec{U}_{surf} \times \vec{f} + \frac{\vec{\tau}_{oc,a} - \vec{\tau}_{oc,b}}{\rho h} - \frac{1}{\rho h} \nabla_h \cdot \mathbb{T}. \end{aligned} \quad (19)$$

and it is straightforward to rewrite the continuity equation:

$$\frac{\partial}{\partial t} \zeta + \nabla_h \cdot (h \vec{U}_c) = -\nabla_h \cdot (h \vec{U}_{surf}). \quad (20)$$

The conservation laws for the mean ocean circulation differ in a number of respects from the laws for the total current. First, the continuity equation now shows an explicit dependence on the mass flux related to the ocean waves. Second, in the momentum equation effects of the advection of wave momentum have been eliminated, therefore, $v\mathbb{T}$ becomes

$$T_{ij} = \rho g \int d\vec{k} \left(\frac{v_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \delta_{ij} F(\vec{k}). \quad (21)$$

Third, the surface stress and the bottom stress are modified accordingly. For example, the surface stress felt by the mean circulation is the total stress minus the net stress going into the waves, or,

$$\vec{\tau}_{oc,a} = \vec{\tau}_a - \rho g \int \frac{d\vec{k}}{c} (S_{in} + S_{nl} + S_{diss}), \quad (22)$$

and the bottom stress becomes

$$\vec{\tau}_{oc,b} = \vec{\tau}_b + \rho g \int \frac{d\vec{k}}{c} S_{bot}, \quad (23)$$

Fourth, the wave momentum equation (18) does not involve an explicit Coriolis term, and therefore the mean circulation experiences an additional force given by $\rho \vec{U}_{surf} \times \vec{f}$. It is this additional force, which recently has been given considerable attention.

It is important to note that the structure of the equations for the mean horizontal velocity \vec{U} and the ocean circulation velocity \vec{U}_c are similar, but that there are detailed differences. Nevertheless, since one follows from the other

these two alternative formulations should give the same information on for example the mean surface elevation ζ . However, following Mastenbroek et al (1993), there is, because of its simplicity, a slight preference to use in numerical studies of the interaction of ocean waves and ocean circulation the momentum equations in terms of the total horizontal velocity \vec{U} , Eqns. (15) and (16).

Despite our preference, we will study in the context of the mean circulation equations the impact of ocean waves as well, by, for example, determining the difference between the atmospheric stress $\vec{\tau}_a$ and the stress felt by the mean ocean circulation $\vec{\tau}_{oc,a}$ (cf. Eq. (22)).

Nevertheless, even in the context of the evolution equations for the total horizontal velocity, a number of issues need to be addressed. The first one is how to parametrize the turbulent fluxes. In the following sections it will be shown that there is large difference in the Ekman spiral depending on whether one uses the total velocity \vec{U} in the turbulent stress or the ocean circulation velocity \vec{U}_c . Also, it is found that the surface drift \vec{U}_{surf} is highly concentrated near the surface of the ocean. Therefore, the surface velocity really differs from the mean velocity of the surface layer, and this difference may have consequences for the determination of the atmosphere-ocean fluxes. In other words, near the surface it is of interest to study the vertical profile of the total velocity.

The surface drift. Consider a single gravity wave at the interface of air and water. Suppose the surface elevation is given by

$$\eta = a \cos \theta, \quad \theta = kx - \omega t, \quad (24)$$

hence, we take a wave with amplitude a , wavenumber k and angular frequency ω which is propagating to the right. The question now is what is in a Eulerian frame the mean momentum as function of height z . Clearly, since this is a periodic wave there is no mean momentum below $z = -a$ or above $z = a$, hence only mean momentum for $|z| < a$ will be found.

The mean momentum at height z is

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \rho u \\ &= \frac{\rho_w}{2\pi} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} d\theta u_w + \frac{\rho_a}{2\pi} \int_{\theta_0}^{2\pi-\theta_0} d\theta u_a, \end{aligned} \quad (25)$$

where θ_0 follows from

$$z = a \cos \theta, \quad ,$$

hence

$$\theta_0 = \arccos(z/a). \quad (26)$$

Here, the subscripts a and w refer to air and water, respectively. For simplicity we assume potential flow $u = \partial\phi/\partial x = k\partial\phi/\partial\theta$ where

$$\begin{aligned} \phi_w &= +cae^{kz} \sin \theta, \quad c = \omega/k \\ \phi_a &= -cae^{-kz} \sin \theta \end{aligned} \quad (27)$$

(Note that across the interface the u component of the velocity jumps, while the vertical component is continuous), and the mean momentum becomes

$$P = \frac{\rho_a + \rho_w}{\pi} k\phi(\theta_0),$$

or,

$$P = \frac{\omega a}{\pi} (\rho_a + \rho_w) \sin \theta_0, \quad (28)$$

where we ignore the $\exp(-k|z|)$ factor because we take weakly nonlinear waves, hence, $ka \ll 1$.

Now, $\sin \theta_0 = \sqrt{1 - \cos^2 \theta_0} = \sqrt{1 - (z/a)^2}$, and therefore the height dependence of the mean momentum follows from

$$P = \frac{1}{2} (\rho_a + \rho_w) \omega a^2 d(z, a), \quad (29)$$

where for small amplitude a the function $d(z, a)$ is highly localized around $z = 0$,

$$d(z, a) = \frac{2}{\pi a} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2}, \quad (30)$$

which is normalized to 1, ie. $\int dz d(z, a) = 1$. In particular in the limit $a \rightarrow 0$ the function $d(z, a)$ behaves like a δ -function and hence the surface drift becomes a surface jet:

$$\lim_{a \rightarrow 0} P \rightarrow \frac{1}{2} (\rho_a + \rho_w) \omega a^2 \delta(z), \quad (31)$$

and one would expect that such a highly singular jet, which has the same momentum as the Stokes drift, should play a role in the mean momentum equations.

Note that, although linear theory gives an explosion for the surface drift at $z = 0$, the present consideration gives a definite answer. From (29) one finds

$$P(z = 0) = \frac{\rho_a + \rho_w}{\pi} \omega a \quad (32)$$

Eq. (32) reflects the singular nature of the surface drift as well. Normally, one expects that such a drift is of second order in the amplitude a , but the present consideration suggests that at the surface the drift is $\mathcal{O}(a)$. Remarkably, with a steepness $ka = 0.1$ the drift is $\sim 3\%$ of the phase speed of the wave.

Wave, mean-flow interaction and the surface drift.

We present here a derivation of the mean flow equations that treats air and water on an equal footing, by considering the case of stable, general density profiles. Only at the end of the analysis the appropriate density profiles are specified.

Starting point are the equations for an adiabatic fluid on a rotating earth, and we consider phenomena with a speed much smaller than the sound speed, hence

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{u} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \vec{u} &= -\nabla p + \rho \vec{g} + \rho \vec{u} \times \vec{f}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) \rho &= 0. \end{aligned} \quad (33)$$

The equilibrium is given by

$$\begin{aligned} \vec{u}_0 &= 0, \quad \vec{g} = -g \hat{e}_z, \\ \rho_0 &= \rho_0(z), \quad p_0 = p(z) = -g \int dz \rho_0(z) \end{aligned} \quad (34)$$

First we shall apply linear theory, which enables us to obtain the necessary fluxes in the mean flow equations. The resulting fluxes will induce a mean flow, but we shall assume that the waves are much faster than the mean flow. In other words, mean flow effects on the waves can be ignored.

Consider a plane wave propagating in the x -direction so there is no y -dependence. The perturbations are assumed to have the form

$$\begin{aligned} (\delta \rho, \delta u, \delta v, \delta w, \delta p) &= (\hat{\rho}, \hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}) e^{i\theta} + c.c., \quad \theta \\ &= kx - \omega t, \end{aligned} \quad (35)$$

where the amplitudes are still functions of height z . Linearizing Eq. (33) around the equilibrium (34) then gives

$$\begin{aligned} ik\hat{u} + \hat{w}' &= 0, \\ i\omega\hat{u} &= ik\hat{p}/\rho_0 - f\hat{v}, \\ i\omega\hat{v} &= f\hat{u}, \\ i\omega\hat{w} &= g\hat{\rho}/\rho_0 + \hat{p}'/\rho_0, \\ i\omega\hat{p} &= \hat{w}\rho_0', \end{aligned} \quad (36)$$

where a prime denotes differentiation with respect to z .

Combining the first and third equation of (36) we have

$$\hat{v} = \frac{f\hat{w}'}{\omega k}, \quad \hat{u} = -\frac{\hat{w}'}{ik} \quad (37)$$

hence cross velocity and vertical velocity are in phase, giving a non-zero flux $\rho_0 \langle \delta v \delta w \rangle$ which produces a force orthogonal to the wave propagation direction.

The density perturbation becomes

$$\hat{\rho} = \rho_0' \frac{\hat{w}}{i\omega} \quad (38)$$

while from the second equation of (36) the pressure perturbation becomes

$$\hat{p} = i \frac{\omega}{k^2} \rho_0 D \hat{w}', \quad D = 1 - (f/\omega)^2. \quad (39)$$

Note that in practice for surface gravity waves $f \ll \omega$, hence $D \rightarrow 1$.

Finally, eliminating pressure and density perturbation from the fourth equation of (36) we arrive at the Sturm-Liouville type of differential equation

$$\frac{d}{dz} \left(\rho_0 \frac{d}{dz} \hat{w} \right) = \frac{\kappa^2 \hat{w}}{\omega^2} (g\rho_0' + \omega^2 \rho_0), \quad (40)$$

where $\kappa^2 = k^2/D$, and the boundary conditions are the vanishing of the vertical velocity at infinity:

$$\hat{w} \rightarrow 0 \text{ for } |z| \rightarrow \infty. \quad (41)$$

We do not use the so-called Boussinesq approximation (ignore all density variations except in combination with acceleration of gravity) because, in particular for surface gravity waves the density gradient is large.

Some general properties of the boundary value problem (40), (41) are presented now. First, it is shown that for stable density profiles the gravity waves are stable. As a consequence, the flux $\rho_0 \langle \delta u \delta w \rangle$ vanishes. Only when the waves are slightly growing or damped will the stress in the wave direction be finite. The result is a force which is proportional to the time derivative of the amplitude of the waves (see also Andrews and McIntyre, 1976). We also obtain a general expression for the cross force $\partial \rho_0 \langle \delta v \delta w \rangle / \partial z$. In the special case of surface gravity waves this force will give rise to a singular contribution proportional to $\delta(z)$.

The dispersion relation is obtained from (40) by multiplication with \hat{w}^* and integration of the result from $z \rightarrow -\infty$ to $z \rightarrow +\infty$. Partial integration of the LHS, and making use of the boundary condition for \hat{w} gives

$$\begin{aligned} \omega^2 \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_0 \{ |\hat{w}'|^2 + \kappa^2 |\hat{w}|^2 \} \\ = -g\kappa^2 \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_0' |\hat{w}|^2 \end{aligned} \quad (42)$$

Considering only the case of high-frequency waves, such as surface gravity waves are, we ignore f with respect to ω in κ . Then, if the density profile is stable ($\rho_0' < 0$) we have real solutions for angular frequency ω , a result which is well-known.

Next, we will derive some general expressions for the relevant fluxes. First, consider the stress along the wave direction,

$$\tau_{uw} = -\rho_0 \langle \delta u \delta w \rangle = -\rho_0 (\hat{u} \hat{w}^* + c.c.) \quad (43)$$

Using (37) one finds

$$\tau_{uw} = \frac{\mathcal{W}}{k} \quad (44)$$

where \mathcal{W} is the Wronskian of the differential equation (40),

$$\mathcal{W} = -i\rho_0 (\hat{w}' \hat{w}^* - \hat{w}^* \hat{w}'). \quad (45)$$

If there are no critical layers the Wronskian is constant. This follows immediately by differentiating \mathcal{W} with respect to z , and using (40)

$$\frac{d}{dz} \mathcal{W} = -i\kappa^2 |\hat{w}|^2 \left(\frac{g\rho_0'}{\omega^2} + \rho_0 \right) + c.c., \quad (46)$$

and this vanishes because for real ω the term in brackets is real. Hence, τ_{uw} is constant and since \hat{w} vanishes for large heights we conclude that τ_{uw} vanishes.

Remark that the vanishing of τ_{uw} depends on ω being real. In unsteady circumstances there will be a finite stress. Unsteadiness can be mimicked by introduction of a slight

damping in the system of equations. In Eqns. (33) we replace

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon \quad (47)$$

everywhere, where ϵ is a small damping rate. This effectively means that angular frequency ω is replaced by $\omega - i\epsilon$. For complex frequency the right-hand side of (46) does not vanish. As a consequence one finds as force along the wave

$$\frac{\partial}{\partial z} \tau_{uw} = -2 \frac{gk}{\omega^2} \rho_0' \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} |\hat{w}|^2, \quad (48)$$

hence the force is proportional to the time derivative of the vertical velocity (cf. Andrews and McIntyre, 1976). Note that for surface gravity waves, when the density shows a jump at $z = 0$, the above force is singular. It should be clear, however, that there may be several causes why ocean wave energy changes with time, and in general the stress τ_{uw} depends in a complicated fashion on e.g. the wind profile in air (cf. Komen et al, 1994). For simplicity it will be assumed from now on that the sea state is steady, hence τ_{uw} vanishes.

The next flux of interest is

$$\tau_{vw} = -\rho_0 \langle \delta v \delta w \rangle = -\rho_0 (\hat{v}^* \hat{w} + c.c.) \quad (49)$$

Using (37) this may be written as

$$\tau_{vw} = -\frac{f}{\omega k} (\rho_0 \hat{w}^* \hat{w}' + c.c.). \quad (50)$$

Differentiating the stress with height and making use of the differential equation for \hat{w} gives the important relation

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \tau_{vw} = & -\frac{f}{\omega k} \left\{ \rho_0 [\kappa^2 |\hat{w}|^2 + |\hat{w}'|^2] + \frac{g\kappa^2}{\omega^2} \rho_0' |\hat{w}|^2 \right\} \\ & + c.c. \end{aligned} \quad (51)$$

The force given in Eq. (51) consists of two parts. The first part is given by the term in square brackets and is a regular function of height, because, although \hat{w}' may show a jump at the air-sea interface, $|\hat{w}'|^2$ is continuous. For the water wave problem this will give rise to the $\vec{u}_s \times \vec{f}$ -force. The second part is proportional to the density gradient. This part is, however, of a special nature because for the air-water problem ρ_0 shows a jump, hence $\rho_0' \sim \delta(z)$. Therefore, there is a very important contribution of the force very close to the surface. This force has, as far as we know, never been mentioned in the literature. It is important to retain this $\delta(z)$ -force, however, because of momentum conservation.

In order to show that the force $\partial \tau_{vw} / \partial z$ conserves total momentum one needs to show that

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{\partial}{\partial z} \tau_{vw} = 0. \quad (52)$$

This follows immediately from integration of Eq.(51) over height and making use of the dispersion relation (42).

The special case of surface gravity waves. Let us now consider the special case of surface gravity waves by taking as density profile

$$\rho_0 = \begin{cases} \rho_a, & z > 0, \\ \rho_w, & z < 0. \end{cases} \quad (53)$$

where ρ_a and ρ_w are constants. The density ratio $\epsilon = \rho_a/\rho_w$ is assumed to be small.

In air and water the problem simplifies considerably because there is no density gradient. From (40) the relevant equation for the amplitude of the vertical velocity becomes

$$\frac{d^2}{dz^2} \hat{w} = \kappa^2 \hat{w}.$$

Taking the boundary condition of vanishing vertical velocity at infinity into account we have

$$\hat{w} = \hat{w}_0 e^{-\kappa|z|}. \quad (54)$$

The vertical velocity amplitude \hat{w}_0 is connected to the surface elevation amplitude $\hat{\eta}$ in the usual manner

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = w \Rightarrow \hat{w}_0 = -i\omega \hat{\eta}. \quad (55)$$

The dispersion relation for ω may be obtained from the jump-condition at the interface (Komen et al, 1994). Alternatively, one simply substitutes the solution (54) together with the density profile (53) into the general dispersion relation (42). The eventual result is

$$\omega^2 = g\kappa \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} \quad (56)$$

The force (51) can now readily be evaluated. It becomes

$$\frac{\partial}{\partial z} \tau_{vw} = -f\rho_0 (u_{stokes} - u_{surf}) \quad (57)$$

where

$$\rho_0 u_{surf} = 2(\rho_a + \rho_w) \delta(z) \omega |\hat{\eta}|^2, \quad (58)$$

while

$$u_{stokes} = 4\omega k |\hat{\eta}|^2 e^{-2\kappa|z|}. \quad (59)$$

Here, we approximated κ by k ($f/\omega \ll 1$). With the identification $2\hat{\eta} \rightarrow a$ the surface momentum in (58) is found to be identical to the mean momentum (31) from the simple considerations given in section 3.1.1.

Note that the result (57) can also be obtained directly from the substitution of the solution for \hat{w} into the expression for the stress (49). This gives

$$\tau_{vw} = 2\rho_0 f \omega |\hat{\eta}|^2 e^{-2\kappa|z|} \text{sign}(z) \quad (60)$$

and the stress profile is depicted in the Fig. 9. The jump in the stress τ_{vw} at the interface of air and water is caused by the discontinuity of the fluctuating horizontal velocity.

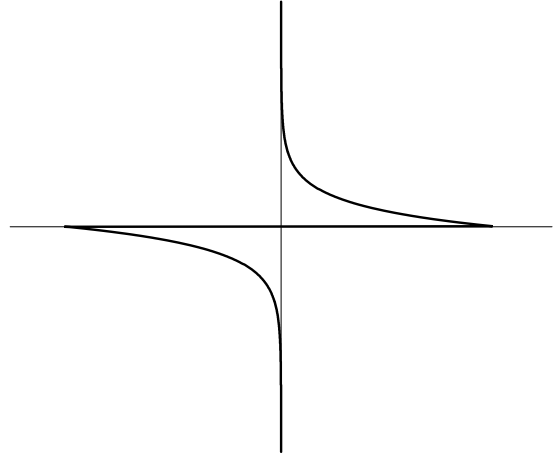


Figure 9: Profile of cross-stress τ_{vw} . For display purposes air and water density are equal.

According to (60) $\tau_{vw}(0) = 0$ and differentiation of (60) with respect to z gives (57). There is no contribution from the derivative of the density ρ_0 because of the vanishing of the wave stress τ_{vw} at the surface. This condition is quite important because it implies that in each fluid momentum is conserved by the $\partial\tau_{vw}/\partial z$ -force.

Other fluxes in the mean flow equations, such as $\langle \delta\rho\delta w \rangle$, $\langle \delta\rho\delta v \rangle$ and $\langle \delta\rho\delta u \rangle$ can be shown to vanish. The first two fluxes vanish because δv and δw are out of phase with $\delta\rho$. For the flux in the x -direction one finds

$$\langle \delta\rho\delta u \rangle = 2\rho'_0 \omega |\hat{\eta}|^2 \text{sign}(z) e^{-2\kappa|z|},$$

and this vanishes for the same reason as the vanishing of τ_{vw} at the surface, namely $\text{sign}(z)\rho'_0 = 0$ at $z = 0$.

Mean-flow equations. We first consider the horizontal components of the momentum equations. They read

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} \rho u^2 + \frac{\partial}{\partial z} \rho u w &= -\frac{\partial}{\partial x} p + \rho f v \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{\partial}{\partial x} \rho u v + \frac{\partial}{\partial z} \rho v w &= -\rho f u \end{aligned} \quad (61)$$

Next, one writes the relevant quantities as the sum of a mean value and a fluctuating part

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad u = u_0 + \delta u, \quad v = v_0 + \delta v, \quad w = \delta w, \quad (62)$$

hence the ensemble average of the fluctuations, e.g. $\langle \delta u \rangle$ vanishes. Taking the ensemble average of (61), ignoring third moments and using the vanishing of the density fluxes gives

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 u_0 + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \langle \delta u \delta w \rangle &= f \rho_0 v_0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 v_0 + \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \langle \delta v \delta w \rangle &= -f \rho_0 u_0 \end{aligned} \quad (63)$$

Making use of the expressions for the fluxes, i.e. vanishing τ_{uw} because of steadiness and (57) the final result becomes

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 u_0 &= f \rho_0 v_0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_0 v_0 &= -f [\rho_0 (u_0 - u_{surf}) + \rho_0 u_{stokes}] \end{aligned} \quad (64)$$

It is clear that we are dealing here with forced inertial oscillations. In the steady state one finds

$$\rho_0 u_0 = \rho_0 (u_{surf} - u_{stokes}), \quad \rho_0 v_0 = 0, \quad (65)$$

therefore, we obtain the curious result that a steady state is achieved which is independent of the size of the Coriolis parameter f .

The surface current consists of two terms. The second one is the negative of the Stokes drift, while the first term is new (at least in the surface gravity wave context) and is highly singular. Let us call this contribution the surface drift. This drift formally explodes at the surface but it has nevertheless a finite total momentum which exactly equals the total momentum in the Stokes drift (as can easily be verified). Hence,

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_0 u_0 = 0,$$

in agreement with the momentum conservation relation (52).

Note that the generalization of these results to the case of many waves is immediate. Simply replace $|\hat{\eta}|^2$ by $F(\omega)/2$ with $F(\omega)$ the wave spectrum and integrate over ω . The surface and the Stokes drift become

$$\begin{aligned} \rho_0 u_{surf} &= (\rho_a + \rho_w) \delta(z) \int_0^{\infty} d\omega \omega F(\omega), \\ \rho_0 u_{stokes} &= \frac{2}{g} \rho_0 \int_0^{\infty} d\omega \omega^3 F(\omega) e^{-2k|z|}, \quad k = \omega^2/g. \end{aligned} \quad (66)$$

Let us finally consider the mean vertical momentum balance. First, from incompressibility it follows that the mean vertical velocity vanishes. Ensemble averaging then gives

$$\frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \langle \delta w^2 \rangle = -\frac{\partial}{\partial z} \langle p \rangle - \rho g \quad (67)$$

Apart from a constant the mean pressure becomes

$$\langle p \rangle = -\rho_0 \langle \delta w^2 \rangle - g \int dz \rho_0 \quad (68)$$

It should be noted that ocean waves give a considerable contribution to the water pressure near the air-sea interface. The variance in vertical velocity can be related to the wave spectrum according to

$$\langle \delta w^2 \rangle = \int_0^{\infty} d\omega \omega^2 F(\omega) e^{-2k|z|}. \quad (69)$$

Using a simple parametrisation for the wave spectrum,

$$F = \frac{\alpha_p}{2} g^2 \omega^{-5}, \quad \omega > \omega_p,$$

one finds

$$\langle \delta w^2 \rangle|_{z=0} = \frac{\alpha_p}{2} \left(\frac{g}{\omega_p} \right)^2.$$

With $\alpha_p = 0.01$ and a peak phase speed g/ω_p of 10 m/s this gives a contribution of 5 mb to the surface pressure.

Consequences for ocean circulation. Generalizing (64) to the case of arbitrary wave propagation direction, and adding the effects of turbulent momentum transport through the divergence of a turbulent stress $\vec{\tau}_{turb}$ one finds

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} &= \rho (\vec{u} - \vec{u}_{surf}) \times \vec{f} + \rho \vec{u}_{stokes} \times \vec{f} \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \vec{\tau}_{turb} \end{aligned} \quad (70)$$

Denoting the surface stress by $\vec{\tau}_0$ and assuming that the turbulent stress vanishes for large depth, one then finds in the steady state for the Ekman transport

$$\vec{T}_E = \int_{-\infty}^0 dz \rho \vec{u} \quad (71)$$

the result

$$\vec{T}_E = \frac{\vec{\tau}_0 \times \vec{f}}{f^2}, \quad (72)$$

because the total momentum in the surface drift cancels the momentum in the Stokes drift. Therefore, the classical result for the Ekman layer follows. Omitting the surface drift would imply considerable deviations from this classical result, up to 50% or more in the polar regions.

The above discussion would perhaps leave the impression that, as there is no impact on the Ekman transport, the Stokes drift would not affect ocean circulation. However, it will turn out that the impact of the ocean waves on the circulations depends in a crucial way on how the interaction between the surface drift and water turbulence is modelled.

In order to see this, let us model water turbulence by means of a simple mixing length model. A discussion on more sophisticated models, such as the Mellor-Yamada (1982) scheme is given at the end of this paper. Thus, we assume that the turbulent momentum diffusion can be modelled with a constant eddy viscosity. In addition, we assume that the ocean waves are propagating in the x -direction. Introducing the complex velocity W according to

$$W = u + iv, \quad (73)$$

and writing for the turbulent stress

$$\tau_{turb} = \rho \nu \frac{\partial}{\partial z} \vec{u} \quad (74)$$

we obtain from (70) in the steady state the complex boundary value problem

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\rho \nu \frac{d}{dz} W \right) - i \rho f W &= -i \rho f (u_{surf} - u_{stokes}) \\ w \rightarrow 0 \text{ for } |z| \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (75)$$

Here, u_{surf} and u_{stokes} are given by (58) and (59), respectively. We confine our interest to the water column and ignore the motion in air, except that we impose a surface

stress $\tau_a = \rho_a u_*^2 = \rho_w w_*^2$ caused by wind blowing in the x -direction. Here, u_* and w_* are the friction velocity in air and water respectively. The surface drift is singular, and hence we write

$$u_{surf} = \hat{u}_{surf} \delta(z), \quad \hat{u}_{surf} = 2\omega |\hat{\eta}|^2. \quad (76)$$

Integration of the differential equation across the air-water interface therefore gives a contribution of the surface drift to the boundary condition. Hence,

$$\rho\nu \frac{d}{dz} W = \tau_a + 2if\rho\hat{u}_{surf} \text{ at } z = 0 \quad (77)$$

which implies that one can model the effects of the surface drift by simply modifying the boundary conditions at the surface.

Using the boundary condition (76) it is straightforward to find the appropriate solution to Eq. (75). Introducing the Ekman depth $\delta_E = \sqrt{2\nu/f}$ one finds

$$W = \frac{2}{(1+i)\delta_E} \left(\frac{w_*^2}{f} + i \frac{\hat{u}_{surf}}{N} \right) e^{(1+i)z/\delta_E} - \frac{2k\hat{u}_{surf}}{N} e^{2kz}, \quad (78)$$

where $N = 1 + 2i(k\delta_E)^2$. From this solution it is seen that, apart from the Ekman depth δ_E the waves introduce another length scale, namely the Stokes depth $\delta_S = 1/2k$. More importantly though, the effect of the waves on the ocean current is felt throughout the whole Ekman depth. This is discussed in more detail by Polton et al (2003).

The Ekman transport becomes

$$T = \int_{-\infty}^0 dz \rho_w W = -i\rho_w w_*^2 / f \quad (79)$$

which, as expected, is independent of the wave drifts.

The classical Ekman solution is obtained by putting u_{surf} to zero in Eq. (78). At the surface this will give rise to a current which has an angle of 45 deg to the right of the stress direction. It is of interest to study the effect of the surface and Stokes drift on the Ekman spiral. This is shown in Fig. (10) where we have plotted the y -component of the velocity versus the x -component, normalized with the water friction velocity, for increasing depth. Note that, as expected from the boundary conditions, the deep ocean corresponds to vanishing current velocity. The particular case we have chosen is from Polton et al (2003): $w_* = 0.0061\text{m/s}$, $\nu = 0.0116\text{m}^2/\text{s}$, $f = 10^{-4}\text{s}^{-1}$, $k = 0.0105\text{m}^{-1}$ and $U_{stokes} = 0.068\text{m/s}$. With respect to the classical Ekman spiral the wave drifts give rise to less turning in the surface layer of the ocean while there is more turning in the deeper layers of the ocean. Nevertheless, with the choice of a constant eddy viscosity model, there is only a modest impact of the wave drifts on the Ekman spiral.

There is, however, a curious feature of the solution (78), which deserves further attention. The turbulent eddies

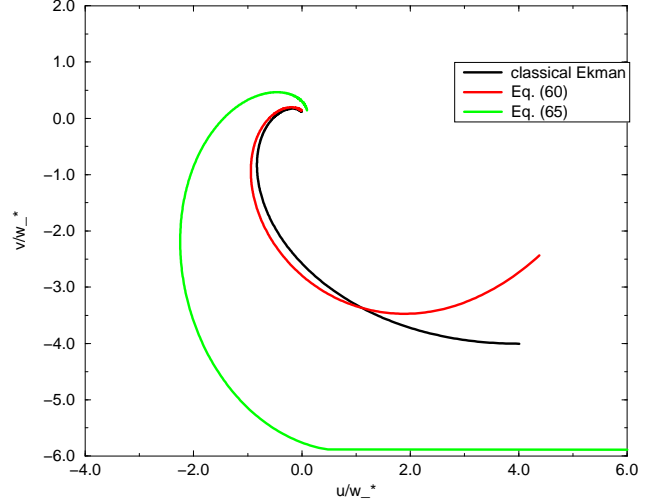


Figure 10: Ekman spiral for case of constant eddy viscosity. A comparison is made between two different treatments of the interaction of the surface drift and turbulence.

transport the momentum in the surface drift over the whole Ekman layer, as if the wave motion at the surface is almost completely destroyed by turbulent diffusion. This is odd since, as argued in section 3.1.1, the surface drift is a purely kinematical effect. This drift is simply present because of the combination of wave motion and the density jump at the surface. Therefore, as the other extreme, it may be more appropriate to apply turbulent diffusion only to the difference velocity $\vec{u} - \vec{u}_{surf}$.

Therefore, as an alternative to the turbulence model (74) we introduce the following parametrisation for turbulent stress:

$$\tau_{turb} = \rho\nu \frac{\partial}{\partial z} \vec{u}_c \quad (80)$$

where $\vec{u}_c = \vec{u} - \vec{u}_{surf}$, where \vec{u}_c corresponds to the mean ocean circulation current \vec{U}_c of section 3.1.1. The relevant boundary problem for $W_c = u_c + iv_c$ becomes

$$\frac{d}{dz} \left(\rho\nu \frac{d}{dz} W_c \right) - i\rho f W_c = i\rho f u_{stokes} \quad (81)$$

$W_c \rightarrow 0 \text{ for } |z| \rightarrow \infty.$

Again confining our interest to the water column, we impose a surface stress $\tau_a = \rho_w w_*^2$, which results in the boundary condition

$$\rho\nu \frac{d}{dz} W_c = \tau_a \text{ at } z = 0. \quad (82)$$

The solution for the velocity $W = u + iv$ is then obtained by simply adding the surface drift to the solution for W_c . As a consequence we find

$$W = u_{surf} + \frac{2}{(1+i)\delta_E} \left(\frac{w_*^2}{f} + 2(k\delta_E)^2 \frac{\hat{u}_{surf}}{N} \right) e^{(1+i)z/\delta_E}$$

$$-\frac{2k\hat{u}_{surf}}{N}e^{2kz}, \quad (83)$$

where again $N = 1 + 2i(k\delta_E)^2$. Note that Polton et al (2003) obtained the same solution as above, except that they did not include the surface drift u_{surf} . Therefore, in the deeper layers of the ocean we obtain the same current profiles as Polton et al (2003). However, the latter authors find considerable deviations from the classical Ekman transport result, while, by inclusion of the surface contribution, we find that there are no deviations from the classical result. Integration of (83) over depth therefore gives (79).

With the present model for turbulence there are considerable deviations from the classical Ekman profile, as shown in Fig. (10) (note that in this figure we used the continuous version of the surface drift, Eq. (29). At the surface the Ekman turning is now about 10 deg, hence much less than the classical 45 deg-result, while in the deeper layers of the ocean there is considerably more turning. The important point to note here is that Polton et al (2003) have shown that the above solution shows impressive agreement with observed current profiles at depths of the order of the Ekman depth δ_E .

It is concluded from the present study that the inclusion of the surface and Stokes drift may have important implications for ocean circulation which certainly deserve further exploration. However, it is important to try to understand why the turbulence model (80) is the most appropriate, i.e. why the momentum in the surface drift is not diffused by turbulence to the deeper layers of the ocean. Nevertheless, the present study suggests that there are at least three length scale relevant in this problem, namely the Ekman depth δ_E , the Stokes depth δ_S and the significant wave height H_S as this is the relevant length scale for the surface drift.

3.2. Impact of ocean currents on atmospheric fluxes

As was shown by Pacanowski (1987) inclusion of currents in the determination of the atmospheric fluxes results in considerable impact on the ocean circulation and the temperature distribution in the equatorial region. This can be readily seen as the wind speeds in that area are typically 6 m/s while the surface currents can reach values of up to 1 m/s , hence differences in the momentum flux may be up to 30%.

Again, feedback from the ocean circulation to the atmosphere was not taken into account so that the results of Pacanowski (1987) may overstate the case. In order to investigate the size of the impact of the inclusion of currents in the flux determination, the boundary condition of zero velocity over the oceans in the IFS atmospheric code was replaced by one of a finite current as given by the ocean circulation model. We ran 6 months forecasts with this modified version of the ECMWF seasonal forecasting system over the period of 1991 until 2002. The forecasts started in January and July. There was a beneficial reduction of

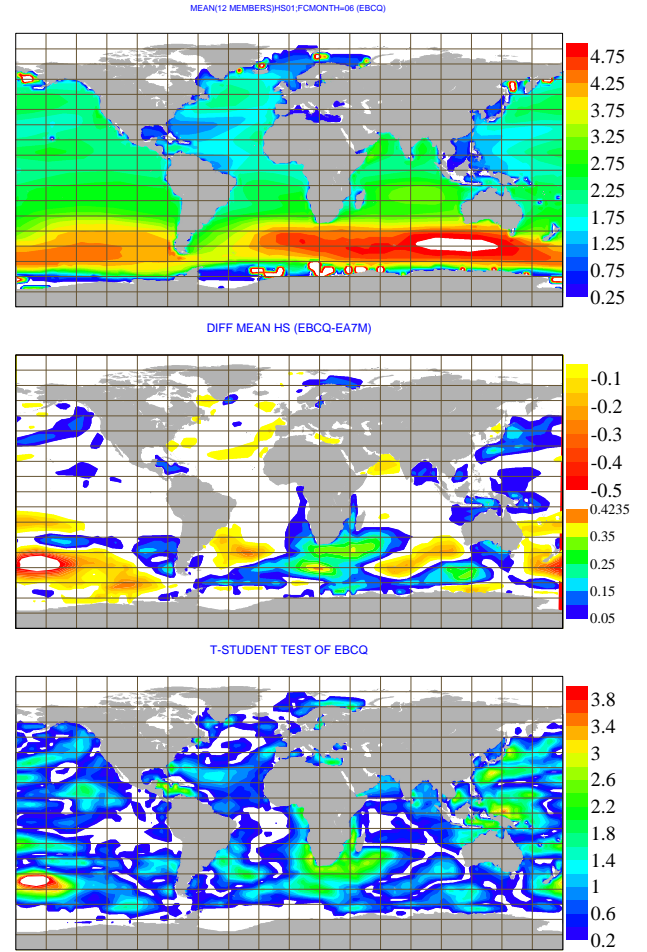


Figure 11: Impact of currents on fluxes as reflected by differences in the monthly mean wave height field. Top panel: mean of sixth month experimental forecast for July averaged over the 12 July's over the period 1991-2002. Middle panel: Difference with control. Bottom panel: significance parameter T ; if $T \geq 2$ then the difference is significant with probability of 95%.

the drift in SST in the Equatorial Pacific, but the size of the reduction was only 0.1 degK . Nevertheless, there may be considerable differences in physical parameters such as the surface wind speed or significant wave height. This is shown in Fig. 11 which gives the monthly wave height field for the 6 month experimental forecast for July averaged over the twelve year period. In addition is shown the difference with the corresponding field of the control forecast, and the result of a significance test. There are considerable differences in the wave height field of the southern Hemisphere extra-tropics, and in the warm pool area east of Indonesia. The student t-test in the bottom panel reveals all of the major current systems of the ocean, except perhaps the Gulf stream in the North Atlantic.

In the work of Pacanowski (1987) and our experiments the ocean surface current was approximated by means of the current at 5 m depth. However, it is known that this is a

poor approximation; ocean waves play an important role in the top layer of the ocean, resulting in an additional surface drift of about 2.5% of the surface wind speed. In addition, because of Ekman turning, there may be considerable differences between the direction of the surface current and the one at 5 m depth. These effects can, however, only be taken into account by using sea state information within the context of a coupled ocean-circulation, atmosphere model.

3.3. Surface layer mixing and ocean waves

The work of Terray et al (1996) and Craig and Banner (1994) has highlighted the prominent role of breaking waves and its contribution to the surface current. For example, in the field considerable deviations from the usual balance between production and dissipation of turbulent kinetic energy are found which are caused by the energy flux produced by breaking waves. When observed turbulent kinetic energy dissipation, ϵ , and depth z are scaled by parameters related to the wave field, an almost universal relation between dimensionless dissipation and dimensionless depth is found. Here, dimensionless dissipation is given by $\epsilon H_S / \Phi_{aw}$, with H_S the significant wave height and Φ_{aw} the energy flux from wind to waves, while the dimensionless depth is given by z / H_S .

In the Craig and Banner model (1994) the difference between production and dissipation of turbulent kinetic energy is balanced by a flux of turbulent energy, following the work of Mellor and Yamada (1982). In particular, by choosing a wave-height dependent mixing length, Terray et al (1999) found a good agreement between modelled dissipation and current profile on the one hand and observations on the other hand.

In order to be able to give a realistic representation of the mixing processes in the surface layer of the ocean, it is clear that a reliable estimate of energy and momentum fluxes to the ocean column is required. A first attempt to estimate these fluxes from modelled wave spectra and knowledge about the generation and dissipation of ocean waves was given by Komen (1987). Weber (1994) studied energy and momentum fluxes in the context of a low-resolution coupled ocean-wave atmosphere model (WAM-ECHAM), and she concluded that there is no need to use a wave prediction model to determine, for example, the energy flux. A parametrization of the type $\Phi_{aw} = m \rho_a u_*^3$ (with u_* the air friction velocity and m a constant) would suffice. It will be argued that this conclusion depends on an approximation used by Weber to estimate the energy flux.

Let us first define the momentum and energy flux. The total wave momentum \vec{P} depends on the variance spectrum $F(\omega, \theta)$ and is defined as

$$\vec{P} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\omega d\theta \frac{\vec{k}}{\omega} F(\omega, \theta), \quad (84)$$

which agrees with the well-known relation that wave momentum is simply wave energy divided by the phase speed of the waves. The momentum fluxes to and from the

wave field are given by the rate of change in time of wave momentum, and one may distinguish different momentum fluxes depending on the different physical processes. For example, making use of the energy balance equation (1) the wave-induced stress is given by (cf. 2)

$$\vec{\tau}_{aw} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\omega d\theta \frac{\vec{k}}{\omega} S_{in}(\omega, \theta), \quad (85)$$

while the dissipation stress is given by

$$\vec{\tau}_{wo} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\omega d\theta \frac{\vec{k}}{\omega} S_{diss}(\omega, \theta), \quad (86)$$

Similarly, the energy flux from wind to waves is defined by

$$\Phi_{aw} = \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\omega d\theta S_{in}(\omega, \theta), \quad (87)$$

and the definition for Φ_{wo} follows immediately from the above one by replacing S_{in} by S_{diss} . It is important to note that while the momentum fluxes are mainly determined by the high-frequency part of the wave spectrum, the energy flux is to a larger extent determined by the low-frequency waves.

In an operational wave model, the prognostic frequency range is limited by practical considerations such as restrictions on computation time, but also by the consideration that the high-frequency part of the dissipation source function is not well-known. In the ECMWF version of the WAM model the prognostic range of the wave spectrum is given by the condition

$$\omega < \omega_c = 2.5\omega_{mean} \quad (88)$$

where ω_{mean} is a conveniently defined mean angular frequency. In the diagnostic range, $\omega > \omega_c$, the wave spectrum is given by Phillips' ω^{-5} power law. In the diagnostic range it is assumed that there is a balance between wind input, dissipation and nonlinear transfer. In practice this means that all energy and momentum going into the high-frequency range of the spectrum is dissipated, and is therefore directly transferred to the ocean column.

As a consequence, the momentum flux to the ocean, $\vec{\tau}_{oc}$, is given by

$$\vec{\tau}_{oc} = \vec{\tau}_a - \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\omega_c} d\omega d\theta \frac{\vec{k}}{\omega} (S_{in} + S_{nl} + S_{diss}), \quad (89)$$

where $\vec{\tau}_a$ is the atmospheric stress, whose magnitude is given by $\tau_a = \rho_a u_*^2$. Note that the ocean momentum flux $\vec{\tau}_{oc}$ only involves the sum of the three source functions of the energy balance equation and therefore it only involves the total rate of change of wave momentum. Any wave model that is forced by reliable atmospheric stresses and that produces wave height results that compare well with, for example, buoy wave height data and Altimeter wave height data, will produce reliable estimates of the ocean momentum flux $\vec{\tau}_{oc}$.

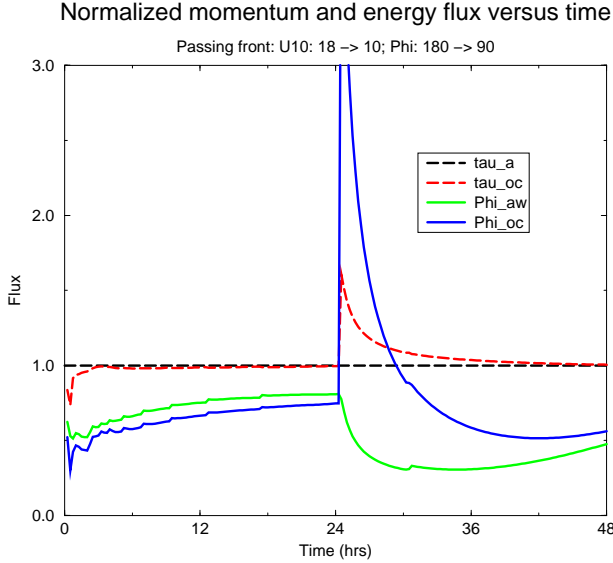


Figure 12: Evolution in time of normalized momentum flux and energy flux to the ocean for the case of a passing front after 24 hrs. The momentum flux has been normalized with $\rho_a u_*^2$, while the energy flux has been normalized with $m\rho_a u_*^3$, where $m = 5.2$.

Ignoring the direct energy flux from air to currents, because it is small (cf. Phillips, 1977), the energy flux to the ocean, Φ_{oc} , is given by

$$\Phi_{oc} = \Phi_{aw}^{tot} - \rho_w g \int_0^{2\pi} \int_0^{\omega_c} d\omega d\theta (S_{in} + S_{nl} + S_{diss}), \quad (90)$$

where Φ_{aw}^{tot} is the total energy flux transferred from air to ocean waves. This total energy flux is fairly well-known, because empirically the wind input to ocean waves is well-known, even in the high-frequency part of the spectrum (cf. Plant, 1982). Furthermore, there is now a consensus that the high-frequency part of the spectrum obeys an ω^{-5} power law (Banner, 1990; Birch and Ewing, 1986; Hara and Karachintsev, 2003, to mention but a few references). Hence, fairly reliable estimates of the energy flux Φ_{oc} may be provided by means of a wave model provided the model has a wind input term that agrees with the observations of wave growth and provided modelled wave heights compare well with observations.

Before results of time series for momentum and energy flux for a simple case are presented, we have to make one remark on the numerical implementation of (89) and (90). The energy balance equation is solved by means of an implicit integration scheme (cf. Komen et al, 1994). To be consistent with the numerical treatment of the energy balance, the momentum and energy flux have to be treated in a similar spirit, i.e. including the implicit factors of the integration scheme.

Let us now illustrate the sea-state dependence of the momentum and energy flux for the simple case of the passage of a front. To that end we take a single grid-point version of the ECMWF version of the WAM model and

force the waves for the first day with a constant wind speed of 18 m/s , which is followed by a drop in wind speed to 10 m/s and a change in wind direction by 90 deg . In Fig. 12 we have plotted time series of atmospheric stress (τ_a), the momentum flux to the ocean (τ_{oc}), the total air-wave energy flux (Φ_{aw}^{tot}) and the energy flux into the ocean (Φ_{oc}). The momentum fluxes have been normalized by τ_a , while the energy fluxes have been normalized by $m\rho_a u_*^3$, with $m = 5.2$ which is a convenient mean value. During the first day we deal with the case of wind-generated gravity waves, hence windsea, and, in particular, the difference between atmospheric stress and the momentum flux to the ocean is small, most of the time at best 2%. This is a well-known property of windsea (JONSWAP, 1973). For windsea, the difference between total energy flux Φ_{aw}^{tot} and the energy flux into the ocean Φ_{oc} is somewhat larger. When the front passes at $T = 24 \text{ hrs}$ there is a sudden drop in wind, hence in atmospheric stress. However, the waves are still steep and experience an excessive amount of dissipation in such a way that wave energy decreases. As a consequence, considerable amounts of momentum and energy are dumped in the ocean column, much larger than the amounts one would expect from the local wind. Therefore, in cases of rapidly varying circumstances, the fluxes are seen to depend on the sea state. This is in particular true for the energy flux Φ_{oc} and to a much lesser extent for the momentum flux τ_{oc} .

This different behaviour of momentum flux and energy flux is caused by a combination of two factors. By definition momentum flux is mainly determined by the high frequency part of the spectrum while we have assumed that in the unresolved part of the spectrum there is a balance between wind input and dissipation. Hence, for windsea there is almost always a balance between atmospheric momentum flux and the flux into the ocean. This holds to a lesser extent for the energy flux because this flux is partly determined by the low frequency part of the wave spectrum as well.

The different behaviour of momentum and energy flux is also found in the monthly means on a global scale. This is illustrated in

the Figs. (??) and (14). The typical variation in the ratio τ_{oc}/τ_a is then found to be of the order of 4% while the variation in the normalized energy flux, $\Phi_{oc}/m\rho_a u_*^3$, is substantially larger. The global average of the value for m turns out to be $m \simeq 5.2$. Note that the map for the energy flux shows an interesting spatial pattern. In the equatorial region values of the normalized energy flux are small, suggesting that the mixed layer is thinner than the norm. In the extra-Tropics the normalized energy flux is considerably larger, presumably because here there is larger variability in the wind field.

We finally remark that in the work of Weber (1994) the energy flux into the ocean was approximated by the relation $\Phi_{oc} \simeq \langle c \rangle \tau_{aw}$, where $\langle c \rangle$ is the mean phase velocity. This generally overestimates the energy flux by at least a factor of two and as a consequence she finds fairly high values of m , $m \simeq 14$. In addition, in interesting cases such as

ECMWF Monthly mean relative momentum flux (Tau/Ustar**2) for January 2003

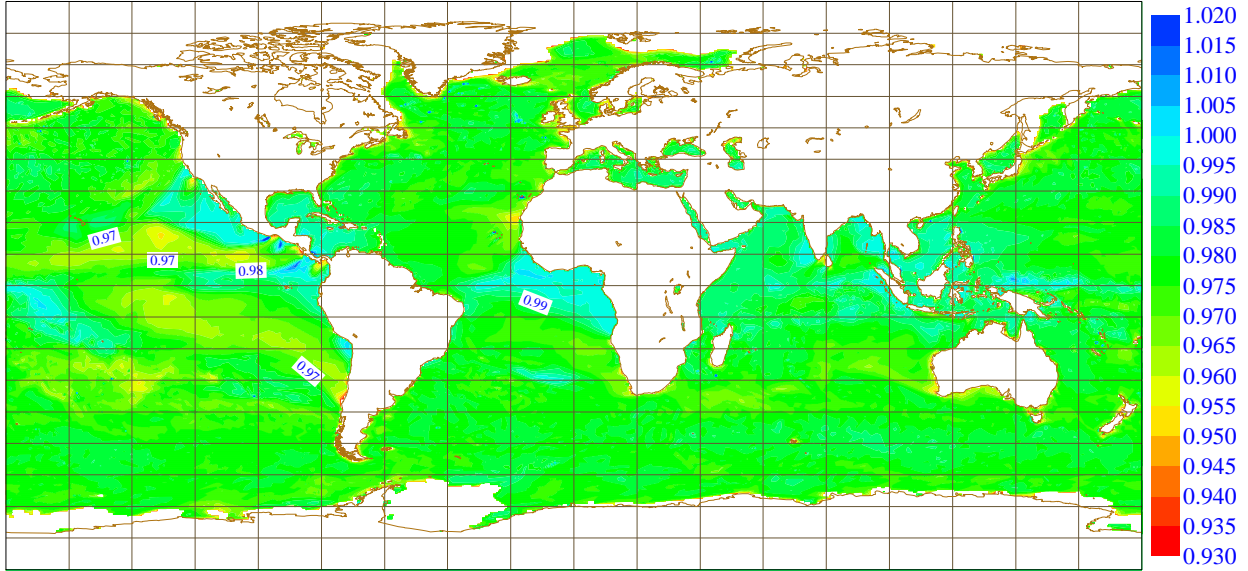


Figure 13: Monthly mean of momentum flux into the ocean, normalized with the atmospheric stress. Period is January 2003.

the passage of a front, the energy flux approximated in this manner will follow the wind. For example, in the frontal case of Fig. (12) the energy flux to the ocean would decrease dramatically at $T = 24$ hrs, while, in fact, it should hardly change. Therefore, it is not surprising that with this approximation the energy flux Φ_{oc} and wind are closely related.

3.4. Mixed layer modelling

Having found a reliable way of obtaining from the rate of change of the wave spectrum the momentum and energy flux into the ocean, we now turn our attention to the consequences for the mean flow in the ocean. We follow the work of Craig and Banner (1994) and Mellor and Yamada (1982) and we briefly discuss the momentum equation, where the eddy viscosity is modelled in terms of the turbulent kinetic energy budget. In the steady state an exact solution is found for the case of no earth-rotation and no buoyancy effects, but the mixing length may be arbitrary.

Momentum equation. To simplify the problem, the wind driven water velocity is assumed to be stationary, non-rotating and uniform without any pressure gradients in the horizontal directions. The momentum equation then reduces to

$$\frac{d}{dz} \left(\nu \frac{du}{dz} \right) = 0 \quad \text{for} \quad z \geq 0, \quad (91)$$

where for convenience we have taken increasing depth in the positive z -direction. The boundary conditions are:

$$\nu \frac{du}{dz} = -w_*^2 \quad \text{for} \quad z = 0, \quad (92)$$

$$u = 0 \quad \text{for} \quad z = H. \quad (93)$$

Here, u is the horizontal velocity component in x -direction. The eddy viscosity ν is assumed to be a function of depth only, w_* is the friction velocity in water and H is the total water depth. The friction velocity of water is related to the momentum flux according to

$$\tau_{oc} = \rho_w w_*^2 \quad (94)$$

Using (91) and (92), the stress in the water is found to be constant. The equation for the horizontal velocity then becomes

$$\frac{du}{dz} = -\frac{w_*^2}{\nu} \quad (95)$$

For given eddy viscosity, the velocity profile of the mean flow becomes

$$u = -w_*^2 \int_H^z \frac{dz}{\nu}. \quad (96)$$

The expression for ν will follow from the turbulent kinetic energy budget of the flow.

Kinetic energy equation. The equation for the mean kinetic energy of the turbulent velocity fluctuations is obtained from the Navier-Stokes equations. If buoyancy effects are ignored, and stationary two-dimensional flow is assumed, the energy budget becomes

$$0 = -w_*^2 \frac{du}{dz} + \frac{1}{\rho_w} \frac{d}{dz} (\overline{\delta p \delta w}) + \frac{d}{dz} (\overline{e \delta w}) - \varepsilon, \quad (97)$$

where ρ_w is the water density, δp and δw are the pressure and vertical velocity fluctuations, e is the turbulent kinetic energy and ε is the dissipation rate. The over-bar denotes the average taken over a time scale that removes linear turbulent fluctuations. Following Craig and Banner (1994), the level-2 $\frac{1}{2}$ Mellor-Yamada turbulence scheme is

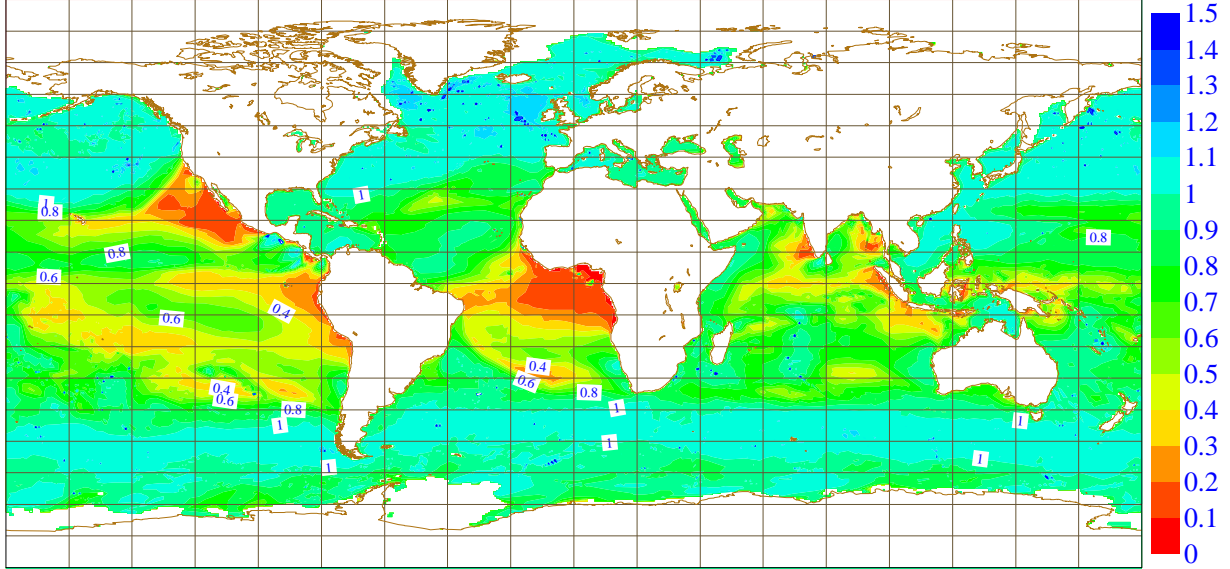


Figure 14: Monthly mean of energy flux into the ocean, normalized with $m\rho_a u_*^3$ where $m \simeq 5.2$. Period is January 2003.

used (Mellor and Yamada 1982). Here, the eddy viscosity is expressed as

$$\nu = lqS_M \quad (98)$$

where l is the turbulent mixing length, q^2 is the turbulent kinetic energy (q is referred to as the turbulent velocity) and S_M is a dimensionless constant. The dissipation term is taken to be proportional to the cube of the turbulent velocity divided by the mixing length

$$\varepsilon = \frac{q^3}{Bl}, \quad (99)$$

Here, B is another dimensionless constant. In the Mellor-Yamada scheme, the terms for the vertical transport of turbulent kinetic energy are parametrized through a diffusion term. Using the equation for the velocity profile (95) to eliminate the velocity shear, the equation for q becomes

$$-\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{3} l S_q \frac{dq^3}{dz} \right) = \frac{w_*^4}{lqS_M} - \frac{q^3}{Bl} \quad (100)$$

where S_q is a constant. The term on the left-hand side of (100) represents vertical diffusion of turbulent kinetic energy. The first term on the right side is the shear production of turbulent kinetic energy, and the final term on the right side represents dissipation of turbulent energy. The boundary conditions for the turbulent kinetic energy equation are

$$-\frac{1}{2} l q S_q \frac{dq^2}{dz} = F_0 \quad \text{for} \quad z = 0, \quad (101)$$

$$\frac{dq^2}{dz} = 0 \quad \text{for} \quad z = H. \quad (102)$$

The values used in the empirical constants of the Mellor-Yamada model are

$$(S_M, S_q, B) = (0.39, 0.2, 16.6) \quad (103)$$

In order to agree with the turbulence results in case there is a balance between production and dissipation of kinetic energy the parameters S_M and B satisfy the relation $B^{1/4} S_M^{3/4} = 1$.

The energy flux $\rho_w F_0$ is related to the energy flux into the ocean by

$$\rho_w F_0 = \Phi \varnothing \quad (104)$$

In the absence of the relevant information on the sea state, the energy flux is often parametrized as $\Phi \varnothing = m\rho_a u_*^3$. Hence writing,

$$F_0 = \alpha w_*^3, \quad (105)$$

one then finds $\alpha = m(\rho_w/\rho_a)^{1/2}$. With m of the order of 2 – 5, α has typical values of 50 – 150.

Note, that we still need to specify the mixing length, l . Before this is done, we will study in the next section the diffusion problem for arbitrary mixing lengths.

Exact solution of the diffusion problem. In this section we present the exact solution to the diffusion problem (100)-(102). Let

$$q = w_* \left(\frac{B}{S_M} \right)^{1/4} y \quad \text{and} \quad w = y^3. \quad (106)$$

Furthermore, introduce a new length scale x ,

$$dx = \frac{dz}{l\sqrt{\frac{1}{3}S_q B}} \quad \Rightarrow \quad x = \int \frac{dz}{l\sqrt{\frac{1}{3}S_q B}} \quad (107)$$

in such a way that $z = 0$ corresponds to $x = 0$, and $z \rightarrow \infty$ when $x \rightarrow \infty$. As a consequence, (100)-(102) becomes

$$\begin{aligned} x \geq 0 : \quad \frac{d^2 w}{dx^2} &= w - w^{-1/3} \\ x = 0 : \quad \frac{dw}{dx} &= -\Phi_0 \\ w \rightarrow 1 \quad \text{for} \quad x &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad (108)$$

where $\Phi_0 = \sqrt{3}S_M^{3/4}\alpha/B^{1/4}S_q^{1/2}$.

The set of equations (108) can be solved exactly because there is an integral of motion. Multiplying the non-linear differential equation for w by dw/dx and integrating, we get

$$\left(\frac{dw}{dx}\right)^2 = w^2 - 3w^{2/3} + \text{const} \quad (109)$$

The integration constant is determined from the boundary condition at $z \rightarrow \infty$ ($w \rightarrow 1$ hence $dw/dx \rightarrow 0$) giving $\text{const} = 2$, hence

$$\left(\frac{dw}{dx}\right)^2 = w^2 - 3w^{2/3} + 2 \quad (110)$$

In principle an explicit solution is now obtained. To see this we write (110) as an equation for dx/dw and take the square root, hence

$$\frac{dx}{dw} = \pm \frac{1}{\sqrt{w^2 - 3w^{2/3} + 2}} \quad (111)$$

and for definiteness we need the value of w at the surface. Using (110) and the boundary condition in (108) we get

$$w_0^2 - 3w_0^{2/3} + 2 - \Phi_0^2 = 0 \quad (112)$$

Integration of (111) then gives

$$x = \int_{w_0}^w \frac{dw}{\sqrt{w^2 - 3w^{2/3} + 2}} \quad (113)$$

Denoting the primitive integral by $J(w)$, so that

$$J = \int \frac{dw}{\sqrt{w^2 - 3w^{2/3} + 2}} \quad (114)$$

(an explicit form will be given later), we therefore find

$$x = J(w) - J(w_0) \quad (115)$$

where w_0 follows from (112).

Next, we solve the equation for $u(z)$. In terms of the x -coordinate, equation (92) becomes, using $u(z) = w_* u_0(z)$,

$$x \geq 0 : w^{1/3} \frac{du_0}{dx} = -\tau_0^{1/2}, \quad (116)$$

where $\tau_0^{1/2} = S_q^{1/2} B^{1/4} / \sqrt{3} S_M^{3/4}$, while the boundary condition becomes

$$x = H : u_0 = 0, \quad (117)$$

Hence

$$u_0 = -\tau_0^{1/2} \int \frac{dx}{w^{1/3}} \quad (118)$$

Using (111) we may write the integral in terms of w only, or

$$u_0 = -\tau_0^{1/2} \int \frac{dw}{w^{1/3} \sqrt{w^2 - 3w^{2/3} + 2}} \quad (119)$$

This integral can be solved immediately by means of the substitution $w^{2/3} = y + 1$, with the final result

$$u_0 = \frac{3}{2\sqrt{3}} \tau_0^{1/2} \log \left(\frac{\sqrt{w^{2/3} + 2} - \sqrt{3}}{\sqrt{w^{2/3} + 2} + \sqrt{3}} \right) \Big|_{w_H}^w \quad (120)$$

Therefore, the current u_0 has been expressed in terms of w .

The remaining task is now to determine w_H . For this we need the integral (114). Using $w = v^3$ one finds

$$\begin{aligned} J &= 3 \int \frac{v^2 dv}{(v^2 - 1)\sqrt{v^2 + 2}} \\ &= 3 \left(\int \frac{dv}{\sqrt{v^2 + 2}} + \int \frac{dv}{(v^2 - 1)\sqrt{v^2 + 2}} \right) \end{aligned} \quad (121)$$

Both integrals are known and the end result is

$$\begin{aligned} J &= \frac{\sqrt{3}}{2} \log \left(\frac{1}{2} \left\{ \frac{\sqrt{3}w^{1/3} - \sqrt{w^{2/3} + 2}}{\sqrt{3}w^{1/3} + \sqrt{w^{2/3} + 2}} \right\} \right) \\ &+ 3 \log \left(w^{1/3} + \sqrt{w^{2/3} + 2} \right) \end{aligned} \quad (122)$$

In the exact solution for the diffusion problem a key role is played by the variable w . First one has to obtain the surface value of w from the solution of Eq. (112). Then, for given w the coordinate x can be obtained using (115) and (122). The values for z are then found by inverting (107), or,

$$z = \sqrt{\frac{1}{3} S_q B} \int l dx, \quad (123)$$

and the current profile is found immediately from (120).

What remains now is the study of the roots of (112). It is convenient to introduce the variable $y = w^{2/3}$, which is basically the turbulent kinetic energy. In terms of y one finds the third order equation

$$y^3 - 3y + 2 - \Phi_0 = 0 \quad (124)$$

For $\Phi_0 > 4$ this equation has only one real positive root, while in the opposite case ($\Phi_0 \leq 4$) there are three real roots. One of the additional roots is always negative and, therefore, physically not meaningful, because the turbulent kinetic energy is positive. The other root becomes positive for $\Phi_0 < 2$. Accordingly, for weak forcing, when $\Phi_0 \leq 2$, two different equilibrium solutions are possible. The first solution results in values of $w_0 > 1$. For this solution w is decreasing asymptotically towards the deep water value 1. The other solution results in surface values $0 \leq w_0 \leq 1$. Since also this solution must comply with the deep water boundary condition, this results in increased turbulence with depth.

We have studied to some detail the properties of the multiple equilibria. Current profiles are very similar, but there are considerable differences in the dissipation of turbulent kinetic energy. However, since multiple solutions only exist for extremely weak forcing ($\Phi_0 \leq 2$), corresponding to

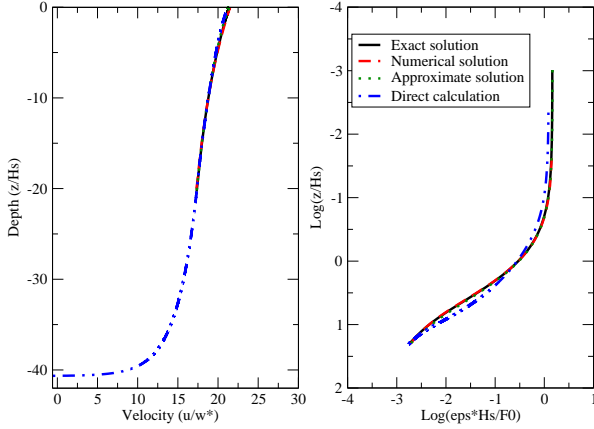


Figure 15: Velocity profile (left) and dissipation of turbulent kinetic energy (right) for exact, numerical, and approximate solution. The direct calculation uses the new model for turbulent kinetic energy, making use of the dissipation term of WAMcy4.

values of α of $\mathcal{O}(1)$, we have not pursued the consequences in great detail.

Fig. (15) shows current profile and dissipation rate (made dimensionless in an appropriate fashion) as function of dimensionless depth z/H_S for the case of $\alpha = 69$ and $H_S = 1.9$ m. The mixing length scale l was chosen as

$$l(z) = \kappa(z + z_0), \quad z_0 = 1.6H_S.$$

The comparison between exact and numerically obtained solution is excellent.

The fact that the exact solution of equation (100) has to be calculated inversely, by first choosing w and finding the z values at the final stage, makes it a bit awkward for practical purposes. It is possible to find an approximate solution that is easier and faster to use which, for example, may be implemented in a numerical ocean model. The main difficulty in solving equation (100) is due to the non-linearity in the shear production term. Near the surface, the main balance is between the diffusion and the dissipation term, whereas for the deep layer, the balance is between the shear production and the dissipation term. Craig and Banner (1994) give the solutions for these two layers when the wave enhanced layer is assumed to be balanced by dissipation, and for the deep layer when the dissipation is balanced by shear production. The latter gives rise to the classical logarithmic velocity profile. It is, however, difficult to find an asymptotic matching between these two solutions. A rudimentary way of removing the non-linearity from equation (100), is by replacing q in the denominator of the shear production term by its deep water value. It is straightforward to solve the resulting linear problem and in Fig. (15) the resulting solution is compared with the exact one. A good agreement for current profile and dissipation rate is obtained.

Direct calculation of vertical transport. In the non-linear model for the ocean current in the surface layer, Eq.(100), the combined effects of the pressure term and the

vertical transport of turbulent kinetic energy are modelled by means of a diffusion term. However, the pressure term can also be determined by explicitly modelling the energy transport caused by wave breaking. Janssen (1999) demonstrated how the pressure term may affect flow in the atmospheric boundary layer by explicitly using knowledge on the growth of waves by wind. The same idea will be used here but now applied to wave breaking in the ocean column. The pressure term is thus written as

$$I_w = +\frac{1}{\rho_w} \frac{d}{dz} (\overline{\delta p \delta w}) = -2g \int k S_{diss}(\vec{k}) e^{-2kz} d\vec{k} \quad (125)$$

Neglecting the third order term involving the turbulent kinetic energy and using the same parametrizations for the dissipation and eddy viscosity as in the Mellor-Yamada model, the turbulent energy budget may be written as

$$q^4 - lBI_wq - \frac{Bu_*^4}{sM} = 0 \quad (126)$$

Here, (95) has been used to eliminate the velocity gradient of the mean flow. With (126) and (100) we have two turbulence models that both involve the balance between vertical transport, shear production and dissipation of turbulent kinetic energy. The main difference is that the Mellor-Yamada model parametrizes the vertical flux of kinetic energy by a diffusion term while the new model calculates this term directly from the dissipation source function of the energy balance equation (1).

Let us explore the consequences of the turbulent kinetic energy equation (126) for current profile and dissipation rate profile. To that end, a one grid point version of the WAM model was run over a 24 hour period and the results at the end of the run were used for calculating the turbulence in the surface layer of the ocean and the resulting velocity profile. Wind speed was kept constant at 10 m/s during the whole run. At final time the significant wave height was 1.9 m and the waterside friction velocity w_* was 0.012 m/s. The energy flux for the boundary condition was calculated using (90), while I_w from (125) was obtained from the dissipation source function of the WAM model. Comparison with the results of the Mellor-Yamada model, run for the same conditions, are shown in Fig. (15). There is a remarkable agreement, taking into consideration the well-known uncertainties regarding the modelling of wave dissipation.

4. CONCLUSIONS

In this paper we have reviewed the impact of the sea state on the atmospheric circulation, from the medium-range to seasonal forecasting time scales. An important finding is that with the recent increase of atmospheric resolution from T_1319 to T_1511 we have experienced a more pronounced impact of ocean waves on the atmosphere in the medium-range. The same remark applies to seasonal forecasting time scales. Apparently, a realistic representation of the small scales is important for air-sea interaction.

Furthermore, we have discussed possible benefits of sea state information for coupled atmosphere, ocean circulation modelling such as relevant for seasonal forecasting. These possible benefits have always been ignored by the ocean modelling community. This is surprising when it is realized from the physical point of view that the ocean surface layer is to a large extent controlled by the physics of breaking waves. This will have impact on the magnitude and direction of the surface drift, and hence on the atmospheric circulation and fluxes. In addition, the energy flux into the ocean is sea state dependent, and therefore also the thickness of the mixed layer. In particular, the mixed layer will be shallow in areas where there is hardly any variability in the wind, such as in the Trade winds, whereas the mixed layer will be deep in the extra-Tropics.

The study of the impact of ocean waves on ocean circulation is only beginning. There are nevertheless already some interesting results, e.g. the work of Mastenbroek et al (1993) on the impact of the sea-state dependent drag on the mean sea level and the work of Polton et al (2003) on the impact of the Stokes drift on the Ekman spiral. The next task is to obtain the relevant primitive equations, including the effect of surface waves. In the context of multi-layer models the approach of section 3.1.1 seems promising, where, because of its simplicity, there is a preference for evolution equations for the total horizontal velocity. The significant impact of the Stokes drift on the Ekman spiral is found when the turbulent stresses are parametrized by means of the mean ocean circulation velocity. This makes sense because the surface drift is highly concentrated near the air-sea interface. Near the ocean surface the momentum transport is to a large extent determined by the energy flux associated with breaking waves. A turbulence model to deal with such circumstances is a scheme developed by Mellor and Yamada (1982). In case of neutral stratification and no Coriolis force we have found an exact solution for the turbulent kinetic energy profile and the current profile. No doubt, this exact solution will be of help in parametrizing the mixing length near the surface.

Acknowledgment

The authors appreciate discussions with Dave Anderson, Martin Miller, Glenn Shutts and Anthony Hollingsworth. We thank Magdalena Balmaseda, Anton Beljaars and Tim Stockdale for their support and analysis of the current-fluxes experiment.

5. REFERENCES

[1] Andrews, D.G. and M.E. McIntyre, 1976. Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.* **33**, 2031-2048.

[2] Banner, M.L., 1990b. Equilibrium spectra of wind waves. *J. Phys. Oceanogr.* **20**, 966-984.

[3] Bidlot, Jean-Raymond, Holmes, Damian J., Wittmann, Paul A., Lalbeharry, Roop, Chen, Hsuan S. 2002. Intercomparison

of the Performance of Operational Ocean Wave Forecasting Systems with Buoy Data. *Weather and Forecasting* **17**, 287-310.

[4] Birch, K.G. and J.A. Ewing, 1986. Observations of wind waves on a reservoir, IOS-rep. No. 234, Wormley, 37p.

[5] Burgers, G.J.H., P.A.E.M. Janssen, and D.L.T. Anderson, 1995. Impact of sea-state dependent fluxes on the tropical ocean circulation. International Scientific Conference on the Tropical Ocean's Global Atmosphere (TOGAS), 2-7 April 1995, Melbourne, 295-297.

[6] Craig, P.D. and M.L. Banner, 1994. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Oceanogr.* **24**, 2546-2559.

[7] Doyle, J.D., 1995: Coupled ocean wave/atmosphere mesoscale simulations of cyclogenesis, *Tellus* **47A**, 766-778.

[8] Hara T, and A.V. Karachintsev, 2003. Observation of Nonlinear Effects in Ocean Surface Wave frequency Spectra. *J. Phys. Oceanogr.* **33**, 422-430.

[9] Hasselmann, K., 1970. Wave-driven inertial oscillations. *Geophys. Fluid Dyn.* **1**, 463-502.

[10] Hasselmann, K., 1971. On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions. Part 1. *J. Fluid Mech.* **50**, 189-205.

[11] Hasselmann, K., T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Enke, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden, 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dtsch. Hydrogr. Z. Suppl. A* **8(12)**, 95p.

[12] Janssen, P.A.E.M., 1982. Quasilinear approximation for the spectrum of wind-generated water waves. *J. Fluid Mech.* **117**, 493-506.

[13] Janssen, P.A.E.M., 1989. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *J. Phys. Oceanogr.* **19**, 745-754.

[14] Janssen, P.A.E.M., 1991. Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting. *J. Phys. Oceanogr.* **21**, 1631-1642.

[15] Janssen, P.A.E.M., 1999. On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences for the inertial dissipation technique. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 530-534.

[16] Janssen, P.A.E.M., and P. Viterbo, 1996. Ocean Waves and the atmospheric Climate. *J. Climate* **9**, 1269-1287.

[17] Janssen, P.A.E.M., J-R. Bidlot and B. Hansen, 2000. Diagnosis of the ECMWF ocean-wave forecasting system. ECMWF Technical Memorandum, **318**, Reading, U.K.

[18] Janssen, P.A.E.M., J.D. Doyle, J. Bidlot, B. Hansen, L. Isaksen and P. Viterbo, 2002: Impact and feedback of ocean waves on the atmosphere. in *Advances in Fluid Mechanics*, **33**, Atmosphere-Ocean Interactions, Vol. I, Ed. W.Perrie.

[19] Jenkins, A.D., 1987a. A lagrangian model for wind- and wave-induced near-surface currents. *Coastal Engineering* **11**, 513-526.

[20] Jenkins, A.D., 1987b. Wind- and wave-induced currents in a rotating sea with depth-varying eddy viscosity. *J. Phys. Oceanogr.* **17**, 938-951.

- [21] Komen, G.J., 1987. Energy and momentum fluxes through the sea surface. *Dynamics of the Ocean Surface Mixed Layer*, P. Müller and D. Henderson, Eds., Hawaii Institute of Geophysics Special Publications, 207-217.
- [22] Komen, G.J., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P.A.E.M. Janssen, 1994: *Dynamics and Modelling of Ocean waves* (Cambridge University Press, Cambridge)
- [23] Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart, 1961. The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents. *J. Fluid Mech.* **10**, 529-549.
- [24] Mastenbroek, C., G.J.H. Burgers and P.A.E.M. Janssen, 1993. The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.* **23**, 1856-1866.
- [25] McWilliams, J.C., and J.M. Restrepo, 1999. The wave-driven ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 2523-2540.
- [26] Mellor, G.L. and T. Yamada, 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.* **20**, 851-875.
- [27] Pacanowski, R.C., 1987. Effect of Equatorial Currents on Surface Stress. *J. Phys. Oceanogr.* **17**, 33-838.
- [28] Polton, J.E., D.M. Lewis, and S.E. Belcher, 2003. The role of wave-induced Coriolis-Stokes forcing on the wind-driven mixed layer. submitted to *J. Phys. Oceanogr.*
- [29] Phillips, O.M., 1977. *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge University Press, Cambridge, 336p.
- [30] Plant, W.J., 1982. A relation between wind stress and wave slope. *J. Geophys. Res.* **C87**, 1961-1967.
- [31] Terray, E.A., M.A. Donelan, Y.C. Agrawal, W.M. Drennan, K.K. Kahma, A.J. Williams, P.A. Hwang, S.A., and Kitaigorodskii, 1996. Estimates of Kinetic Energy Dissipation under Breaking Waves. *J. Phys. Oceanogr.* **26**, 792-807.
- [32] Terray, E.A., W.M. Drennan, and M.A. Donelan, 1999. The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer. *The wind-driven air-sea interface*, M.L. Banner, Ed., School of Mathematics, The University of New South Wales, Sydney, 239-245.
- [33] Weber, J.E., 1983. Steady Wind- and Wave-induced currents in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.* **13**, 524-530.
- [34] Weber, S.L., 1994. Statistics of the air-sea fluxes of Momentum and Mechanical energy in a Coupled wave-atmosphere model. *J. Phys. Oceanogr.* **24**, 1388-1398.
- [35] Whitham, G.B. (1962). Mass, momentum and energy flux in water waves. *J. Fluid Mech.* **12**, 135-147.
- [36] Whitham, G.B., 1974. *Linear and nonlinear waves*. Wiley, New York, 636p.
- [37] Xu, Z., and A.J. Bowen, 1994. Wave- and wind-driven fbw in water of finite depth. *J. Phys. Oceanogr.* **24**, 1850-1866.

LAGRANGIAN AND SURFACE-FOLLOWING COORDINATE APPROACHES TO WAVE-INDUCED CURRENTS AND AIR-SEA MOMENTUM FLUX IN THE OPEN OCEAN

Alastair D. Jenkins

ABSTRACT

A short review is presented of selected aspects of modelling the mean velocity profile in the atmospheric and oceanic boundary layers, taking account of the effects of surface waves, using coordinate systems which follow the free surface. The relative merits of Lagrangian and other, more general, coordinate systems, are discussed; also the Generalised Lagrangian Mean formulation of Andrews and McIntyre. Attention is given to the problem of providing a consistent parameterization of wave energy dissipation in order that spectral wave models and models for the ocean current may be coupled together correctly.

1. INTRODUCTION

To include the effects of water waves in a coupled model for the atmospheric and oceanic boundary layers, it is either necessary to resolve individual waves, a procedure which is usually computationally uneconomic, or to use some kind of averaging procedure. The large variations in atmospheric and oceanic properties (fluid velocity, temperature, composition etc.) in the region very near the air–water interface, over vertical distances which may be much smaller than the wave amplitude, will not be properly resolved if the averaging, temporal, spatial (horizontal), or over an ensemble, is performed for fixed vertical co-ordinates (x_3). Much better resolution across the interface will be obtained if a coordinate system is used in which the interface corresponds to a coordinate surface.

2. COORDINATE SYSTEMS

2.1. Types of Coordinate System

An infinite variety of surface-following coordinate systems is, of course, available, the choice of which is according to the convenience of the user. If one can assume that the waves on the interface are of fixed form, e.g. sinusoidal, then the system may be made approximately time-independent by transforming to a moving reference frame [1]. At the other end of the spectrum of possibilities, one can use a Lagrangian formulation, in which the fluid particles have fixed coordinate labels [2, 3]. In general, one can use a time-dependent curvilinear coordinate

system: if the coordinate system is such that the mean fluid velocity at a particular coordinate location is equal to the mean drift velocity of a fluid particle passing through the location, the coordinate system corresponds to that of the generalized Lagrangian mean (GLM) formulation of Andrews and McIntyre [4].

2.2. General Formulation

It is advantageous to write the hydrodynamic equations in conservation-law form, also in the case of curvilinear coordinate systems [5]. A general treatment which encompasses a large variety of coordinate systems is described by Jenkins [6, 7]: a brief presentation follows here. The notation is similar to that used by Andrews and McIntyre [4]. The fixed (Cartesian) coordinate system is denoted by $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$, and the curvilinear system by $\mathbf{y} = (y_1, y_2, y_3)$. Vector components in the curvilinear coordinate system continue to be referred to the original Cartesian coordinate directions. Superscripts $(\cdot)^{\mathbf{x}}$ and $(\cdot)^{\mathbf{y}}$ are applied to variables in order to state which coordinate system is being referred to. Partial differentiation with respect to spatial coordinates and time is represented by $(\cdot)_{,\alpha}$, where α may be 1, 2, 3, or t . We assume that the system satisfies the following momentum and continuity equations:

$$\rho^{\mathbf{x}} [u_{j,t}^{\mathbf{x}} + u_l^{\mathbf{x}} u_{j,l}^{\mathbf{x}} + \Phi_{,j}^{\mathbf{x}} + 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}^{\mathbf{x}})_j] - \tau_{jl,l}^{\mathbf{x}} = 0, \quad (1)$$

$$\rho_{,t}^{\mathbf{x}} + u_l^{\mathbf{x}} \rho_{,l}^{\mathbf{x}} + \rho^{\mathbf{x}} u_{l,l}^{\mathbf{x}} = 0, \quad (2)$$

where ρ is the fluid density, $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$ is the velocity, $\boldsymbol{\Omega}$ is the rotational angular velocity vector of the Cartesian coordinate system, Φ is a force (e.g. gravitational) potential and τ is a tensor which incorporates both pressure $p = -\frac{1}{3}\tau_{ll}$ and shear stress. The Einstein summation convention is used: repeated indices are summed from 1 to 3.

If we assume that the coordinate transformation $\mathbf{x}^{\mathbf{y}}$ is invertible and differentiable sufficiently many times, with its Jacobian determinant J having co-factors K_{jl} , we may write the momentum equation (Eq. 1) in the following form:

$$P_{j,t} - T_{jl,l} = S_j, \quad (3)$$

where $P_j = \rho^{\mathbf{y}} J u_j^{\mathbf{y}}$ is the ‘concentration of x_j -momentum in \mathbf{y} -space’,

$$T_{jl} = [\tau_{jm}^{\mathbf{y}} - \rho^{\mathbf{y}} u_j^{\mathbf{y}} (u_m^{\mathbf{y}} - x_{m,t}^{\mathbf{y}})] K_{ml} \quad (4)$$

A. D. Jenkins is at the Bjerknes Centre for Climate Research, University of Bergen, Geophysical Institute, Allégaten 70, 5007 Bergen, Norway. E-mail: Alastair.Jenkins@gfi.uib.no

is minus the flux of x_j -momentum across y_l -surfaces, and

$$S_j = -\rho^y \Phi_{,l}^y K_{jl} - 2\rho^y J(\Omega \times \mathbf{u}^y)_j \quad (5)$$

is a source function representing the potential (gravity) and Coriolis forces. If ρ is constant, the potential force term can be removed from S_j and incorporated into T_{jl} as an additional term, $-\rho^y \Phi^y K_{jl}$.

The derivation of Eqs. 3–5 becomes quite straightforward if we employ the four-dimensional coordinate systems $(x_1, x_2, x_3, x_4 = t)$ and $(y_1, y_2, y_3, y_4 = t)$ (Ref. [7] section 2b).

2.3. Specific coordinate systems

Obviously, if $x_{j,t}^y = 0$, $J = 1$, and $K_{jl} = \delta_{jl}$, we recover the usual Eulerian formulation of the hydrodynamic equations. If we set $u_j^y = x_{j,t}^y$, we obtain the Lagrangian hydrodynamic equations. If we choose \mathbf{x}^y so that we can simultaneously decompose \mathbf{x}^y and \mathbf{u}^y into mean and fluctuating parts:

$$\mathbf{x}^y = \mathbf{y} + \xi^y, \quad \overline{\xi^y} = 0; \quad (6)$$

$$\mathbf{u}^y = \overline{\mathbf{u}^y} + (\mathbf{u}^y)', \quad \overline{(\mathbf{u}^y)'} = 0; \quad (7)$$

in such a way that

$$(u_j^y)' = \xi_{j,t}^y + \overline{u_l^y} \xi_{j,l}^y, \quad (8)$$

we recover the GLM equations, with $\overline{\mathbf{u}^y}$ as the generalized Lagrangian mean velocity.

2.4. A Coordinate System for Both Air and Water

The GLM representation is very elegant and powerful: unfortunately, singularities may appear in the fluctuating fields ξ^y , $(\mathbf{u}^y)'$ etc., for example, at critical levels, where the mean velocity resolved along the wavenumber direction of a wavelike component of the flow is equal to its phase propagation speed, even where there is no singularity in the flow itself. To avoid this singular behaviour it can be valuable to take the more general approach of section 2.2. In the case of wind blowing over surface waves, there may be critical levels in the atmospheric boundary layer, where the wind speed is equal to the phase speed of a wave component, and also in the near-surface region of the water column, if there is wave breaking, or if capillary rollers or bores are formed near the wave crests. It can then be useful to employ a coordinate system, such as that shown in Fig. 1, which is determined by the form of the interface, but not necessarily directly by the flow field either in the air or in the water column.

2.5. Reynolds Stress

The quantity T_{jl} in Eqs. 3–4 has the function of a stress: if the quantities τ^y , \mathbf{u}^y , etc. are split into mean and fluctuating parts, we may obtain equations similar to

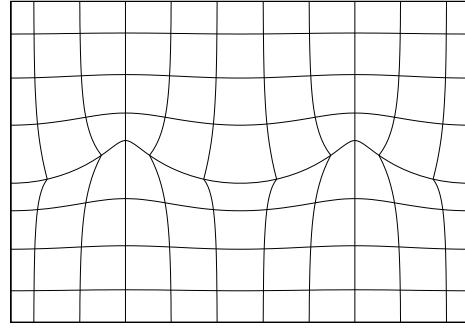


Figure 1: Example of a coordinate system, above and below a wave surface. In this particular case we have $\mathbf{x} = (y_1 - ae^{-k|y_3|} \sin(ky_1 - \omega t), y_2, ae^{-k|y_3|} \cos(ky_1 - \omega t))$. Above the interface, the coordinate system is isomorphic: below the interface $J = 1 + O((ak)^2)$.

those involving Reynolds stress for incompressible fluids in fixed coordinate systems. However, the equivalent to the Reynolds stress is normally more complicated, with many more terms, including some which involve fluctuations in the coordinate system transformation. An example, from a model which applies perturbation theory to $O((ak)^2)$, is shown in Fig. 2, in which we see that the total mean stress, which is equal to the mean turbulent shear stress $\overline{\tau_{13}}$ at the top of the boundary layer, has at the water surface a large fraction supported by the pressure-slope covariance $\overline{p' \zeta_{,1}}$. The wave-induced apparent Reynolds stress $-\rho \overline{u' w'}$ makes a moderate contribution at intermediate levels, but it can be seen that the coordinate-transformation-dependent terms $\overline{u' \zeta_{,t}}$ and $\overline{U u' \zeta_{,1}}$ make large (and oppositely-directed) contributions.

In the particular case considered here, of wind blowing over waves, it was found necessary, for simplicity in the calculation, to neglect contributions to the mean ('eddy') viscous shear stress which are of second and higher order with respect to the wave slope ak . A similar simplification was found to be necessary by Groeneweg and Klopman [8] when applying the GLM theory to wave-current interaction under the influence of viscous and/or turbulent shear stresses.

2.6. Remark on perturbation theory

Equations of motion in Lagrangian and other time-dependent curvilinear coordinates, particularly if they involve second derivatives of the velocity field, are complex, and perturbation expansions contain very many terms. Xu and Bowen [9], when treating the problem of wave-induced currents in finite water depth, avoided this problem by retaining the Eulerian representation.

An alternative method was applied by Jacobs [10] in his analysis of wind over waves. He applied the theory of domain perturbations [11], in which modified dependent variables satisfy the same equations in \mathbf{y} -coordinate space as the original variables do in the fixed Cartesian \mathbf{x} -coordinate

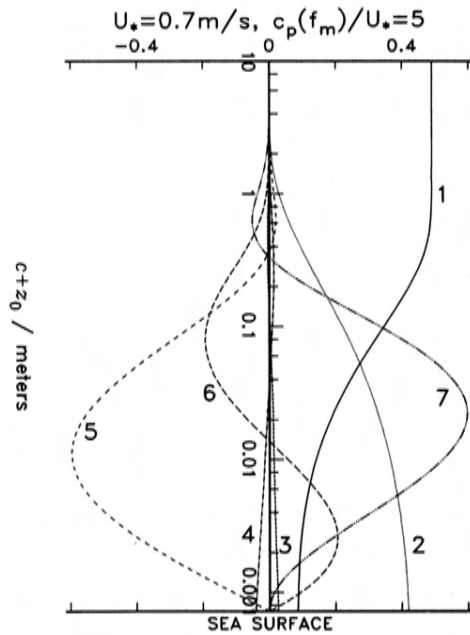


Figure 2: Computed vertical profile of the various contributions to the downward momentum flux over wind waves, calculated by the quasi-linear eddy-viscosity-based model of Jenkins [7]. 1, $\overline{\tau}_{13}/\rho$; 2, $\overline{p'\zeta_{,1}}/\rho$; 3, $-\overline{\sigma'_{11}\zeta_{,1}}/\rho$; 4, $\overline{\tau'_{13}\xi_{,1}}/\rho$; 5, $\overline{u'\zeta_{,t}}$; 6, $-\overline{u'w'}$; 7, $\overline{Uu'\zeta_{,1}}$. Notation: c is the vertical curvilinear coordinate, with $c = 0$ being the water surface—see Fig. 1; ξ and ζ are the horizontal and vertical coordinate displacements; U is the mean horizontal velocity; u and v are the horizontal and vertical velocity components; $\sigma_{jl} = \tau_{jl} + p\delta_{jl}$ is the traceless stress tensor; overbars and primes denote mean and fluctuating values with respect to the curvilinear coordinate system. (Reprinted from *Journal of Physical Oceanography*, © 1992 American Meteorological Society.)

space. The solutions to the equations are then transformed to represent the original variables by adding terms involving the perturbation expansion of the coordinate transformation. This domain perturbation method may reduce the amount of algebraic manipulation necessary, at the cost of being somewhat more difficult conceptually.

3. NEAR-SURFACE WAVE-INDUCED CURRENTS

3.1. Introduction

The computation of drift currents induced by wind and waves, in the presence of (eddy) viscosity and rotation, has been the subject of numerous studies (e.g. [1, 3, 9, 12–19]). I will restrict myself here to discussing currents near the sea surface induced only by local wind and wave action, and discuss two problems in particular: (1) the relation between viscous and inviscid wave-induced currents in the

presence of rotation; (2) the interrelationships between air–sea momentum flux and the wave generation and dissipation.

3.2. Wave-Induced Ekman Spirals and Inertial Oscillations

According to Ursell [13], it is impossible for a steady mean drift current to be generated by irrotational surface gravity waves in an inviscid, rotating ocean. This result is apparently inconsistent with the necessity of a mean drift current (Stokes drift) for irrotational waves in a non-rotating reference frame [12]. This paradox was resolved in an elegant way by Pollard [14], who found an exact solution of the Lagrangian hydrodynamic equations which was a sum of Gerstner waves [20], which are rotational but which have no mean drift, and depth-dependent inertial oscillations, so that at one phase in the inertial cycle the flow is irrotational, but Coriolis force subsequently deflects the current away from the wave direction.

Figure 3 shows what happens to the drift current due to surface waves of a single wavenumber when a small (eddy) viscosity is added to the system—the inertial oscillations, which start when a wave field propagates into the system, are gradually damped out [16]. It is conceivable that a situation like this may arise if the ocean is calm and significantly stratified. If the eddy viscosity is increased, the drift current behaves more like that in a classical Ekman layer [21, 22], with a spiral hodograph for the mean current, and Fredholm spiral time dependence for the the current at given depths. Since no wind forcing is applied, the momentum flux which drives the current is generated by the ‘viscous’ damping of the wave field, which, though specified to have a constant wave height for $t > 0$, must decay along the wave propagation direction. Note that if the ocean is initially at rest, and waves propagate into the area at time $t = 0$, the drift current ‘immediately’ increases to the appropriate ‘Stokes drift’ value.

The model which was used in these simulations is based upon a perturbation expansion of the Lagrangian hydrodynamic equations. Because of the similarity of the Lagrangian coordinate system, for short drift intervals, to the sub-surface coordinate system shown in Fig. 1, I anticipate that the same results would be obtained from an analysis based upon the latter coordinate system, or, indeed, from a GLM formulation of the problem.

3.3. Wave Generation/Dissipation and Coupling of Wave and Current Models

As discussed above, the flux of momentum into the wave field from wind forcing, and the flux of momentum from the wave field into the current when waves dissipate, must be taken into account. It is also possible under certain circumstances, such as when swell propagates in light-wind conditions, for the waves to be damped by atmospheric forcing and for the wave momentum to drive an airflow in the near-surface boundary layer [23, 24, 25]. The prob-

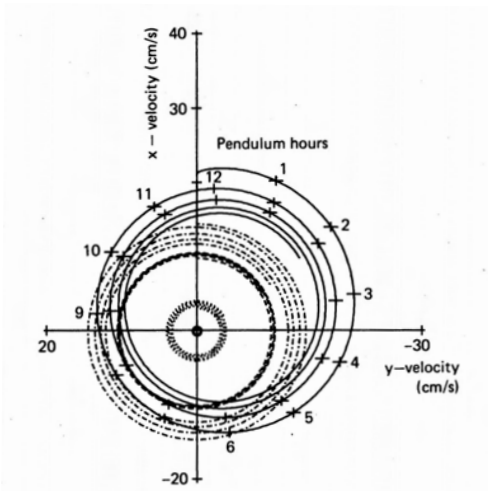


Figure 3: (After Jenkins [16].) Development in time (0 to 50 pendulum hours) of the mass transport velocity at depths of 0, 1, 2, 5, and 10 metres, after a monochromatic wave field of wave height 1.76 m propagates into the area of interest. Eddy viscosity = $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. (Reprinted from *Journal of Physical Oceanography*, © 1986 American Meteorological Society.)

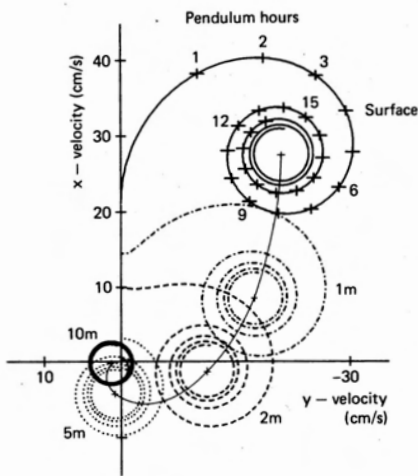


Figure 4: (After Jenkins [16].) Development in time of the mass transport velocity due to the same wave field as in Fig. 3. Eddy viscosity = $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. (Reprinted from *Journal of Physical Oceanography*, © 1986 American Meteorological Society.)

lem of wind-wave generation has been discussed by many authors (e.g. [7, 10, 26–35]); in this section I will primarily touch on the other problem, that of wave damping or dissipation.

The simplest wave dissipation case to deal with is when the (eddy) viscosity is constant. In this case, in linear deep-water gravity wave theory we may decompose the oscillatory motion into an irrotational part, which decays with depth (increasing negative y_3) as e^{ky_3} , and a rotational

component which decays rapidly with depth, as $e^{\gamma y_3}$, with $\gamma = \sqrt{\omega/(2\nu)}$, where ω is the wave angular frequency and ν is the (eddy) viscosity. In the absence of other forcing, the wave amplitude will then decay with time [36] as $\exp(-2\nu k^2 t)$, and the wave momentum will be transferred into the water column with an apparent source at the surface.

In the case where we may regard the waves as being damped by an eddy viscosity ν which varies with depth, the situation becomes more complex: we still have an irrotational oscillatory flow with an e^{ky_3} depth dependence, but the rotational component extends to greater depths [17]. Under the assumption that ν is constant within the vorticity layer which extends downwards from the surface with an e -folding depth of γ^{-1} , Jenkins [17, 37] determined that the waves decay with time according to

$$a \propto \exp \left[-2k^2 \left(\int_{-\infty}^0 2k \nu(y_3) e^{2ky_3} dy_3 \right) t \right].$$

He also found that the momentum was then transferred from waves to the current partly at the surface, at a rate given by the surface value of ν , and the rest from a diffuse source distributed within the water column as $\nu_3 e^{2ky_3}$.

It is then tempting to simulate the wave-dissipation effects of, for example, wave breaking and whitecapping (e.g. [38]), by employing a vertically-varying eddy viscosity which has the same wave-frequency-dependent wave-damping effect. Unfortunately, it is impossible to use the same eddy viscosity to damp the wave energy as one uses for the diffusion of momentum within the current field: the former must be much smaller than the latter. This can be understood in terms of the fact that the current will be affected by turbulent eddies and other motions such as Langmuir circulations, which have time scales too great to respond to ocean waves sufficiently rapidly to exert a wave-damping effect. It is therefore necessary to employ timescale-dependent eddy-viscosity profiles in order to use this approach, and this method was applied for the first time, to my knowledge, by Jenkins [39], the results being reproduced here in Figs. 5–6. It was found necessary to adjust the results of the wave model used in this simulation to ensure that its formulation of energy, momentum, and wave action conservation was consistent throughout the whole wave spectrum.

More precise formulations of this problem necessitate the analysis of detailed laboratory and/or field experiments and also realistic wave-resolving numerical simulations (e.g., [40–47]).

4. CONCLUSION

I have given here what is necessarily a very brief description of the atmosphere–wave–sea momentum flux problem, from the point of view of a modeller of near-sea-surface processes. Notwithstanding the difficulties which may arise in the analysis, the use of surface-following coordinates has its advantages, since such coordinates enable

f**5 spectral tail

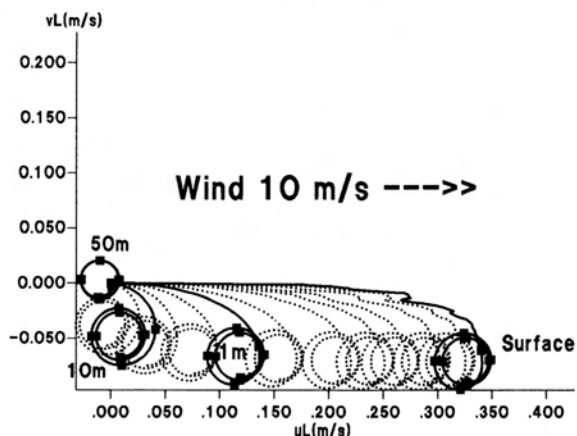


Figure 5: (After Jenkins [39].) Evolution of the surface drift current when the wave field is calculated using a spectral wave model (a 1-point version of WAM [48]). The significant wave height is initially zero, increases to 1.5 m after 9 hours and to 1.8 m after 36 hours. The rapid oscillations in the current during the first few hours may be due to the numerical properties of the version of the wave model used, and reflect the oscillations in the Stokes drift shown in Fig. 6. (Reprinted from *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, © 1989 Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie.)

Stokes drift

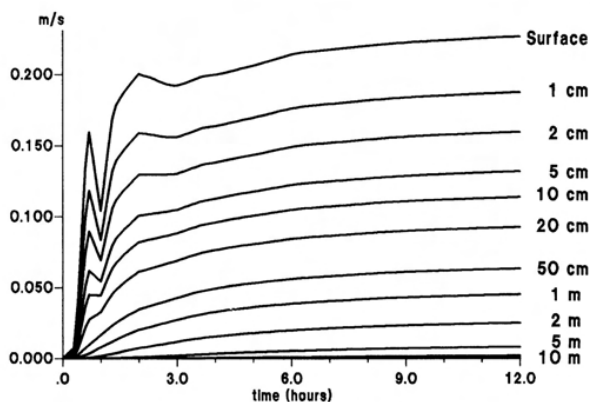


Figure 6: (After Jenkins [39].) The Stokes drift computed from the wave model results used in the coupled model runs for Fig. 6. (Reprinted from *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, © 1989 Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie.)

a fine resolution of what are expected to be large gradients in the dependent variables in the cross-interface direction. This is particularly important when considering heat and mass flux problems, since such large gradients are indeed observed [47, 49–52].

5. ACKNOWLEDGEMENTS

The author acknowledges support from the Research Council of Norway under project no. 155923/700. This is publication no. A0027 of the Bjerknes Centre for Climate Research.

6. REFERENCES

- [1] M. S. Longuet-Higgins. Mass transport in water waves. *Philos. Trans. R. Soc. Lond., Series A*, 245:535–581, 1953.
- [2] W. J. Pierson. Perturbation analysis of the Navier–Stokes equations in Lagrangian form with selected linear solutions. *J. Geophys. Res.*, 67:3151–3160, 1962.
- [3] M.-S. Chang. Mass transport in deep-water long-crested random gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 74:1515–1536, 1969.
- [4] D. G. Andrews and M. E. McIntyre. An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow. *J. Fluid Mech.*, 89:609–646, 1978.
- [5] J. L. Anderson, S. Preiser, and E. L. Rubin. Conservation form of the equations of hydrodynamics in curvilinear coordinates. *J. Comput. Phys.*, 2:279–287, 1968.
- [6] A. D. Jenkins. Conservation form of the momentum equation in a general curvilinear coordinate system. *Ocean Modelling (newsletter)*, 84:6–8, 1989. Unpublished manuscript, available from the Robert Hooke Institute, Dept. of Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics, Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford, OX1 3PU, U.K. Manuscript available for download at URL http://www.gfi.uib.no/~jenkins/papers/JenkinsAD_OM-1989-6.ps.gz.
- [7] A. D. Jenkins. A quasi-linear eddy-viscosity model for the flux of energy and momentum to wind waves, using conservation-law equations in a curvilinear coordinate system. *J. Phys. Oceanogr.*, 22(8):843–858, 1992.
- [8] J. Groeneweg and G. Klopman. Changes of the mean velocity profiles in the combined wave–current motion described in a GLM formulation. *J. Fluid Mech.*, 370:271–296, 1998.
- [9] Z. Xu and A. J. Bowen. Wave- and wind-driven flow in water of finite depth. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:1850–1866, 1994.
- [10] S. J. Jacobs. An asymptotic theory for the turbulent flow over a progressive water wave. *J. Fluid Mech.*, 174:69–80, 1987.
- [11] D. D. Joseph. Domain perturbations: The higher order theory of infinitesimal water waves. *Arch. Rational Mech. Anal.*, 51:295–303, 1973.
- [12] G. G. Stokes. On the theory of oscillatory waves. *Trans. Camb. Philos. Soc.*, 8:441–455, 1847.
- [13] F. Ursell. On the theoretical form of ocean swell on a rotating earth. *Mon. Not. R. Astron. Soc. (Geophys. Suppl.)*, 6:1–8, 1950.
- [14] R. T. Pollard. Surface waves with rotation: an exact solution. *J. Geophys. Res.*, 75:5895–5898, 1970.
- [15] J. E. Weber. Steady wind- and wave-induced currents in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:524–530, 1983.

- [16] A. D. Jenkins. A theory for steady and variable wind and wave induced currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 16:1370–1377, 1986.
- [17] A. D. Jenkins. Wind and wave induced currents in a rotating sea with depth-varying eddy viscosity. *J. Phys. Oceanogr.*, 17(7):938–951, 1987.
- [18] J. E. Weber and A. Melsom. Transient ocean currents induced by wind and growing waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 23(2):193–206, 1993.
- [19] J. E. Weber. Virtual wave stress and mean drift in spatially damped surface waves. *J. Geophys. Res.*, 106(C6):11653–11657, 2001.
- [20] F. J. Gerstner. Theorie der Wellen, 1804. *Abhandl. Kgl. Böhm. Ges. Wiss.*, Prague.
- [21] V. W. Ekman. Om jordrotationens inverkan på vindströmmar i hafvet. *Nyt Magazin for Naturvidenskab*, 40(1):1–27, 1902.
- [22] V. W. Ekman. On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, 2(11):1–52, 1905.
- [23] M. A. Donelan. Air-sea interaction. In B. LeMehaute and D. Hines, editors, *The Sea: Ocean Engineering Science*, volume 9, pages 239–292. Wiley, New York, 1990.
- [24] A. Sjöblom and A. Smedman. The turbulent kinetic energy budget over sea. *J. Geophys. Res.*, 107(C10):3142, 2002. doi: 10.1029/2001JC001016.
- [25] A. Sjöblom and A. Smedman. Vertical structure in the marine atmospheric boundary layer and its implication to the inertial dissipation method. *Bound.-Layer Meteorol.*, 2003. In press.
- [26] H. Jeffreys. On the formation of water waves by wind. *Proc. R. Soc. Lond.*, A107:189–206, 1924.
- [27] J. W. Miles. On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, 3:185–204, 1957.
- [28] O. M. Phillips. On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, 2(5):417–445, 1957.
- [29] H. Mitsuyasu and T. Honda. Wind-induced growth of water waves. *J. Fluid Mech.*, 123:425–442, 1982.
- [30] P. A. E. M. Janssen. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 19:745–754, 1989.
- [31] V. K. Makin. Numerical approximation of the parameter of wind-wave interaction. *Sov. Meteorol. Hydrol.*, (10):93–96, 1989. English translation of *Meteorol. Gidrol.* (USSR), No. 10, pp 106–108.
- [32] D. Chalikov and V. K. Makin. Models of the wave boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 63:65–96, 1991.
- [33] A. D. Jenkins. A simplified quasilinear model for wave generation and air-sea momentum flux. *J. Phys. Oceanogr.*, 23(9):2001–2018, 1993.
- [34] S. E. Belcher, J. A. Harris, and R. L. Street. Linear dynamics of wind waves in coupled turbulent air–water flow. Part 1. Theory. *J. Fluid Mech.*, 271:119–151, 1994.
- [35] V. K. Makin and V. N. Kudryavtsev. Coupled sea surface–atmosphere model. I. Wind over wave coupling. *J. Geophys. Res.*, 104:7613–7623, 1999.
- [36] H. H. Lamb. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 6th edition, 1932.
- [37] A. D. Jenkins. A Lagrangian model for wind and wave induced near-surface currents. *Coastal Engng*, 11:513–526, 1987.
- [38] K. Hasselmann. On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping. *Boundary-Layer Meteorology*, 6:107–127, 1974.
- [39] A. D. Jenkins. The use of a wave prediction model for driving a near-surface current model. *Dt. Hydrogr. Z.*, 42(3–6):133–149, 1989.
- [40] P. D. Craig and M. L. Banner. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:2546–2559, 1994.
- [41] R. Cointe and M. P. Tulin. A theory of steady breakers. *J. Fluid Mech.*, 276:1–20, 1994.
- [42] A. D. Jenkins. A stationary potential-flow approximation for a breaking-wave crest. *J. Fluid Mech.*, 280:335–347, 1994.
- [43] H. M. Nepf, E. A. Cowen, S. J. Kimmel, and S. G. Monismith. Longitudinal vortices beneath breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 100(C8):16 211–16 221, 1995.
- [44] P. D. Craig. Velocity profiles and surface roughness under breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 101:1265–1277, 1996.
- [45] E. A. Terray, M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drennan, K. K. Kahma, A. J. Williams, III, P. A. Hwang, and S. A. Kitaigorodskii. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 26:792–807, 1996.
- [46] A. D. Jenkins. Do strong winds blow waves flat? In Billy L. Edge and J. Michael Hemsley, editors, *Ocean Wave Measurement and Analysis*, volume 1, pages 494–500. American Society of Civil Engineers, 2001. Proceedings, WAVES 2001, San Francisco.
- [47] W. L. Peirson and M. L. Banner. Aqueous surface layer flows induced by microscale breaking wind waves. *J. Fluid Mech.*, 479:1–38, 2003. DOI: 10.1017/S0022112002003336.
- [48] G. J. Komen, L. Cavaleri, M. A. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P. A. E. M. Janssen. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press, 1994.
- [49] L. Memery and L. Merlivat. Modelling of gas flux through bubbles at the air–water interface. *Tellus*, 37B:272–285, 1985.
- [50] P. Schlüssel, W. J. Emery, H. Grassl, and T. Mammen. On the bulk skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, 95:13 341–13 356, 1990.
- [51] A. V. Soloviev and P. Schlüssel. Parameterization of the cool skin of the ocean and of the air–ocean gas transfer on the basis of modelling surface renewal. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:1339, 1994.
- [52] C. J. Donlon and I. S. Robinson. Observations of the oceanic thermal skin in the Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 102(C8):18 585–18 606, 1997.

TOWARDS RELIABLE BREAKING WAVE FORECASTS AT SEA

M. Banner, E. Kriezli and R. Morison

ABSTRACT

This paper summarizes our recent progress on the goal of computing the spectral distribution of wave breaking from a numerical wave model. Our approach is based on interpreting wave breaking onset as a nonlinear wave group hydrodynamic process. This has led to a significant improvement in parameterising wave breaking probability for sea waves of different scales. These developments allow the wave model to produce initial results that agree closely with recently observed breaking wave spectra. Requirements for using these findings in operational forecast models are discussed

1. INTRODUCTION

The occurrence and consequences of large breaking waves at sea has been a persistent concern for centuries of seafarers and coastal dwellers. These waves are responsible for the largest dynamic loading on ships and coastal structures, and can present a significant challenge to human safety on smaller vessels at sea. Also, air-sea interaction scientists have long sought to understand which environmental processes and variables control the relative occurrence rate (probability) and strength of breaking of the dominant sea waves. This applies not only to the dominant sea waves, but also to the shorter breaking waves in the spectrum. Motivation for the inclusion of shorter breaking waves includes improved modelling for the following key processes at the air-sea interface: the aerodynamic consequences (air-flow separation) for the wind input source function and sea surface drag coefficient; enhanced upper ocean mixing processes; increased air-sea fluxes of low-solubility gases.

Our recent results from a number of diverse studies provide strong encouragement on which processes need to be included for a reliable parameterisation of wave breaking at sea. This paper is aimed at highlighting recent progress on our ongoing efforts to reliably forecast wave breaking. Applications of this work include routine sea state forecasts of dangerous breaking wave conditions, as well as improved coupled modelling of air-sea fluxes and upper ocean mixing processes, including foam cover.

The authors are with the Centre for Environmental Modelling and Prediction in the School of Mathematics at the University of New South Wales, Sydney 2052, Australia. Email: m.banner@unsw.edu.au

2. BACKGROUND

Recent observational insight from dedicated studies of wave breaking at sea indicates that neither wind speed nor spectral peak inverse wave age U/c_p correlate breaking probability successfully [1]. It was also observed [2] that local wave properties such as local wave steepness are not able to separate breaking and non-breaking waves from observed wave height versus wave period distributions. In any event, such local indicators provide no dynamical basis for diagnosing wave breaking onset.

2.1. Wave groups and wave breaking

A significant association of wave breaking with ocean wave groupiness was first noted in the literature in [3] and investigated in detail by [2], who found a remarkably strong correlation between wave breaking and wave group structure. These findings suggest we should take a more global view of breaking than just considering local criteria, and look more closely at *group behaviour*.

2.2. Insight from modelling of 2-D nonlinear wavetrains

In [4], [5], we used two-dimensional ‘exact’ Euler equation boundary element codes (periodic domain and numerical wave tank) to track the evolution of wave group maximum and the associated local depth-integrated energy density, E . It was observed that, travelling with the group, there is a significant flux of energy towards the centre of the group - not a *steady* flux, but an oscillatory flux, due to the asymmetry of the waveform. Thus from this viewpoint, there are intrinsically two timescales involved in the process.

We proposed that the onset of breaking is linked to a threshold in the slower flux, i.e. the mean convergence rate of wave-coherent normalised energy Ek^2 (or $E/\langle E \rangle$) at the envelope maximum. Here k is the local carrier wavenumber and $\langle E \rangle$ is the mean energy of the wave group. From our results, for the typical wave groups studied, there appears to be a *threshold* non-dimensional growth rate for the local non-dimensional energy density, that can distinguish wave groups that evolve to break from those that relax without breaking, i.e. undergo ‘recurrence’.

2.3. Recent observations

It is very well known that the dominant sea waves occur routinely in wave groups, so are the ideas arising from 2-D modelling helpful. In particular, is there a parametric threshold for breaking and if so, how can we parameterise the underlying nonlinearity most simply?

The mean wave steepness is the traditional parameter used in classical wave train perturbation analysis, so this should provide an initial parameter to investigate. Following up on this possibility for the dominant sea waves, we found [6] a strong correlation and clear threshold behaviour when we correlated breaking probability with the *significant mean steepness* of the dominant waves. It was noted that averages over sufficiently long records were needed to include enough wave *groups* to gather stable statistics. Also, the breaking probability was defined as relative passage rate past a fixed point of breaking crests to total crests in spectral peak enhancement region.

2.4. Wave breaking probability in the spectrum

This is defined as the ratio of the passage rate past a fixed point of breaking crests with velocities in $(\mathbf{c}, \mathbf{c}+d\mathbf{c})$ to the passage rate past a fixed point of all wave crests with velocities in $(\mathbf{c}, \mathbf{c}+d\mathbf{c})$.

The breaking probability for wave scale c is then quantified as:

$$P(\mathbf{c}) = \frac{\int c \Lambda(\mathbf{c}) d\mathbf{c}}{\int c \Pi(\mathbf{c}) d\mathbf{c}}$$

where $\Lambda(\mathbf{c})$ = spectral density of *breaking wave* crest length per unit area with velocities in the range $(\mathbf{c}, \mathbf{c}+d\mathbf{c})$ and $\Pi(\mathbf{c})$ = spectral density of the *total wave* crest length per unit area with velocities in the range $(\mathbf{c}, \mathbf{c}+d\mathbf{c})$

To quantify the mean nonlinearity of the waves, including the higher wavenumber components above the spectral peak, following [7], we used the azimuth-integrated spectral saturation $B(k) = k^4 \int \mathbf{F}(\mathbf{k}) d\mathbf{q} = (2\pi)^4 f^5 F(f) 2g^2$ instead of significant steepness, which is only applicable at the spectral peak.

The use of azimuth-integrated $B(k)$ is complicated by broader ‘directional spreading’ as the wavenumber increases above the spectral peak, but the same qualitative threshold behaviour is evident once the spectral saturation $B(k)$ is normalized by the mean directional spreading width at wavenumber k . Application of the observed rate of spectral directional spreading with distance from the spectral peak, as reported recently in [7], provides the normalised spectral saturation $\tilde{\mathbf{S}}(k)$. The observed breaking probabilities for different centre frequencies relative to the spectral peak were constructed [8] and found to have a well-defined threshold behaviour, with a common breaking threshold value $\tilde{\mathbf{S}}_T \sim 0.0045$, as seen in Figure 1.

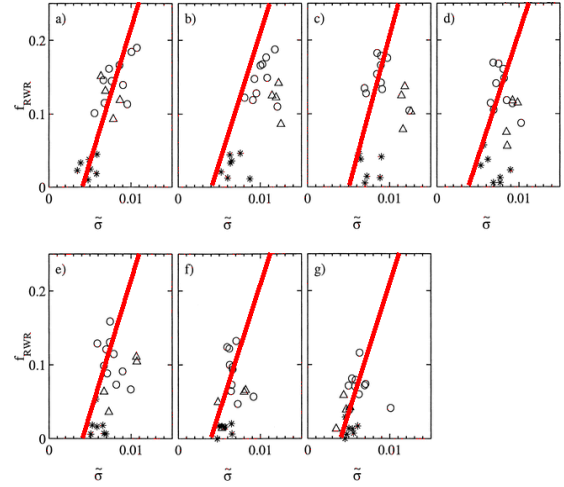


Figure 1. Breaking probability f_{WR} against $\tilde{\mathbf{S}}$, the azimuth-integrated saturation normalized by the local spectral spreading width $\theta(f_c)$ for the range of non-dimensional centre frequencies f_c/f_p investigated: (a) $f_c/f_p = 1.0$ (b) $f_c/f_p = 1.16$ (c) $f_c/f_p = 1.35$ (d) $f_c/f_p = 1.57$ (e) $f_c/f_p = 1.83$ (f) $f_c/f_p = 2.13$ (g) $f_c/f_p = 2.48$. Each data point is based on a one-hour data record from three North Pacific storms, as described in [8].

3. WAVE MODEL IMPLEMENTATION

3.1. Radiative transfer equation

The radiative transfer equation (deep water, no currents) for describing the evolution of the waveheight spectrum $F(k)$ is given by

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + \mathbf{c}_g \cdot \nabla \mathbf{F} = \mathbf{S}_{tot}$$

where $F = F(k, \mathbf{q})$ is the directional wave spectrum, c_g is the group velocity, $S_{tot} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds}$ is the total source term, in which S_{in} is the atmospheric input spectral source term, S_{nl} is the nonlinear spectral transfer source term representing nonlinear wave-wave interactions within the spectrum and S_{ds} is the spectral dissipation rate due primarily to wave breaking

3.2. New spectral dissipation rate term S_{ds}

Based on the new insight on breaking onset, we developed a refined form of $S_{ds}(\mathbf{k})$ based on the strong saturation threshold behaviour described above in section 2.4. It is based on treating waves in different directional spectral bands as nonlinear wave groups. In this form of S_{ds} , shown below, we used a power law function of the spectral saturation ratio to reflect the observed threshold behaviour, refining the form proposed in [9]:

$$S_{ds}(k, \mathbf{q}) = C[(\tilde{\mathbf{S}} - \tilde{\mathbf{S}}_T) / \tilde{\mathbf{S}}_T]^n (k/k_m) \mathbf{w}F(k, \mathbf{q})$$

where k_m is the mean wavenumber given by $\int k F(k) dk / \int F(k) dk$. The exponent n was taken as 2 based on matching to the expected high wavenumber form of $S_{in}(k)$ and the tuning constant C was chosen to provide the optimal match to observed fetch evolution of the spectral peak energy.

3.3. Exact NL computation of fetch-limited wind wave evolution

Our new S_{ds} is based on local saturation ratio in contrast to the integral wave steepness used in the quasi-linear form of S_{ds} presently used in most operational wave forecasting models. As evidenced by the excellent reproduction of the observed growth curves compiled by [10], this new form has excellent flexibility to model S_{ds} within the spectrum over the range of sea states from young to old.

3.4. Spectral breaking wave computations

Two key properties of the data are assumed in the modelling:

- (i) a common breaking probability threshold in terms of the normalised saturation $\tilde{S}(k)$ for all k in the computational domain. This is shown in Figure 2.
- (ii) the normalised crest passage rate density $c \Pi(f)$ as a function of distance from the spectral peak, as shown in Figure 3. This was assumed to be applicable for all wave ages:

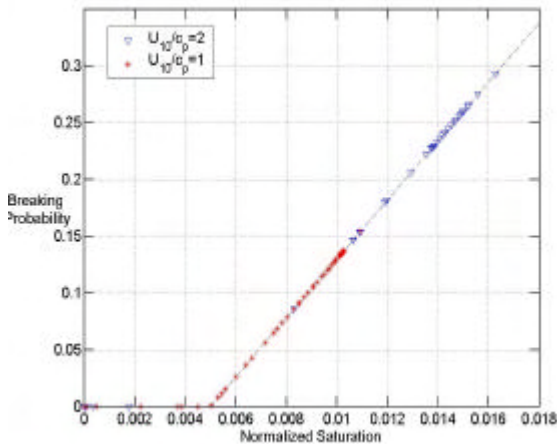


Figure 2. Assumed model threshold function for breaking probability at any scale against the local normalised spectral saturation at that scale. The symbols show the computed breaking probabilities for a young and an old wind sea during a run for $U_{10}=10$ m/s.

Initial computations of the directional wave spectrum were made for the full spectral bandwidth covering 0.06 Hz

to 1.5 Hz, for a forcing wind speed of $U_{10} = 10$ m/s. For this calculation, we used a standard parametric form of S_{in} [11], a form of the ‘exact’ form of the

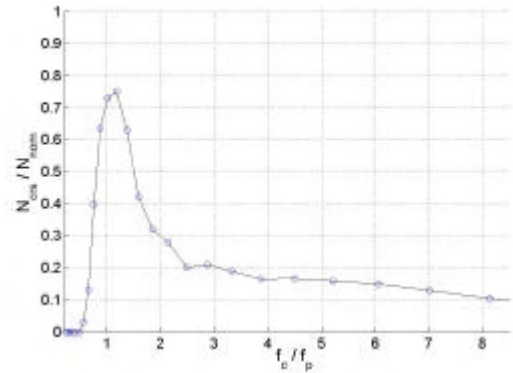


Figure 3. Assumed empirically-based relationship between actual to nominal wave crest passage rate past a fixed point against distance from the spectral peak frequency.

nonlinear source term S_{nl} due to [12] and the form of S_{ds} described in 3.2 above.

The one-dimensional transect wavenumber spectrum calculated for the old wind sea conditions reported in the observations of [13] agreed very closely in level and shape with their measurements. This close correspondence assures that the levels of spectral saturation are also in close agreement. Further, our resulting computed $\Lambda(c)$ was found to be in very close agreement with the measured spectral distribution for this case.

Present status

Further calculations at other wind speeds and wave ages are proceeding. Our goal of operational forecasts of dominant breaking wave occurrence probability will need to rely on the availability of a suitable parametric form of S_{nl} that can calculate the spectral saturation as for the ‘exact’ form. Extensive validation will be essential before this feature can be added to routine sea state forecasts.

4. CONCLUDING REMARKS

Our approach identifies nonlinear wave group dynamics as the *primary* mechanism involved in the breaking onset of 2-D deep water wave. In this framework, there appears to be a common threshold for a dimensionless mean growth rate reflecting the mean convergence rate of energy at the envelope maximum, that separates breaking from recurrent evolution, applicable in the presence of strong forcing

by wave-slope-coherent surface pressure and surface layer shear.

For the dominant wind sea, a threshold significant wave steepness relationship appears to be a good first approximation for correlating breaking probability. For different wave scales, observations indicate that if the normalised spectral saturation is used to quantify the nonlinearity, breaking probability curves show self-similar threshold behaviour at different scales. A refined form for S_{ds} based on these observations performs well in reproducing observed behaviour both at the spectral peak (integral fetch growth curves) and at the spectral tail (level, directional spreading).

Reliable predictions of the normalized spectral saturation S_N and observed distributions of total wave crest passage rates allow computations of the breaking crest length spectral density $L(c)$. Comparison of our initial computational results with recent field data is very encouraging, and has the potential to provide spectral breaking wave forecasts as part of routine wave model computations. Extending the computations to address severe sea state conditions is in progress.

Acknowledgements

The support of the Australian Research Council and the US Office of Naval Research is gratefully acknowledged.

5. REFERENCES

- [1] Gemmrich, J.R and D.M. Farmer, "Observations of the scale and occurrence of breaking surface waves", *J. Phys. Oceanogr.* 29, 2595-2606, 1999.
- [2] Holthuijsen, L.H., and T.H.C. Herbers, "Statistics of breaking waves observed as whitecaps in the open sea", *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 290-297, 1986.
- [3] Donelan, M.A., M.S. Longuet-Higgins, and J.S. Turner, "Whitecaps", *Nature* 239, 449-451, 1972.
- [4] Song, J-B and M. L. Banner, "On determining the onset and strength of breaking for deep water waves. Part 1: Unforced irrotational wave groups", *J. Phys. Oceanogr.* 32, 2541-2558, 2002.
- [5] Banner, M.L., and J-B Song, "On determining the onset and strength of breaking for deep water waves. Part 2: Influence of wind forcing and surface shear", *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2559-2570, 2002.
- [6] Banner, M.L., A.V. Babanin and I.R. Young, "Breaking probability for dominant waves on the sea surface", *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 3145-3160, 2000.
- [7] Hwang, P.A., D.W. Wang, E.J. Walsh, W.B. Krabill & R.W. Swift, "Airborne measurements of the wavenumber spectra of ocean surface waves. Part II: Directional distribution", *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2768-2787, 2000
- [8] Banner, M.L., J.R. Gemmrich and D.M. Farmer, "Multiscale Measurements of Ocean Wave Breaking Probability". *J. Phys. Oceanogr.* 32, 3364-3375, 2002.
- [9] Alves, J.H and M.L. Banner, "Performance of a saturation-based dissipation source term for wind wave spectral modelling", *J. Phys. Oceanogr.* 33, 1274-1298, 2003.
- [10] Kahma, K. and C.J. Kalkoen, Reconciling differences in the observed growth of wind-generated waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 1389-1405, 1992.
- [11] Yan, L., "An improved wind input source term for third generation wave modelling", KNMI Scientific. Rept. WR-87-8, 1987.
- [12] Tracy, B.A. and D.T. Resio, "Theory and calculation of the nonlinear energy transfer between sea waves in deep water", WIS Rept 11, US Army Engineer waterway Experiment Station, 1982.
- [13] Melville, W.K. and P. Matusov, "Distribution of breaking waves at the ocean surface". *Nature*, 417, 58-63, 2002.

SOME NEW OBSERVATIONS REGARDING THE ATTENUATION AND GROWTH WIND-FORCED WAVES

W.L. Peirson

ABSTRACT

Recent studies of the wind-induced development of narrow-banded wave fields are described.

Re-analysis of laboratory measurements gathered over the past 35 years shows a strong and systematic relationship between energy flux to the waves and the total momentum flux from the wind. Normalising wave growth in terms of wind stress and wave speed provides a much better collapse to the data in relation to mean wave steepness (ak) than in the form suggested by the Miles critical layer theory.

When the wind direction is opposite to that of the waves, at wave high steepness the observed rates of wave attenuation are greater than can be achieved by wind-induced form drag alone. Some other process (presumably hydrodynamic) plays a key role in wave attenuation.

Further studies are required to identify and quantify the cause of this observed rapid attenuation of waves due to opposing winds. Current numerical representations of the development of spatially- and temporally-varying wave fields do not include such processes.

When the wind and wave directions are aligned, observed wave growth rates are consistent with the levels of form drag observed for flow over solid hills. This implies that form drag is the dominant contributor to wave growth for $0.05 < ak < 0.25$ and a defined normalised wave growth rate increases quadratically with ak . Once ak exceeds 0.25, current evidence is that the form drag saturates at a value of approximately 0.8 of the total drag.

Representations of wind-wave development in terms of sheltering coefficients should be possible and further studies are required to resolve this issue. Further work is required to confirm observationally the findings of this study and extend these to high wave steepnesses and wave fields incorporating a wider range of spectral frequencies.

1. INTRODUCTION

There are three aspects of ocean wave behaviour that have motivated the quest to predict the response of surface waves to the non-uniform spatial and temporal wind fields of the open ocean:

- a concern for the safety of seafarers, shipping, maritime and coastal structures;
- the need to understand the key role of waves in ocean surface behaviour particularly with regard to transport and fate of antropogenically-generated contaminants; and,
- to obtain quantifiable data from remotely-sensed imagery, the interaction between electromagnetic radiation and ocean waves must be correctly understood.

Adhering to the notation of [3] (Section I.2.5, p.25ff), the development of the wave field is generally described by the wave energy balance equation:

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \overline{c_g(f, \theta)} \cdot \nabla F(f, \theta) = S_{in}(f, \theta) + S_{nl}(f, \theta) + S_{diss}(f, \theta) \quad (1)$$

where $F(f, \theta)$ is the wave energy density at frequency f and in direction θ , S_{in} is the energy input from the wind, S_{nl} are non-linear energy transfers between wave frequencies due to wave-wave interactions and S_{diss} (a negative quantity) is the loss of energy from the wave field (assumed due to breaking or viscosity). Equation 1 uses the total derivative and therefore considers changes moving with the group velocity of the waves.

The purpose of this contribution is to consider the interaction between wind and waves denoted by S_{in} in Equation 1 with winds aligned ($\theta=0^\circ$) or opposed ($\theta=180^\circ$) with the direction of wave propagation. It has proved difficult theoretically or experimentally to examine wave response to oblique winds in spite of their significance [1].

Over the past 47 years, theoretical consideration of wave response to wind has been dominated by a critical layer theory (e.g. [4], [5]). According to this theory, wave growth occurs due to a redistribution of vorticity from circulatory motions in the air when moving in a frame of reference with the wave.

This theoretical analysis was synthetically examined [6] using four measurement data sets derived from [7], [8], [9], [10]. It was concluded that non-dimensional measured growth rates were dependent wave age, consistent with critical layer theory but the measured rates of wave growth were a factor of 2 larger.

Many studies have examined this disparity between theoretical and measured growth rates [12] but an adequate explanation has remained elusive. This contribution reviews previously measured data and describes the findings of some recent studies of the

W. Peirson, Water Research Laboratory, School of Civil and Environmental Engineering, The University of New South Wales, King St., Manly Vale NSW 2093, AUSTRALIA. E-mail: W.Peirson@unsw.edu.au

magnitude of the observed wave response to applied wind forcing [1] and [2].

2. MEASURED WAVE GROWTH AND ATTENUATION DATA

There are three primary measurement techniques of the development in wave energy due to wind input:

- *radar* - there is a linear relationship between the power of the radar return from water surfaces and amplitude of water waves comparable in length with the radar microwaves themselves (provided $ak < 0.01$). This technique measures the equivalent of $\partial F / \partial \alpha$ [7, p. 418]. Use of radar to obtain reliable values of S_{in} , is restricted to initial wavelet generation to avoid contamination by other terms.
- *pressure measurement in the air* - This technique assumes that the primary drag contributor to S_{in} is wind-induced form drag.

The form drag is estimated by extrapolation of pressures measured in the air to the surface and correlation with wave slope. This technique has been developed to incorporate pressure probes that follow the surface closely with appropriate corrections for the vertical motion of the air column within the instrument [11].

- *spatial changes of total wave energy* - changes in the local energy density along a fetch induced by a steady wind ($\partial F / \partial x$) can be obtained from surface elevation measurements. For wind-forced monochromatic wave fields, [16] has shown that S_{nl} is negligibly small. If there is also no breaking, S_{in} can be obtained if appropriate allowance is made for viscous energy loss from the wave field [17].

As discussed earlier, the conclusions of [6] were based on the data of [7], [8], [9] and [10]. Figure 1 shows these data sets in the form proposed by [6]. In [2], these data sets were re-examined and it was found

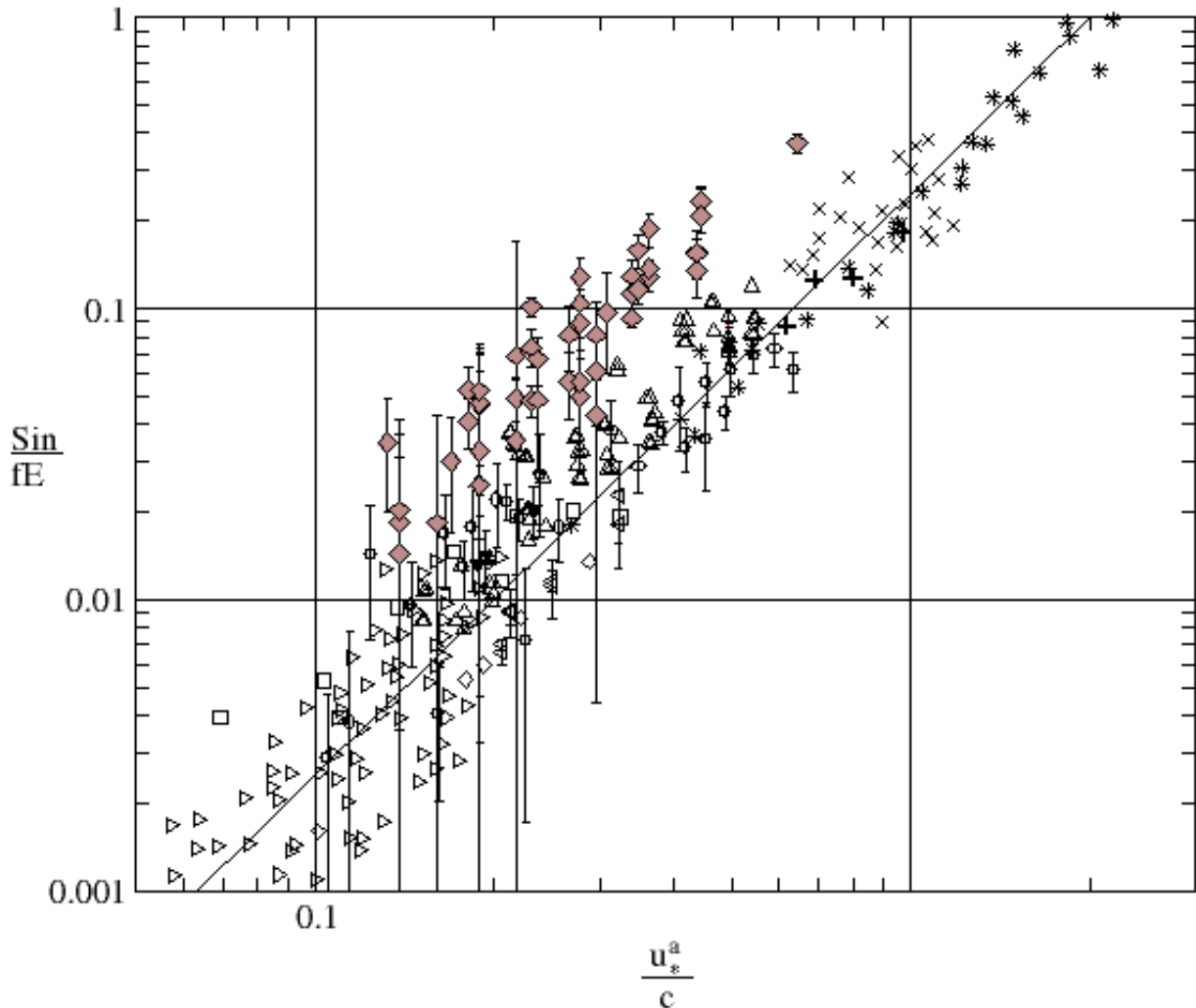


Figure 1. Wave growth data with best fit (solid line) as assembled in [6]: asterics, laboratory radar measurements [7]; x, laboratory air pressure data [10]; diamonds, laboratory air pressure measurements [8]; triangles to right, field air pressure measurements [9]. Added are data obtained by other investigators: solid circles, laboratory wave energy measurements [14]; squares, laboratory wave energy measurements [15]; +, laboratory air pressure measurements [18]; triangles to left, laboratory wave energy measurements [16]; upright triangles, laboratory wave energy measurements [17], 1982; downward pointing triangles, laboratory air pressure measurements [19]. Error bars have been included where possible. Wave attenuation data obtained by Peirson *et al.* (2003) shown as grey diamonds.

that:

- The growth of small initial wavelets is accompanied by laminar-turbulent transitions in the near surface water currents [12] making it inappropriate to examine radar measurements of growth of very small waves in terms of the mechanisms proposed by [4].
- The pressure measurement data of [10] were reanalysed and found to suggest considerably lower values of wind input than obtained by [6].
- [8] describes a study undertaken using pressure measurements that was complementary to spatial wave energy density measurements reported by [13]. Although there was approximately a factor of 3 difference between the wave growth rates obtained by these studies, this disparity was never reconciled.

Two other data sets available from the literature ([13/14] and [15]) were not considered by [6] that specifically sought to examine the veracity of critical

energy density. Other similar data sets have since been published [16], [17]. These measurement data have been added to Figure 1.

Measurements of form drag over steep waves have been obtained by [18] and [19] that yield values of S_m that can also be incorporated in Figure 1. Notably, [18] examines the changes in form drag over steep waves across the transition to microscale breaking.

Reported wind energy input obtained from field pressure measurements [20] indicate levels consistent with the earlier study of [9]. However, when the wind was in opposition to the waves, no decay of the wave field was indicated by [20].

In contrast, spatial measurements of wave energy density indicate strong wave attenuation by opposing wind [1]. As an opposing wind field cannot obtain energy from the wave field, energy must be extracted from the wind field and dissipated as turbulence in the air or mediated to generate subsurface currents or turbulence. Consequently, it is not clear whether the effects of

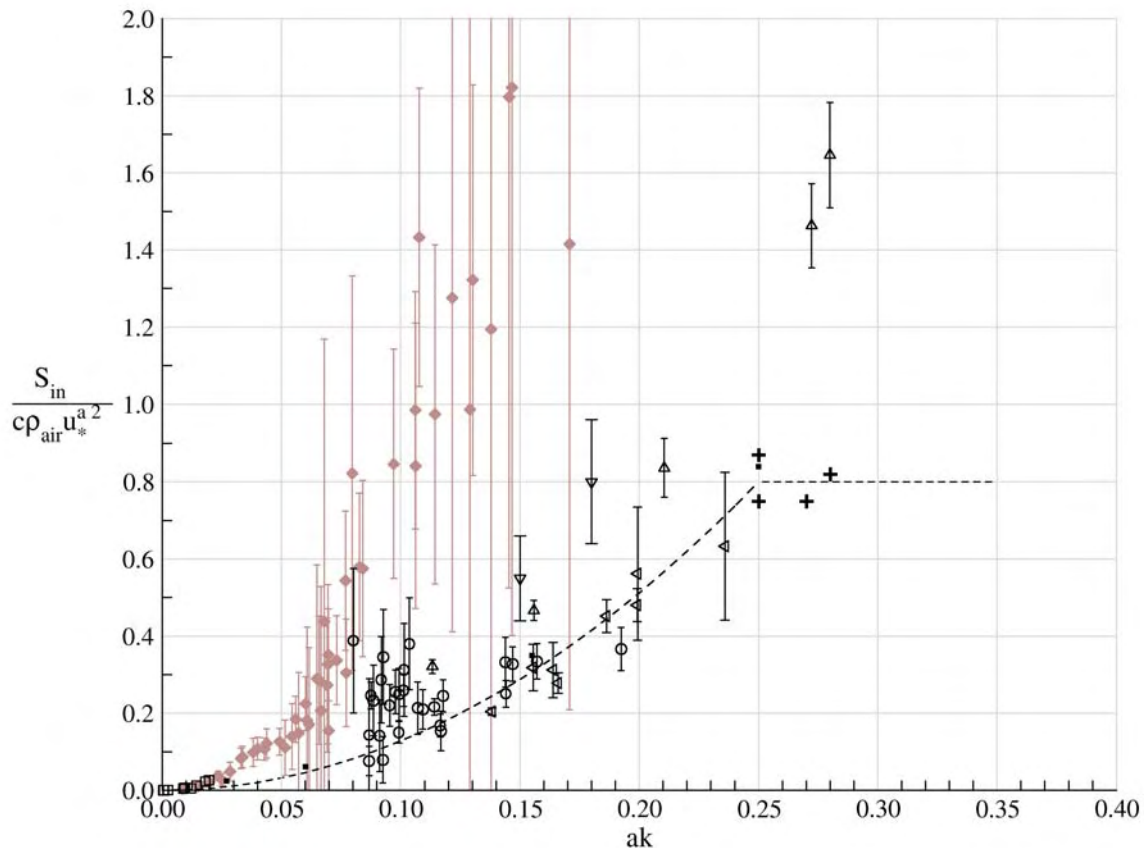


Figure 2. Rate of wave energy gain (or loss) as a proportion of total wind stress multiplied by wave speed presented as a function of mean wave steepness: Rate of wave energy loss due to opposing winds shown as solid grey diamonds [1]. Growth data: solid circles, laboratory wave energy measurements [14]; squares, laboratory wave energy measurements [15]; +, laboratory air pressure measurements [18]; triangles to left, laboratory wave energy measurements [16]; upright triangles, laboratory wave energy measurements [17]; downward pointing triangles, laboratory air pressure measurements [19]. Error bars have been included where possible. Dashed line approximates drag behaviour over solid hills [21].

term or as a contribution to S_{diss} . Herein, it is quantified as a negative S_{in} term for comparison with growth data.

3. ANALYSIS

In [6] the uncertainty placed on the line of best was $\pm 50\%$ but with this additional data included, the uncertainty appear to be considerably larger than this with some data lying up to a factor of 3 above the previously determined line of best fit.

It had been proposed by [21] that the primary contribution to wave development was due to sheltering of the leeward faces of the waves (with processes similar to those observed over solid hills) rather than critical layer effects.

Exploring this idea with reference to wave attenuation by wind, [1] normalised measurements of the attenuation of monochromatic waves exposed to a steady opposing wind and expressed as the quantity:

$$\left| \frac{S_{in}}{c\rho_{air}u_a^{*2}} \right| = \frac{\tau_{form}}{\tau_{total}} \quad (2)$$

This quantity was plotted as a function of the mean wave steepness ak and a remarkable degree of collapse was observed. This data is shown in Figure 2.

There are two notable features of the data in this form:

- once ak exceeds approximately 0.03, the rate of energy loss from the wave field systematically diverges from the amount of energy that would be lost if the form drag was identical to that observed over solid hills [21] indicated by the dashed line in Figure 2.
- the energy lost from the wave field is greater than can be supported if all total wind stress was mediated as form drag if ak exceeds 0.1. This result was not expected but suggests some hydrodynamic interaction between the waves and subsurface currents. Significant differences in current and momentum flux behaviour have been observed when the waves are aligned or opposed to the wind by [22] consistent with the predictions of [23].

An investigation of the role of sheltering in wave growth has also recently been completed [2]. It was found that relatively few measurement studies of wave growth ([14], [15], [16], [17], [18] and [19]) reported sufficient information from which wave steepness values could be calculated. These data have been included in Figure 2. The following comments can be made regarding these growth data:

- Waves (at least when there are significant differences in wind and wave speed) exhibit growth that is consistent with the form drag behaviour similar to that of solid hills.
- The growth rates obtained from [14] appear to be overestimates at low steepnesses due to the limited signal processing techniques used to

extract the swell energy and contamination by short wind waves.

- At high wave steepnesses ($ak \sim 0.25$), the evidence from [18] is that the form drag as a proportion of the total drag saturates at a value of approximately 0.8.
- This consistency between the wave growth at $ak > 0.1$ observed in [14] and [16] with the air pressure measurements of [18] supports the view that form drag plays the dominant role in wave growth at moderate to high steepnesses.
- The results of [17] and [19] are inconsistent with the other studies and further examination of their results is warranted.
- It can also be observed that rates of wave growth and attenuation at $ak < 0.02$ increase more rapidly than quadratically with ak suggesting that other processes may be important at these low steepness levels.

4. CONCLUSIONS AND RECOMMENDATIONS

Recent studies of wind-forced, narrow-banded waves have shown that a strong relationship exists between energy flux to the waves and the total momentum flux from the air.

Normalising wave growth data in terms of wind stress and wave speed provides a much better collapse to the data in relation to ak than in the form proposed by [4] and [6].

When the wind is in the opposite direction to that of wave propagation, the observed rates of attenuation are greater than can be supplied by form drag at high steepness. This implies that some other process (presumably hydrodynamic) plays a key role in wave attenuation.

If the wind and waves are aligned, observed wave growth rates consistent with the levels of form drag observed for flow over solid hills. This indicates that form drag is the dominant contributor to wave growth. Whilst ak remains less than 0.25, the normalised wave growth rate increases quadratically with ak and saturates at a value of approximately 0.8 when the mean wave steepness becomes greater than 0.25.

Further studies are required as follows:

- To identify and quantify the cause of this observed rapid attenuation of waves due to opposing winds. At present, numerical representations of the development of spatially- and temporally-varying open ocean wave fields do not consider such processes important.
- The observed development of form drag implies that representations of wind-wave development in terms of sheltering coefficients should be possible. Studies are required to investigate this issue.
- To confirm observationally the findings of this study and extend these to high wave steepnesses

and wave fields incorporating a wider range of spectral frequencies.

5. REFERENCES

- [1] Peirson, W.L., Garcia, A.W. and Pells, S.E. (2003) Water wave attenuation due to opposing wind. *J. Fluid Mech.* **487**, 345-365.
- [2] Peirson, W.L. and Belcher, S.E. (2003) *On The Relationship Between Energy Waves And Momentum Flux From Wind To Slow Water Waves*. Research Report 218, Water Research Laboratory, The University of New South Wales, February.
- [3] Komen, G.J., Cavaleri, M., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S., and Janssen, P.A.E.M. (1994) *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. CUP.
- [4] Miles, J.W. (1957) On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, **3**, 185-204.
- [5] Miles, J.W. (1996) Surface-wave generation: a viscoelastic model. *J. Fluid Mech.*, **322**, 131-145.
- [6] Plant, W.J. (1982) A Relationship between Wind Stress and Wave Slope. *J. Geophys. Res.* **87**, No. C3, 1961-1967, March 20
- [7] Larson, T.R. and Wright, J.W. (1975) Wind-generated gravity-capillary waves: laboratory measurements of temporal growth rates using microwave backscatter. *J. Fluid Mech.* **70**, part 3, 417-436
- [8] Shemdin, O.H. and Hsu, E.Y. (1967) Direct Measurements of aerodynamic pressure above a simple progressive gravity wave. *J. Fluid Mech.*, **30**, 403-416
- [9] Snyder, R.L., Dobson, F.W., Elliott, J.A. and Long, R.B. (1981) Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *J. Fluid Mech.* **102**, 1-59
- [10] Wu, H-Y, Hsu, E-Y and Street, R.L. (1979) Experimental Study of Nonlinear Wave-Wave Interaction and White-cap Dissipation of Wind-Generated Waves. *Dyn. of Atmos. and Oceans*, **3**, 55-78
- [11] Donelan, M.A. (1999) Wind-Induced Growth and Attenuation of Laboratory Waves in *Wind-over-Wave Couplings: Perspectives and Prospects*. Sajjadi et al. (Ed.) pp. 183-194. Clarendon
- [12] Caulliez, G., Ricci, N., Dupont, R. (1998) The generation of the first visible wind waves. *Physics of Fluids*. Vol. **10**, No. 4, April.
- [13] Bole, J.B. and Hsu, E.Y. (1969) Response of gravity water waves to wind excitation. *J. Fluid Mech.* **35**, 657-675
- [14] Bole, J.B. (1967) *Response of gravity water waves to wind excitation*. Ph.D. thesis. Dept. of Civil Engineering, Stanford University.
- [15] Wilson, W.S., Banner, M.L., Flower, R.J., Michael, J.A. and Wilson, D.G. (1973) Wind-induced growth of mechanically generated water waves. *J. Fluid Mech.*, **58**, 435-460
- [16] Bliven, L.F., Hwang, N.E. and Long, S.R. (1986) Experimental study of the influence of wind on Benjamin-Feir sideband instability. *J. Fluid Mech.* **162**, 237-260
- [17] Mitsuyasu, H. and Honda, T. (1982) Wind-induced growth of water waves. *J. Fluid Mech.*, **123**, 425-442
- [18] Banner, M.L. (1990) The influence of wave breaking on the surface pressure distribution in wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.* **211**, pp 463-495
- [19] Mastenbroek, C., Makin, V.K., Garat, M.H. and Giovanangeli, J.P. (1996) Experimental Evidence of the rapid distortion of turbulence in the air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **318**, 273-302
- [20] Hasselmann, D. and Bösenberg, J. (1991) Field measurements of wave-induced pressure over wind-sea and swell. *J. Fluid Mech.*, **230**, 391-428.
- [21] Belcher, S.E., and Hunt, J.C.R., (1993) Turbulent shear flow over slow waves. *J. Fluid Mech.* **251**, 109-148
- [22] Mizuno, S. (2002) Effects of counter-swell on both the mean current and turbulence structure below the wind-waves. *Gas Transfer at Water Surfaces*. Geophysical Monograph 127, AGU.
- [23] Leibovich, S. (1983) The form and dynamics of Langmuir circulations. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15**, 391-427

THE WAVE-DRIVEN OCEAN CIRCULATION: BASIC FORMALISM AND APPLICATIONS TO SURFACE DRIFT

F. Ardhuin, B. Chapron and T. Elfouhaily

ABSTRACT

The effects of surface gravity waves on the mean flow is given using Hasselmann's interaction stresses on a rotating earth, including (eddy) viscosity. These effects are eventually parameterized empirically using a state of the art wave model, giving a practical way of combining wave and circulation models, as previously proposed by Jenkins. This formalism is then applied to surface drift, in homogenous conditions, combining a 1-D mixed layer model, with output from a third generation wave model.

1. MODIFIED SHALLOW-WATER EQUATIONS

1.1. A short review

Separating wave and mean flow momentum and mass transport, Hasselmann derived modified shallow-water equations to investigate wave-driven inertial oscillations [1] and the effect of short waves riding on longer waves [2]. This formalism is a generalization of Longuet-Higgins and Stewart's radiation stresses [3], and can be used for applications in the nearshore (wave-induced longshore current, set-up, and infragravity waves), as well as in the open ocean. Other approaches have led to full three-dimensional Reynolds-averaged equation with wave forcing, using Lagrangian coordinates in order to represent motions averaged over vertical scales smaller than the wave heights ($O(10\text{ m})$). This approach allows to resolve the very strong vertical shear in the drift current at the surface, and, among other applications it is relevant to the problem of surface drift or the interpretation of remote sensing based on a doppler shift analysis (HF-radars, interferometric SAR, analysis of RAR doppler centroid anomaly). This Lagrangian formalism was pioneered by Peirson [4] and perfected by Weber [5] and Jenkins [6], [7]. It generally breaks down for large times as the Lagrangian coordinates are stretched further and further away from their initial position. This problem is avoided by 'reconnecting' the La-

grangian coordinated to the Eulerian coordinates at regular intervals [7] or by using a properly defined Generalized Lagrangian Mean [8], [9]. This type of formalism gives a coherent and practical description of the drift current as a mean Lagrangian displacement field attached to a fixed Eulerian coordinate frame. For small wave slopes and non-divergent Stokes drift it reduces to some form of Craik-Leibovich equations [10], that is often used to investigate the enhanced vertical mixing occurring close to the surface as a consequence of waves and vertical current shear, associated to Langmuir circulations.

1.2. Following Phillips, Hasselmann and Garrett

Here we first consider depth-integrated equations derived using Hasselmann's formalism [11]. Following his notations we use dummy Greek indices α and β for the horizontal components x and y , denoted with indices 1 and 2. Latin indices i and j refer to Eulerian coordinates x , y , and z , denoted with indices 1, 2, and 3. Hasselmann's tour de force was to define a simple decomposition of the total horizontal mean momentum vector $\overline{\mathbf{M}} = (\overline{M_1}, \overline{M_2})$, averaged over flow realizations, into a surface layer mean and water column mean,

$$\overline{\mathbf{M}} = \mathbf{M}^m + \mathbf{M}^w, \quad (1)$$

with

$$M_\alpha^m = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho_w u_\alpha dz}, \quad (2)$$

and

$$M_\alpha^w = \overline{\int_{\zeta}^{\zeta} \rho_w u_\alpha dz}, \quad (3)$$

where $\zeta(x, y)$ is the position of the free surface, (u_x, u_y) is the horizontal velocity vector.

On a rotating earth the Coriolis force enters the wave momentum balance. Keeping only the vertical component f of the Coriolis parameter, and averaging over several wave periods, this force is simply the vector product of $\mathbf{f} = (0, 0, f)$, oriented vertically, and the mass flux in the 'surface layer', between $\overline{\zeta}$ and ζ . This surface layer mass flux is sometimes called the Stokes mass transport, \mathbf{M}^{st} and is equal, by definition, to \mathbf{M}^w . Therefore this Coriolis force is:

$$-\mathbf{f} \times \mathbf{M}^{\text{st}} = -\mathbf{f} \times \mathbf{M}^w. \quad (4)$$

F. Ardhuin is at SHOM, Centre Militaire d'Océanographie, 13 rue du Chatellier, 29609 BREST Cedex. E-mail: arduin@shom.fr

B. Chapron are with the Laboratoire d'Océanographie Spatiale, Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la Mer, 29200, Plouzané, France. E-mail: bertrand.chapron@ifremer.fr

T. Elfouhaily is at CNRS/IRPHE, Laboratoire Interactions Océan-Atmosphère (IOA), 163 avenue de Luminy, 13288 Marseille Cedex 9. E-mail: elfouhaily@pollux.irphe.univ-mrs.fr

Now, the Coriolis force also comes into the instantaneous wave momentum balance, imposing a (rotational) transversal component (u_1^t, u_2^t) , i. e. perpendicular to the wave propagation direction, on top of the usual (irrotational) wave velocity (u_1^w, u_2^w, u_3^w) . This transversal component \mathbf{u}^t with a magnitude that is f/ω times that of \mathbf{u}^w [12], where ω is the wave radian frequency, so that $|\mathbf{u}^t| \approx 10^{-4} |\mathbf{u}^w|$. Other negligible effects of the Coriolis force were derived by Backus [13].

However small, \mathbf{u}^t is in phase with the vertical velocity u_3^w , so that on a rotating earth, the mean product $(\langle u_1^t u_3^w \rangle, \langle u_2^t u_3^w \rangle)$ of horizontal and vertical velocity fluctuations (including wave motion) has the extra term $(\langle u_1^t u_3^w \rangle, \langle u_2^t u_3^w \rangle)$, that is equal to $\mathbf{f} \times \mathbf{M}^w$ at $z = 0$. For the sake of simplicity we chose to remove this particular correlation term, that we shall call ‘Hasselmann stress’ \mathbf{T}^H , from the stress $\hat{\mathbf{T}}^{\text{int}}$ defined by Hasselmann. Thus his interaction stress in a non-rotating frame is mathematically equal to our interaction stress in a rotating frame that we define as

$$\hat{\mathbf{T}}_{\alpha}^{\text{int}} = \left[T_{\alpha 3}^{\text{int}} - \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_{\beta}} T_{\alpha \beta}^{\text{int}} - \frac{\partial M_{\beta}^w}{\partial x_{\beta}} \bar{u}_{\alpha} \right]_{z=\bar{\zeta}} - T_{\alpha}^H, \quad (5)$$

with

$$T_{ij}^{\text{int}} = \overline{u_3'^2} \delta_{ij} - \overline{u_i' u_j'}. \quad (6)$$

The vertical divergence of the Hasselmann stress \mathbf{T}^H is identical to the part of Craik and Leibovich’s 1976 vortex force that is due to planetary vorticity.

Hereinafter velocity fluctuations are treated as wave velocity only. Turbulence can be included in the present derivation by further separating these fluctuation into waves and turbulence, or representing it by an eddy viscosity in the mean flow equations.

The wave momentum evolution equation in a non-rotating frame is given by is not modified in a rotating frame because the depth-integrated Coriolis force acting on the surface layer (4) is equal to $-\mathbf{f} \times \mathbf{M}^w$ and thus cancels the divergence of the Hasselmann stress that we have removed from our definition of $\hat{\mathbf{T}}^{\text{int}}$.

The water column mean momentum equation and mass conservation take the form of averaged shallow-water equations including explicit parameterization of the wave effects on the mean flow. Although Hasselmann (1970) makes clean separation of wave momentum and mean flow momentum, giving interaction terms that correspond to genuine momentum exchange between the two (see also Kudryavtsev 1994), we now prefer to go back to the total momentum equation of Phillips (1977) to obtain the water column momentum \mathbf{M}^m by subtracting the surface layer (wave) momentum, including the Coriolis force (as done by Garrett 1976) and viscosity [11], and neglecting wave bottom pressure terms,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}^m}{\partial t} &= \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}^m - f_3 \mathbf{e}_3 \times \mathbf{M}^m + \overline{p^a} \nabla \bar{\zeta} \\ &+ (p^m + gh)_{-h} \nabla h + \mathbf{T}^a - \mathbf{T}^b \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- f_3 \mathbf{e}_3 \times \mathbf{M}^w + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}^{\text{rad}} + \boldsymbol{\tau}^{\text{rad}2}) \\ &- \frac{\partial \mathbf{M}^w}{\partial t}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho_w \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial M_{\alpha}^m}{\partial x_{\alpha}} = - \frac{\partial M_{\alpha}^w}{\partial x_{\alpha}}. \quad (8)$$

where $\boldsymbol{\tau}^m$ is a horizontal tensor that contains mean momentum advection terms, \mathbf{T}^a mean-flow pressure gradients (including hydrostatic pressure) and viscous stresses,

$$\begin{aligned} \tau_{\alpha\beta}^m &= - \int_{-h}^{\bar{\zeta}} \rho_w (\bar{u}_{\alpha} \bar{u}_{\beta}) + \delta_{\alpha\beta} (p^m - \rho_w g z) \\ &+ \mu_w \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial x_{\beta} \partial x_{\beta}} dx_3, \end{aligned} \quad (9)$$

\mathbf{T}^a is the usual wind stress vector, equal to the total atmosphere to ocean momentum flux, and \mathbf{T}^b is the bottom stress vector, equal to the total ocean to bottom momentum flux. These two stresses are already included in ocean circulation models, but they may be strongly affected by waves [17], [18], [19], [20].

The last three terms in (7) represent direct wave effects on the mean flow that are not represented in current ocean-circulation models. In steady quasi-geostrophic conditions, the divergence of the Hasselmann stress $\partial \mathbf{T}^H / \partial x_3 = -\mathbf{f} \times \mathbf{M}^w$, will drive a mean Eulerian transport that will exactly balance the Stokes drift, giving a zero Lagrangian wave-induced transport. In other conditions, such as variations in time of the wave field, the Lagrangian wave-induced transport may not be balanced and waves may drive net mass transports [1], [21].

In the terms before last,

$$\tau_{\alpha\beta}^{\text{rad}} = \rho_w g \int F(\mathbf{k}) \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{C_g}{C} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{C_g k_{\alpha} k_{\beta}}{C k^2} \right] d\mathbf{k}, \quad (10)$$

$$\tau_{\alpha\beta}^{\text{rad}2} = U_{\alpha} M_{\beta}^w + U_{\beta} M_{\alpha}^w, \quad (11)$$

represent effects of the wave field gradient, and the last term $\partial \mathbf{M}^w / \partial t$ represents the wave field as a ‘momentum buffer’ for the mean flow, storing momentum when wave grow, and releasing momentum when wave are dissipated. This is, in a way, a representation of the non-local forcing of the ocean by the wind, as momentum is first advected in the wave field before being imparted to the ocean circulation. Garrett [16] showed that these wave terms can be transformed into the vortex force of the Craik-Leibovich equation, with an additional term that involves the divergence of the Stokes drift.

An exact decomposition into ‘buffer’ and ‘gradient’ terms is best done with Hasselmann’s 1970 interaction stress and surface layer stress. Indeed the radiation stress involves both mean flow and wave momentum even though it is expressed as a wave quantity. The present notation is thus convenient but it does not clearly show the correspondence between wave momentum terms and terms in the wave action balance equation that we will now use.

1.3. Practical parameterization

The practical power of this derivation is unleashed when one realizes that wave momentum is closely related to wave energy or action. These are the quantities used in operational wave models, based on a phase-averaged spectral energy balance (these models will be referred to as ‘WAM-type models’). For weak currents, with velocities U much smaller than the phase speed, the energy balance equation [22], [23], used in WAM-type models, can be used instead of the action balance equation. Using a quasi-linear description of the wave field we have

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{C}_g \cdot \nabla_{\mathbf{x}} F + \mathbf{C}_k \cdot \nabla_{\mathbf{k}} F = S_{\text{in}} + S_{\text{dis}} + S_{\text{nl}}. \quad (12)$$

where $\nabla_{\mathbf{x}}$ and $\nabla_{\mathbf{k}}$ denote the horizontal gradients in the physical and spectral space respectively, \mathbf{C}_g and \mathbf{C}_k are the wave energy advection vector velocities in physical space (the group speed) and wavenumber space, and F is the wave energy spectral density so that the wave energy E (in joules per meter squared) is,

$$E(\mathbf{x}, t) = \rho_w g \int_{\mathbf{k}} F(\mathbf{k}, \mathbf{x}, t) d\mathbf{k}, \quad (13)$$

with \mathbf{x} and \mathbf{k} the horizontal position and wavenumber vectors. The source terms S_{in} , S_{dis} and S_{nl} parameterize the transfer of energy from the atmosphere to the wave field, the dissipation of wave energy due to surface processes (water and air viscosity, whitecapping), and the redistribution of energy between wave components due to the wave non-linearity, respectively. Other processes specific to shallow water can be represented by additional source terms.

With this definition the mean wave momentum is

$$\mathbf{M}^w = \rho_w g \int_{\mathbf{k}} \mathbf{k} F / (kC) d\mathbf{k}, \quad (14)$$

where C is the wave phase speed, a function of water depth and wave number magnitude k . By definition \mathbf{T}^a is the total wind stress (including the momentum flux from swell to the atmosphere) and thus the momentum lost by the waves $\rho_w g \int_{\mathbf{k}} S_{\text{dis}} / C d\mathbf{k}$ is entirely given to the mean ocean flow and not the atmosphere. This type of parameterization was also introduced by Jenkins [7]. If the integration is performed over the entire wave number range, from zero to infinity, S_{nl} . However in practice wave models have a finite frequency range so that S_{nl} must be kept.

The Stokes drift can also be computed from a wave spectrum [24],

$$\mathbf{M}^{\text{st}} = \mathbf{M}^w = \rho_w g \int_{\mathbf{k}} F \mathbf{k} / (kC) d\mathbf{k}. \quad (15)$$

Ardhuin, Chapron and Elfouhaily [11] discussed the magnitude of the different terms for fetch limited conditions, for which the wave models perform well and the parameterization is reliable. Although the momentum storage in the wave field was already known to be weak (0–4% [18]). The effect of gradients in the wave field can be as

large as these 4% (largest for young seas), even in deep water and without depth-induced wave breaking.

Surface drift were also investigated by others and shown to be significant, possibly as large as the Ekman velocity [25], [6] [26]. The investigation of this effect requires a vertical discretization of the equations of motion. Indeed, in depth-integrated equations the total mass transport due to waves in stationary and homogeneous conditions is zero in deep water, because the wave-driven Eulerian flow cancels the Stokes drift. However, these two may have quite different profiles leading to net drifts at various levels.

We will extend our shallow water equations into three dimensional equations by prescribing vertical profiles to our various wave forcing terms. This procedure is fairly ad hoc, but can be loosely justified by the necessity to have our theory be consistent with Jenkins’ results [7]. It was already used by Jenkins [7] to define the vertical profile of the wave to mean flow momentum flux induced by wave breaking, and Walstra et al. [27] to implement Generalized Lagrangian Mean results, including radiation stresses, into a three-dimensional circulation model for the nearshore.

2. APPLICATION TO SURFACE DRIFT

Considering deep water waves, we therefore assume that the interaction stresses $T_{\alpha\beta}^{\text{rad}}$ and $\tau_{\alpha\beta}^{\text{rad}2}$ decay exponentially from the surface, just like the Stokes drift,

$$T_{\alpha\beta}^{\text{rad}} = \rho_w g \int_{\mathbf{k}} 2kF(\mathbf{k}) e^{2kz} \times \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{C_g}{C} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{C_g}{C} k_{\alpha} k_{\beta} / k^2 \right] d\mathbf{k}. \quad (16)$$

We will here assume that $-\partial \mathbf{M}^w / \partial t$ yields a vertical profile $-\partial \mathbf{u}^{\text{st}} / \partial t$, however, they may be modified by wave breaking, as discussed by Jenkins [7]. From measurements of turbulence under waves, it seems that the vertical decay scale of this profile is a fraction of the wind sea wave height, and is related to the hydraulic roughness z_0 under waves [28], [29]. A better alternative that will not be pursued here might be to separate this term into three different terms $T^{\text{in}}, T^{\text{dis}}, T^{\text{nl}}$ (figure 1), plus a refraction term, each with its own profile.

In shallow water, bottom friction and wave reflection should also be accounted for. In is a bit more complex than indicated on figure 1 since viscosity effect induce a wave to mean flow momentum flux, called streaming, that is then transferred to the solid earth as a drag acting on the mean current.

We shall now illustrate the importance of wave-induced drift effects on the drift of ‘tar balls’ produced by the breakup of the Prestige tanker oil spill, that was released essentially in the month of November 2002 off the north-western coast of Spain. We thus consider that these tar balls are weakly buoyant drifters that follow the horizontal drift current near the surface (how ‘near’ is ‘near’ is still an open question but should be resolved by a proper modeling

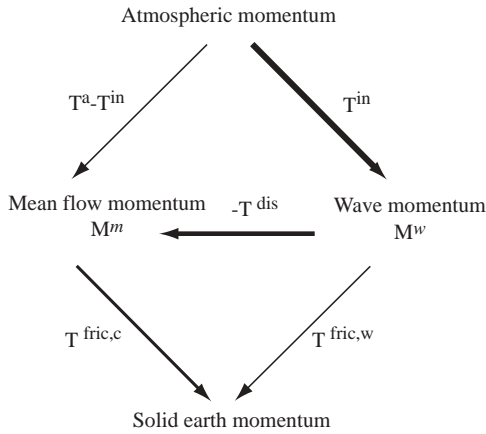


Figure 1: The momentum diamond. Exchanges of momentum between the atmosphere, ocean (waves + mean flow) and solid earth, in the case of a uniform wave field. Each arrow points in the direction for which the flux is positive. However, any of the indicated fluxes can be negative

of near-surface vertical mixing). We further consider homogenous conditions and neglect wave momentum buffer effects, so that the only wave forcing terms are the Hasselmann stress and the wave mass transport. This situation has already been considered by other authors [1], [5] [6].

These two terms were included in the 1-D vertical mixing model Florence-1D, used at SHOM for mixed layer forecasts, after it was realized that the model predicted drift was much weaker than the observed pollution drift, with a discrepancy of about 4% of the 10-meter wind speed. This model represents turbulent mixing with a variable eddy viscosity based on a turbulent kinetic energy velocity scale and a mixing length parameterization that tends to a linear $l = -\kappa(z + z_0)$ close to the surface[30].

The model was integrated from 16 November 2002 to 16 January 2003, using realistic surface fluxes from Météo-France global model Arpège, and wave forcing from NOAA/NCEP’s operational wave model Wavewatch III [31], both at the location of buoy ”Brittany” (number 62163) maintained by Météo-France and the UK Met Office, in the north of the Bay of Biscay.

Figure 2 shows that the net wave-induced drift is significant near the surface (more than half of the Ekman drift, even for this swell-influenced area) and varies strongly on the vertical, with a 25% reduction over the top 2.5 m. This shows that it is very important to determine the depths at which the pollution is drifting. It is also noteworthy that the wave-induced drift direction is about 10 degrees to the right of the Ekman drift at the same depth, which is partly due to the fact that swell, in that area, propagates into a direction generally to the right of the wind direction, and also because the total wave-induced drift is to the right of the Stokes drift. It is clear that the wave-induced drift explains 25 to 50% of the drift that was not accounted for in the original 1D model, the rest being likely caused by

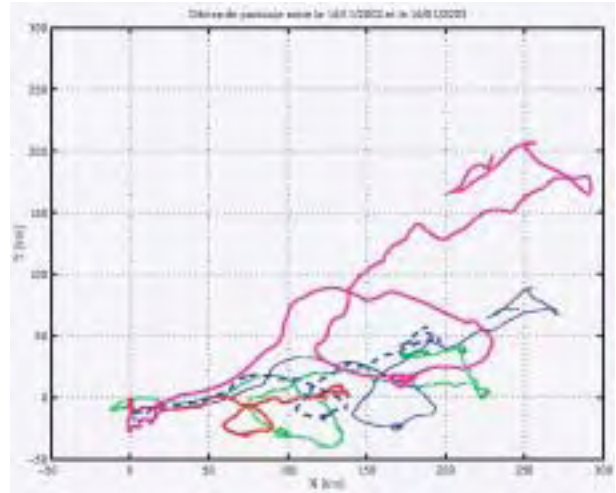


Figure 2: Near-surface drift: wind and wave contributions. Displacements of a water parcel induced by: waves at $z = -2.5$ m (red), the Stokes drift alone at $z = -2.5$ m (blue dashes), the Ekman current (green) at $z = -1.25$ m, a speed equal to $0.02 U_{10}$ (magenta), the surface Stokes drift (solid blue). Calculations and figure were prepared by Philippe Craneguy.

geostrophic currents.

3. PERSPECTIVES

We have proposed a consistent parameterization of direct wave effects for shallow water and primitive equation models of the ocean circulation. We have also showed, after others [5], [6], [7], [32], [33], [11], that these effects are significant, with, for example, a wave-induced surface drift as large as 50% of the Ekman drift. However, much remains to be perfected, in particular in the parameterization of the vertical momentum diffusion that should represent correctly the effect of wave breaking and mixing by Langmuir circulations (figure 3).

Efforts in that direction have been already undertaken [34], [35], and should benefit from the combination or coupling of wave and circulation models. The parameterization bottom boundary layer should also benefit from this consistent view. Surface current observation that rely on remote sensing technique such as HF-radar[36], interferometric synthetic aperture radar [37], and doppler centroid analysis from real aperture radars will also be better understood when the detailed vertical profile of drift velocity is better modelled from wind, waves, tidal and geostrophic currents.

The use of wave effect parameterization from well-calibrated wave forecasting models, the sum of the source terms being tuned to observed wave growth, is probably the most important part of the present approach since it may well be robust to theoretical limitations (small wave slope and other hypotheses), because it brings empirical results into the parameterization. In turn, the consistent treatment

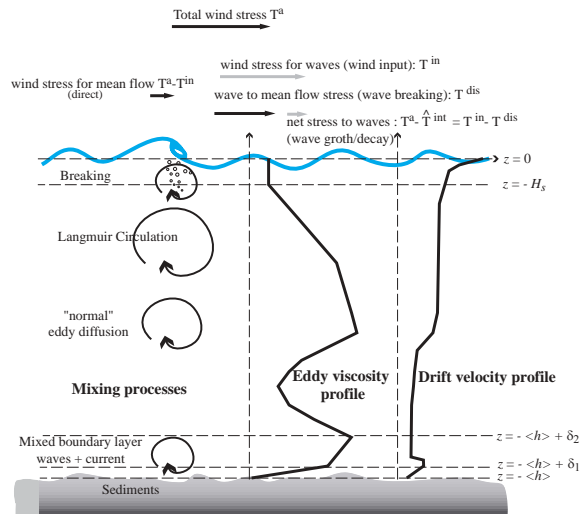


Figure 3: Momentum flux and mixing below waves

of the wave-to-mean-flow momentum flux T^{dis} , with a particular vertical profile, may help verify the parameterizations of individual source terms. This will also require new and detailed observations, such as measurements of long-range swell dissipation.

4. REFERENCES

- [1] K. Hasselmann. Wave-driven inertial oscillations. *Geophys. Fluid Dyn.*, 1:463–502, 1970.
- [2] Klaus Hasselmann. On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions. *J. Fluid Mech.*, 4:189–205, 1971.
- [3] M. S. Longuet-Higgins and R. W. Stewart. Radiation stress in water waves, a physical discussion with applications. *Deep Sea Research*, 11:529–563, 1964.
- [4] W. J. Pierson. Perturbation analysis of the Navier Stokes equations in Lagrangian form with selected linear solutions. *J. Geophys. Res.*, 67:3151–3160, 1962.
- [5] Jan Erik Weber. Attenuated wave-induced drift in a viscous rotating ocean. *J. Fluid Mech.*, 137:115–129, 1983.
- [6] Alastair D. Jenkins. Wind and wave induced currents in a rotating sea with depth-varying eddy viscosity. *J. Phys. Oceanogr.*, 17:938–951, 1987.
- [7] Alastair D. Jenkins. The use of a wave prediction model for driving a near-surface current model. *Deut. Hydrogr. Z.*, 42:133–149, 1989.
- [8] D. G. Andrews and M. E. McIntyre. An exact theory of nonlinear waves on a lagrangian-mean flow. *J. Fluid Mech.*, 89:609–646, 1978.
- [9] J. Groeneweg and G. Klopman. Changes in the mean velocity profiles in the combined wave-current motion described in GLM formulation. *J. Fluid Mech.*, 370:271–296, 1998.
- [10] S. Leibovich. On wave-current interaction theory of Langmuir circulations. *J. Fluid Mech.*, 99:715–724, 1980.
- [11] Fabrice Ardhuin, Bertrand Chapron, and Tanos Elfouhaily. Waves and the air-sea momentum budget, implications for ocean circulation modelling. *J. Phys. Oceanogr.*, 2004. In press.
- [12] Zhigang Xu and A. J. Bowen. Wave- and wind-driven flow in water of finite depth. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:1850–1866, 1994.
- [13] G. E. Backus. The effect of the earth rotation on the propagation of ocean waves over long distances. *Deep Sea Res.*, 9:185–197, 1962.
- [14] V. N. Kudryavtsev. The coupling of wind and internal waves. *J. Fluid Mech.*, 278:33–62, 1994.
- [15] O. M. Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, London, 1977. 336 p.
- [16] Christopher Garrett. Generation of Langmuir circulations by surface waves - a feedback mechanism. *J. Mar. Res.*, 34:117–130, 1976.
- [17] P. A. E. M. Janssen. Quasi-linear theory of of wind wave generation applied to wave forecasting. *J. Phys. Oceanogr.*, 21:1631–1642, 1991.
- [18] M. A. Donelan. Air-water exchange processes. In *Physical Processes in Lakes and Oceans*, pages 18–36. American Geophysical Union, Washington, D.C., 1998.
- [19] William D. Grant and Ole Secher Madsen. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *J. Geophys. Res.*, 84:1797–1808, 1979.
- [20] William D. Grant and Ole Secher Madsen. Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow. *J. Geophys. Res.*, 87(C1):469–481, 1982.
- [21] R. T. Pollard. Surface waves with rotation: an exact solution. *J. Geophys. Res.*, 75:5895–5898, 1970.
- [22] R. Gelci, H. Cazalé, and J. Vassal. Prévission de la houle. La méthode des densités spectroangulaires. *Bulletin d'information du Comité central d'Océanographie et d'Etude des Côtes*, 9:416–435, 1957.
- [23] WAMDI Group. The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, 18:1,775–1,810, 1988.
- [24] K. E. Kenyon. Stokes drift for random gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 74:6991–6994, 1969.
- [25] Jan Erik Weber. Steady wind- and wave-induced currents in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:524–530, 1983.
- [26] W. Perrie, C. Tang, Y. Hu, and B. M. DeTracy. The partition of energy into waves and currents. In *Preprints of the 7th International workshop on wave hindcasting and forecasting, Banff, Canada*, 2002.
- [27] D. J. R. Walstra, J.A. Roelvink, and J. Groeneweg. Calculation of wave-driven currents in a 3D mean flow model. In *Proceedings of the 27th international conference on coastal engineering, Sydney*, volume 2, pages 1050–1063. ASCE, 2001.
- [28] E. A. Terray, M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drennan, K. K. Kahma, A. J. Williams, P. A. Hwang, and S. A. Kitaigorodskii. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 26:792–807, 1996.

- [29] W. M. Drennan, M. A. Donelan, E. A. Terray, and K. B. Katsaros. Oceanic turbulence dissipation measurements in SWADE. *J. Phys. Oceanogr.*, 26:808–815, 1996.
- [30] J. P. Gaspar, Y. Grégoris, and J. M. Lefevre. A simple eddy kinetic energy model for simulations of oceanic vertical mixing : Tests at station papa and long-term upper ocean study site. *J. Geophys. Res.*, 95(C9):16179–16193, 1990.
- [31] H. L. Tolman. User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22. Technical Report 222, NOAA/NWS/NCEP/MMAB, 2002.
- [32] Steve Lentz, R. T. Guza, Steve Elgar, Falk Feddersen, and T. H. C. Herbers. Momentum balances on the North Carolina inner shelf. *J. Geophys. Res.*, 104(C8):18205–18226, 1999.
- [33] W. Perrie, C. Tang, Y. Hu, and B. M. DeTracy. The impact of waves on surface currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:2126–2140, 2003.
- [34] Peter D. Craig. Velocity profiles and surface roughness under breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 101(C1):1265–1277, 1996.
- [35] James C. McWilliams and Peter P. Sullivan. Vertical mixing by Langmuir circulations. *Spill science and technology bulletin*, 6(3/4):225–237, 2001.
- [36] P. Broche, J. C. de Maistre, and P. Forget. Mesure par radar décimétrique cohérent des courants superficiels engendrés par le vent. *Oceanol. Acta*, 6(1):43–53, 1993.
- [37] Roland Romeiser, Helko Breit, Michael Eineder, Hartmut Runge, Pierre Flament, Karin de Jong, and Jur Vogelzang. Validation of SRTM-derived surface currents off the Dutch coast by numerical circulation model results. In *Proceedings of the IGARSS conference, Toulouse*, 2003.

THE INFLUENCE OF LANGMUIR CELLS ON THE VELOCITY STRUCTURE IN THE MIXED LAYER

Sandro Carniel[†], Mauro Sclavo⁺ and Lakshmi H. Kantha^{*}

[†] National Research Council, Institute of Marine Sciences, Venice, ITALY

^{*} Dept. of Aerospace Engineering Sciences, University of Colorado, Boulder, CO, USA

ABSTRACT

Langmuir cells have long been thought to have a substantial influence on mixing in the upper ocean, but the difficulty in parameterizing them have made mixed layer modelers consistently ignore them in the past. However, recent LES studies suggest that it is possible to include their effect on mixing by simply including additional production terms in the turbulence equations. This enables even one-dimensional models to incorporate Langmuir cell-driven turbulence. Langmuir cells also modify the Coriolis terms in the mean momentum equations by the addition of a term involving the Stokes drift, and this means that their effect on the velocity structure in the mixed layer is also quite significant and could have a significant impact on the drift of objects (and spilled oil) in the upper ocean. In this paper, we apply a 1-D two-equation turbulence model to explore the effect of Langmuir cells on mixing and the velocity structure in the upper ocean.

1. INTRODUCTION

Until recently, the effects of surface gravity waves on mixing in the upper ocean have been ignored by oceanic mixed layer modelers. These effects include those due to wave breaking, which injects turbulence directly into the upper few meters of the water column and those due to organized Langmuir circulations, which enhance turbulence production throughout the water column in addition to introducing cellular motions in the vertical. Burchard (2001) studied wave breaking effects while Kantha and Clayson (2003) investigated the effects of both wave breaking and Langmuir cells. However, Kantha and Clayson (2003) did not do a detailed parametric study of the effect of Langmuir cells on mixed layer dynamics. It is our intention here to do so.

Langmuir circulation arises from the interaction of the wind-driven shear with the Stokes drift of the surface waves (Craik and Leibovich 1976). The mean momentum equations are modified by the appearance of a vortex force term as well as the modification of the Coriolis term by the Stokes drift (McWilliams et al. 1997, see also Kantha and Clayson 2003). It is the latter that modifies the velocity structure in the upper

ocean. The mean momentum equations with Langmuir cells are:

$$\frac{\partial U_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (U_k U_j) + (\mathbf{e}_{jkl} f_k)(U_l + V_{Sl}) = -\frac{1}{\mathbf{r}_0} \frac{\partial \Pi}{\partial x_j} - g_j \mathbf{b} \Theta - \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_k u_j}) + (\mathbf{e}_{jpl} V_{Sp} \Omega_l) \quad (1)$$

where $\Omega_l = \mathbf{e}_{lmn} \frac{\partial U_n}{\partial x_m}$ is the vorticity, and Π is the

generalized pressure that includes the Stokes drift contribution and is given by

$$\Pi = p + \frac{\mathbf{r}_0}{2} [(U_i + V_{Si})(U_i + V_{Si}) - V_{Si} V_{Si}] \quad (2)$$

The quantity $V_{\bar{S}}$ (note that $V_{S3} = 0$) is the Stokes drift velocity due to the surface gravity wave, whose magnitude is given by:

$$|V_{\bar{S}}| = (V_{Si} V_{Si})^{1/2} = (V_{S0}) \exp(2kz) = C(ka)^2 \exp(2kz) \quad (3)$$

where C is the wave phase speed, k is the wave number and a is the amplitude. The vortex force term acts like a buoyancy term in the vertical momentum equation. More details can be found in McWilliams et al. (1997).

It is difficult to incorporate the influence Langmuir cellular circulation in the vertical in 1-D models. The additional production of TKE in the mixed layer by Langmuir cells can however be taken into account by simply incorporating additional production terms in both the TKE and the length scale equations. For the q^2 - $q^2 l$ equation, the governing equations become as follows (Kantha and Clayson 2003):

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (q^2) - \frac{\partial}{\partial z} \left[q \ell S_q \frac{\partial}{\partial z} (q^2) \right] &= 2(P + B - \mathbf{e}) = \\ -2\overline{uw} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial u_s}{\partial z} \right) - 2\overline{vw} \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial v_s}{\partial z} \right) & \\ + 2\overline{\mathbf{b} g w \mathbf{q}} - 2 \frac{q^3}{B_1 \ell} & \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{D}{Dt}(q^2\ell) - \frac{\partial}{\partial z} \left[q\ell S_1 \frac{\partial}{\partial z}(q^2\ell) \right] = \\
& - E_1 \ell \left(-\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \right) \\
& + E_6 \ell \left(-\overline{uw} \frac{\partial u_s}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial v_s}{\partial z} \right) \\
& + E_3 (\overline{bgwq}) - E_2 \frac{q^3}{B_1} \left[1 + E_4 \left(\frac{\ell}{k\ell_w} \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{5}$$

where u_s and v_s are components of the Stokes drift velocity V_S . The values of the constants are $S_q = 0.41$, $S_f/S_q = 3.74$, $E_1 = 1.8$, $E_2 = 1.0$, $E_3 = 1.0$, $E_4 = 4.88$, and $E_6 = 4$. Note that E_3 should have a higher value under unstable stratification, but a similar effect is achieved through imposing a limit on the length scale via $Nl/q < 0.53$ (see Kantha and Clayson 1994)

Modifications to the k - e model (Burchard and Baumert 1995) are similar and the corresponding governing equations are given in (6) and (7):

$$\begin{aligned}
& \frac{Dk}{Dt} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{s}_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right] = (P + B - e) = \\
& - \overline{uw} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial u_s}{\partial z} \right) - \overline{vw} \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial v_s}{\partial z} \right) \\
& + \overline{bgwq} - e
\end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{De}{Dt} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{s}_e} \frac{\partial e}{\partial z} \right] = \\
& \frac{e}{k} \left[C_{e1} \left(-\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right. \\
& + C_{e6} \left(-\overline{uw} \frac{\partial u_s}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial v_s}{\partial z} \right) \\
& \left. + C_{e3} (-\overline{bgwq}) - C_{e3} e \right]
\end{aligned} \tag{7}$$

where $C_{e6} = 0.5$. Note the additional production terms due to Langmuir cells in both TKE and length scale equations of the two-equation turbulence models. Their principal effect is the introduction of additional TKE in the entire water column unlike wave breaking, which injects turbulence only near the air-sea interface where wave breaking is taking place. This is simply because the depth of penetration of wave breaking is only of the order of the wave amplitude, whereas the depth of influence of the Stokes drift, and hence the Langmuir circulation, scales with the wavelength. This means that the turbulence injected into the water column by wave breaking decays rapidly away from the surface. Consequently, wave breaking effects can be expected to be confined to near-surface layers, whereas Langmuir production of TKE can be expected

to elevate the TKE and hence mixing in the entire water column.

Nevertheless, the extent of contribution of Langmuir production depends very much on the vertical shear of the Stokes drift velocity in the water column. Thus the likely non-dimensional parameters of interest for the case of a monochromatic surface gravity wave are kD , where k is the wavenumber and D is the mixed layer depth, and V_{S0}/u_* , where V_{S0} is the Stokes drift velocity magnitude at the surface and u_* is the friction velocity [or equivalently, the Langmuir number $La = (u_*/V_{S0})^{1/2}$ as defined by for example, McWilliams et al. (1997)]. For a full spectrum of waves, the effective values of k and V_{S0} must be derived from the spectral shape.

Wave breaking acts independent of the ambient turbulence in the mixed layer, whereas the presence of the Reynolds stress is essential for converting wave-induced Stokes drift into an additional source of TKE in the mixed layer (see Eqs. 4 to 7). This also means that the effect of wave breaking and Langmuir production on TKE are not simply additive.

2. THE INFLUENCE OF WAVE PARAMETERS

While LES studies (Skylingstad and Denbo 1995, McWilliams et al. 1997) have highlighted the importance of Langmuir circulation and their effect on the mixed layer properties, a detailed exploration of the parameter space is still lacking. McWilliams et al. (1997) explored in great detail the Langmuir cell effects for a mid-latitude (latitude $\phi = 45^\circ$) ML of depth $D = 33$ m driven by a moderate wind (friction velocity $u_* = 0.0061$ m s⁻¹) and for a monochromatic wave of 0.8 m amplitude and a wavelength λ of 60 m traveling in the same direction as the wind (angle $\alpha = 0$.) so that the surface Stokes drift value V_{S0} is 0.068 m s⁻¹ and $La = 0.3$ and $kD = 3.47$. Since Eqs.(4) and (5) suggest that the Langmuir cell input to TKE depends on the product of the ambient shear stress and the Stokes drift velocity, we define here an alternative Langmuir number $Ln = (V_{S0}/u_*)^{1/3}$, whose value increases with the increase in V_{S0} (unlike La which decreases!). Ln is 2.24 for their simulations.

Kantha and Clayson (2003) showed that a two-equation second moment closure turbulence model of Kantha and Clayson (1994) simulated the McWilliams et al. (1997) case well, when Eqs. (4) and (5) were employed with $E_6 = 4$. We now use this model to explore the influence of the parameters Ln (or equivalently La) and kD on the mixed layer properties.

We kept the ML depth D and friction velocity u_* unchanged at 33 m and 0.0061 m s⁻¹ but varied \mathbf{l} , \mathbf{j} , \mathbf{a} and V_{S0} . Table 1 shows the different runs.

Experiment	U_*	V_{S0}	λ	D	$\ln(La)$	kD	Latitude	Angle	Description
0	0.0061	0	-	33	-	-	45°	-	Base Case (no LC)
1	0.0061	0.068	60	33	2.24(0.3)	3.47	45°	0	Base Case (with LC)
2	0.0061	0.068	20	33	2.24(0.3)	10.4	45°	0	Reduced λ
3	0.0061	0.068	180	33	2.24(0.3)	1.15	45°	0	Increased λ
4	0.0061	0.272	60	33	3.55(0.15)	3.47	45°	0	Increased V_{S0}
5	0.0061	0.017	60	33	1.41(0.6)	3.47	45°	0	Decreased V_{S0}
6	0.0061	0.0068	60	33	2.24(0.3)	3.47	45°	90°	V_{S0} at 90° to u_*
7	0.0061	0.068	60	33	2.24(0.3)	3.47	0°	0	Equatorial ML
8	0.0061	0.072	13	33	2.28(0.29)	15.7	45°	0	λ equal to λ_{peak}
9	0.0061	0.072	6	33	2.28(0.29)	35.5	45°	0	λ equal to $\lambda_{peak}/2.25$

TABLE 1: Different run configurations

Figure 1a to 1d show the results. The blue curves (profile 6) correspond to the case of a wave running perpendicular to the prevailing wind stress, whereas the magenta curves (profile 4) correspond to the case of a very large wave and the pale blue curves (profile 3) correspond to a wave with a large wavelength. It can be seen that a wave running perpendicular to the wind (profile 6) distorts the Ekman spiral more than the wave running parallel to the wind (profile 1). Clearly, even if these three cases are ignored, the velocity profiles in the mixed layer are significantly affected by Langmuir cells. The influence can be large enough to distort the classical Ekman spiral in the mid- and high-latitude oceans (Figure 1a). The larger the value of $\ln(La)$ (equivalently, smaller the value of La), the larger the distortion (compare profiles 4 and 5 with profile 0). In particular, the effect of Langmuir cells on the surface velocity magnitude and direction with respect to the wind is dramatic. This is bound to have an impact on the drift of floating objects (and spilled oil) in the upper ocean.

Generally speaking, Langmuir cells make the velocities in the ML more uniform in the vertical (Figures 1b and 1c). This is very much the result of increased mixing in the ML brought on by the Langmuir production terms in the turbulence equations. This Langmuir enhancement of TKE can be seen in Fig. 1d.

It is worth noting that the three dimensional effects of Langmuir circulation cannot be and has not been explicitly modeled. Nevertheless, the general behavior of the model is consistent with 3-D LES simulations of Langmuir cell turbulence in the upper ocean (McWilliams et al. 1997).

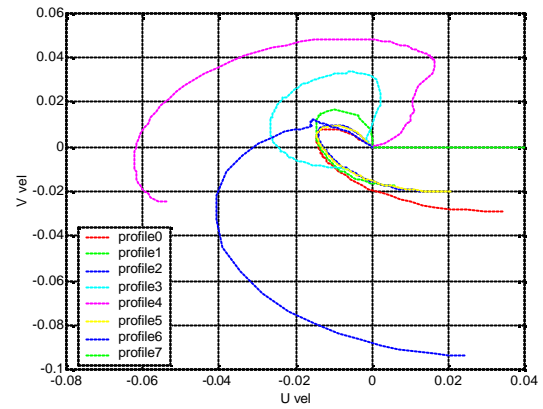


FIG 1a. Hodograph showing the influence of Langmuir cells on the mixed layer velocities. Red denotes the base case with no Langmuir cells. The wind is along the horizontal axis and to the right. Note that the classical Ekman spiral is significantly modified.

In the above simulations, the properties of Stokes drift has been easily deduced from the properties of the monochromatic incoming wave. However, the wind wave field has a broad spectrum, and the equivalent surface drift value and the wave number must be computed from the wind wave spectrum. To understand the influence of this, we also ran the above simulations assuming that the wind wave spectrum is saturated. In this case, V_{S0} is proportional to U_{10} (or equivalently u_*) and equal to about $0.015 U_{10}$ or $11.8 u_*$ assuming a C_d value of 0.0015. Thus the Langmuir number $\ln(La)$ for a saturated wave field is about 2.28 (0.29) (very close to the McWilliams et al. simulation value). The wave speed at the peak of the spectrum C_p is very nearly the same as U_{10} and the corresponding wave number k_p is g/C_p^2 .

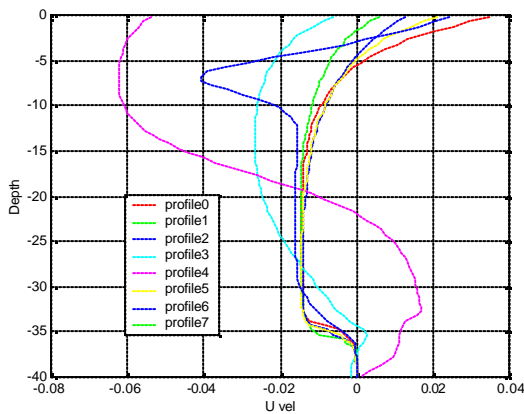


FIG 1b. As in FIG 1a but U velocity profiles .

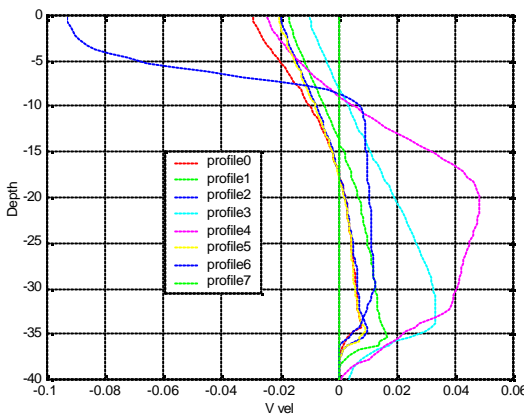


FIG 1c. As in FIG 1a but V velocity profiles.

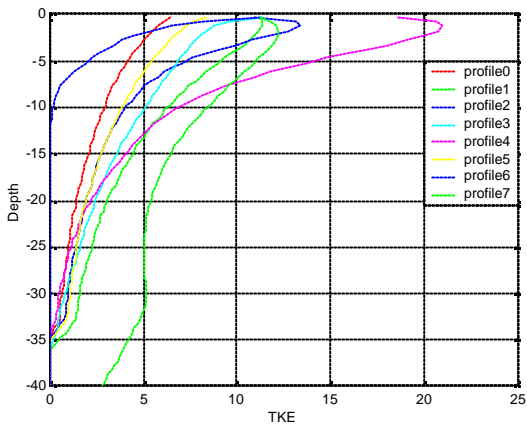


FIG 1d. As in FIG 1a but TKE (normalized by u_*^2) profiles. Turbulence (and hence mixing) is greatly enhanced throughout the ML.

Figure 2 shows the hodograph resulting when we assume this to be the effective wavenumber for the Stokes drift

profile. However, the more likely value is a multiple of this and if we assume that the effective wavenumber k is $2.25g/C_p^2$, the Ekman spiral is affected somewhat less, as can be seen from Fig.2. The real situation is likely to be in between these extreme cases. Nevertheless, the changes in the surface velocity magnitude and direction are significant enough that they ought to be taken into account in tracking floating drifting objects in the upper ocean. If done so, the floating material such as oil spills will drift with a slightly lesser velocity but more to the right with respect to the wind direction.

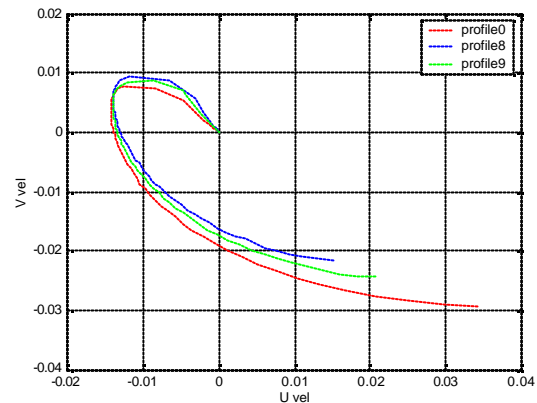


FIG 2. Hodograph for the same Langmuir number Ln of 2.28, but different values of the effective wavenumber. The Ekman spiral without Langmuir cell effects are shown in red (profile0).

Clearly, the effective wavenumber and the surface Stokes drift value of the prevailing wind wave field must be accurately known for this to be done. Unfortunately, without in-situ measurements, the prevailing wind wave field cannot be known, although operational wave forecasts are increasingly fulfilling this need. However, in the absence of operational wave forecasts, it may be enough to assume that the waves are fully saturated and use the wind field from operational forecasts to deduce the Stokes drift and account for the Langmuir cells at least approximately.

While the influence of Langmuir cells on the velocity structure and mixing in the oceanic mixed layer is considerable, this does not always translate to a large influence on the mixed layer temperature, since this is a strong function of the prevailing stratification in the water column. In the above simulations, where the temperature below the mixed layer was assumed to be linear with a decrease of $0.02 \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$, over the span of the simulations (two days), the changes in the mixed layer temperature due to the additional mixing from Langmuir cells (not shown) are less than $0.02 \text{ }^\circ\text{C}$. The changes in the mixed layer temperature are due to air-

sea heat transfer as well as the entrainment of colder waters from below the mixed layer. Consequently, one can expect the changes to be more substantial when the mixed layer is shallow and bounded by a weak thermocline than when it is deep and bound by a strong pycnocline.

3. CONCLUDING REMARKS

The modification of the mean momentum equations by Langmuir cells through the introduction of an additional Coriolis term involving the Stokes drift, and enhanced mixing due to Langmuir cell-driven turbulence, modify the velocity structure of the mixed layer significantly. The Ekman spiral properties are therefore modified significantly and this can have a considerable effect on the trajectories of drifting objects (and spilled oil) in the upper ocean.

Acknowledgements LK thanks ONR and Dr. Manuel Fiadeiro for the partial support for this work through ONR grant N00014-03-1-0488. The hospitality of Venice CNR-ISMAR during his visit and work on this paper is also acknowledged with pleasure.

4. REFERENCES

- Burchard, H., 2001. Simulating the wave-enhanced layer under breaking surface waves with two-equation turbulence models. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 3133-3145.
- Burchard, H., and Baumert, H.: On the performance of a mixed-layer model based on the $k\epsilon$ turbulence closure. *J. Geophys. Res.* 100, 8523-8540, 1995.
- Craig, A.D.D., and S. Leibovich, 1996. A rational model for Langmuir circulation. *J. Fluid Mech.*, 73, 401-426.
- Kantha, L. H., and C.A. Clayson, 1994: An improved mixed layer model for geophysical applications. *J. Geophys. Res.*, **99**, 25,235-25,266.
- Kantha, L. H., and C.A. Clayson, 2003: On the effect of surface gravity waves on mixing in the oceanic mixed layer. *Ocean Modelling* (in press).
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- McWilliams, J. C., P.P. Sullivan, and C.-H. Moeng, 1997. Langmuir turbulence in the ocean. *J. Fluid Mech.*, 334, 1-30.
- Skyllingstad, E.D., and D. W. Denbo, 1995. An ocean large eddy simulation of Langmuir circulation in the surface layer. *J. Geophys. Res.*, 100, 8501-8522.

COUPLING WAVES AND CURRENTS IN POLCOMS WITH MEASUREMENTS FROM THE COASTAL OBSERVATORY

J.Wolf¹

ABSTRACT

POLCOMS (Proudman Oceanographic Laboratory Coastal Ocean Modelling System) is being developed as a generic oceanographic modelling system. A wave module, based on a shallow water version of WAM developed in the PROMISE project, has now been coupled to this system and applied on a high-resolution model of the Irish Sea. Various interaction processes between the wave and current model are examined, including air-sea coupling, bottom friction and depth and current refraction. The one-way coupling of effects of the current model on the wave model has been implemented and the two-way coupling will be implemented next. The model system will be used in conjunction with the Pilot Coastal Observatory which is being developed by POL in Liverpool Bay. Various wave and current measurement systems are now being installed including ADCP, Waverider, HF and X-band radar.

1. INTRODUCTION

The POLCOMS modelling system is described on the POL web-site, [1]. It includes a full 3D baroclinic hydrodynamic model and various ecosystem modules can be included. Tidal and atmospheric forcing are included. The need for coupled wave and current models was identified at POL in 1988 ([2]) and we have been working towards a coupled model system using the WAM wave model ([3]) and in-house hydrodynamic models. Current refraction was implemented in WAM [4]. We also identified a need for wave measurement systems. To this end we acquired an X-band radar 1989-1990. Now we also have an HF radar, a Triaxys directional wave buoy plus bottom-mounted S4DW, ADV and ADCP for measuring waves and currents, which are being deployed in Liverpool Bay as part of the Coastal Observatory. A coupled (1-way) wave module has been implemented in POLCOMS. This system is being implemented for parallel computers. Here we briefly describe the progress of the wave-current model coupling and its implementation for Liverpool Bay and the Coastal Observatory.

¹ Proudman Oceanographic Laboratory, Bidston Observatory, Birkenhead, Merseyside, CH43 7RA, U.K. e-mail: jaw@pol.ac.uk

2. WAVE-CURRENT COUPLED MODEL

Various effects of the coupling of currents and waves can be identified. The present POLCOMS coupled model system addresses the one-way coupling of currents on waves, including:

- Wave propagation i.e. refraction of waves by currents, Doppler shift of wave frequencies
- Bottom friction – the wave friction factor is modified in the presence of currents

Other effects which need to be investigated are:

- Apparent wind – the effective wind-speed will be modified in the presence of a surface current.
- Current shear – the existence of a near-surface current profile will affect waves of different wavelengths

The effects of waves on the mean circulation will also be incorporated. These include:

- Surface stress – change in drag coefficient due to the presence of waves, the goal of consistent stress between atmosphere, wave and current models is being pursued
- Bottom friction – waves enhance the bottom drag coefficient
- Radiation stress and Stokes' drift– these can contribute a component to the mean flow especially nearshore.

The one-way coupled model has been implemented in the Irish Sea on a 1.85km grid [4].

3. COASTAL OBSERVATORY

The POL pilot Coastal Observatory in Liverpool Bay [8] will consist of many in-situ and remote sensing systems as well as instrumented ferries, returning data in real-time.. Regular cruises are carrying out instrument maintenance, process studies and CTD surveys. The Observatory has been operational since late 2002 and is still under development. An X-band radar deployment [5] on Hilbre Island will soon be operational, measuring the local wave field and bathymetry in the vicinity of the sandbanks at the mouth of the Dee. An HF radar installation is being planned, measuring the wider area surface current and wave fields. Likely configurations for the HF radar installation are shown in Figure 2. The data and model results are being displayed on the POL Coastal Observatory web site, [7], which can be viewed for updated information.

4. PRELIMINARY RESULTS

An example of coupled (one-way) model results is given in Figure 1 for the Irish Sea. Up to 10% increase in wave height is predicted due to the effects of currents... Some results from an application of POLCOMS plus SWAN on a 200m grid for Liverpool Bay are shown in Figure 3.

5. SUMMARY

Several years' work is now reaching fruition in a coupled model system as well as combined wave and current measurements as part of the Coastal Observatory. For continued development of coastal oceanographic modelling we need to compare models and observations in new and imaginative ways. A new initiative in coastal wave data assimilation will address these issues.

6. REFERENCES

- [1] <http://www.pol.ac.uk/>
- [2] Wolf, J., Hubbert, K.P. and Flather, R.A. "A feasibility study for the development of a joint surge and wave model." POL Report no. 1, 1988
- [3] Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S. and Janssen, P.A.E.M. 1994 *Dynamics and modelling of ocean waves*. Cambridge University Press. 532pp.
- [4] Hubbert and Wolf, "Numerical investigation of depth and current refraction of waves,," JGR, 96(C2), 2737-2748, 1991
- [5] Monbaliu, J., Padilla-Hernandes, R., Hargreaves, J.C., Carretero Albiach, J.C., Luo, W., Sclavo, M. and Gunther, H. 2000 The spectral wave model, WAM, adapted for applications with high spatial resolution. *Coastal Engineering*, 41, 1-3, 41-62.
- [5] Wolf, J. and Bell, P.S. "Waves at Holderness from X-band radar." *Coastal Engineering*, 43, 3-4, pp. 247-263, 2001
- [6] Wolf, J., Wakelin, S.L. & Holt, J.T. "A coupled model of waves and currents in the Irish Sea." Proceedings of the Twelfth (2002) International Offshore and Polar Engineering Conference, Kitakyushu, Japan, May 26-31, 2002. Vol. 3, pp.108-114, 2002
- [7] <http://cobs.pol.ac.uk/>
- [8] Proctor, R. & Howarth, M.J. 2003. The POL Coastal Observatory. Proceedings of the EuroGOOS conference, Athens, December 2002.

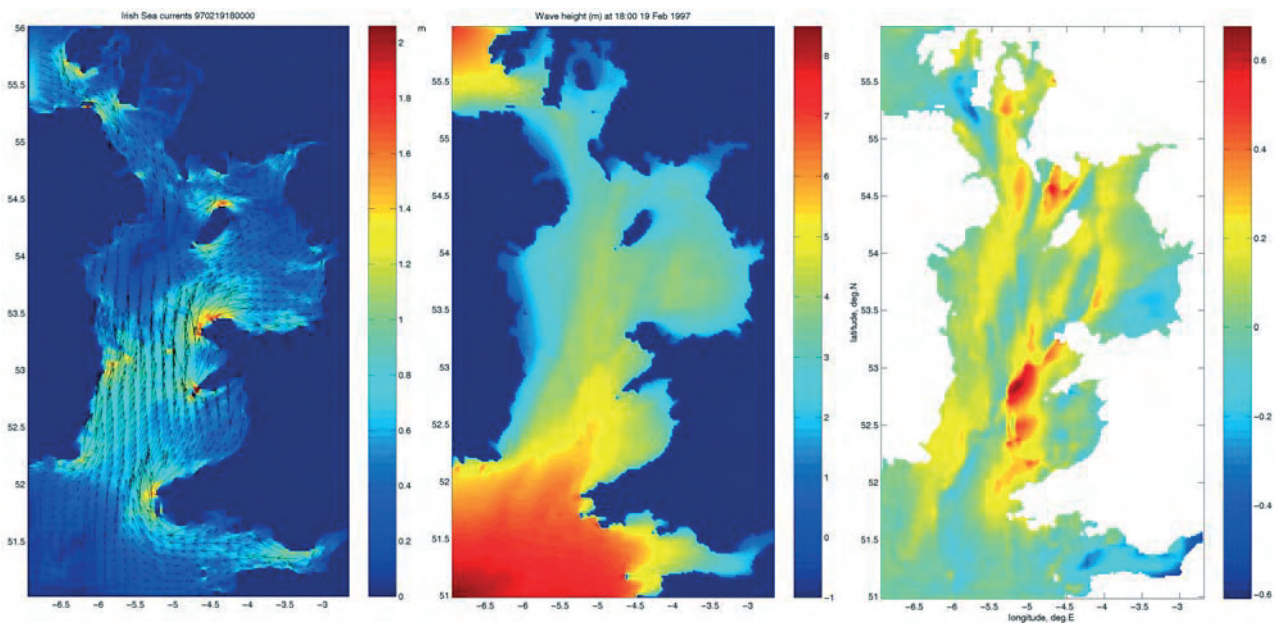


Figure 1: Coupled model results for the Irish Sea. Left: current vectors, centre: wave height, right: wave height differences (coupled minus uncoupled)

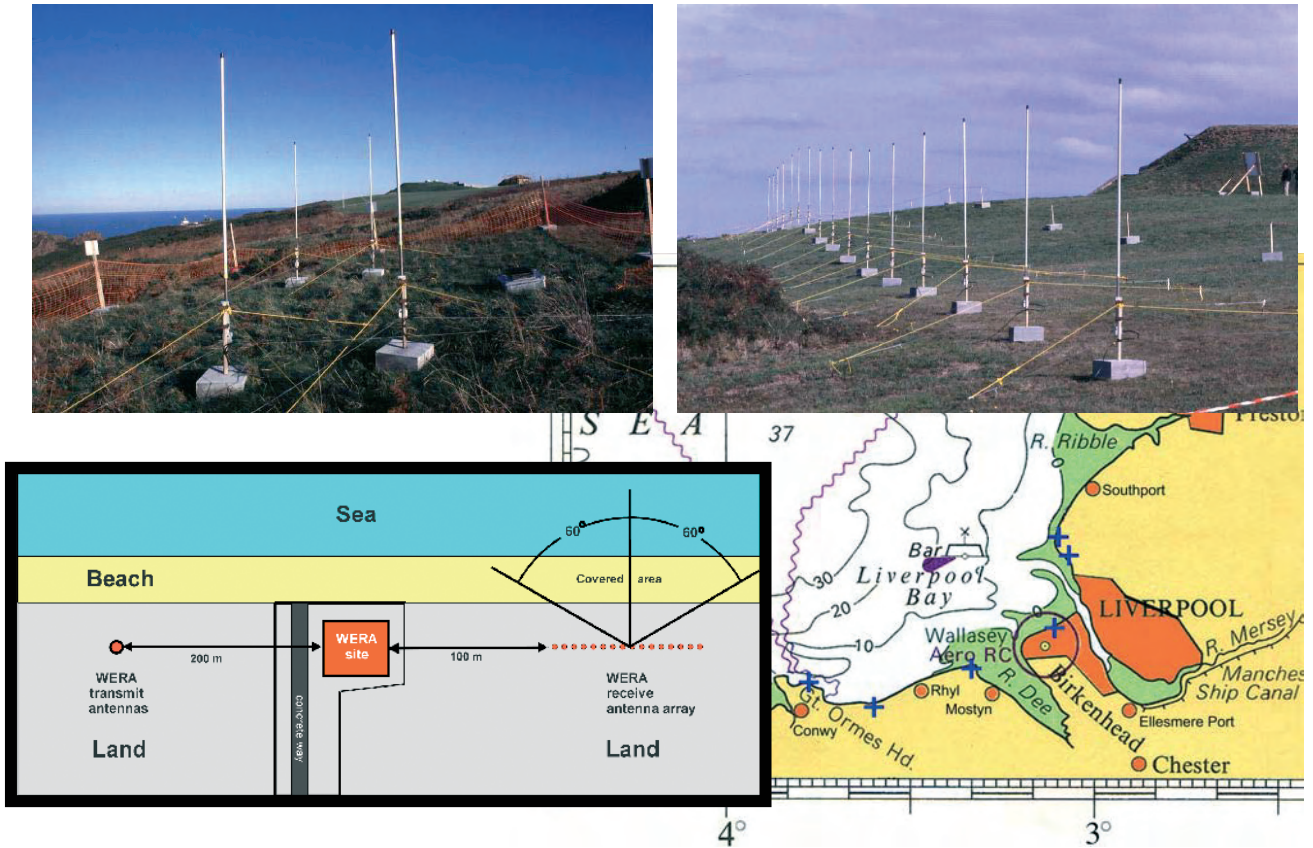


Figure 2: Planned implementation of HF radar in Liverpool Bay

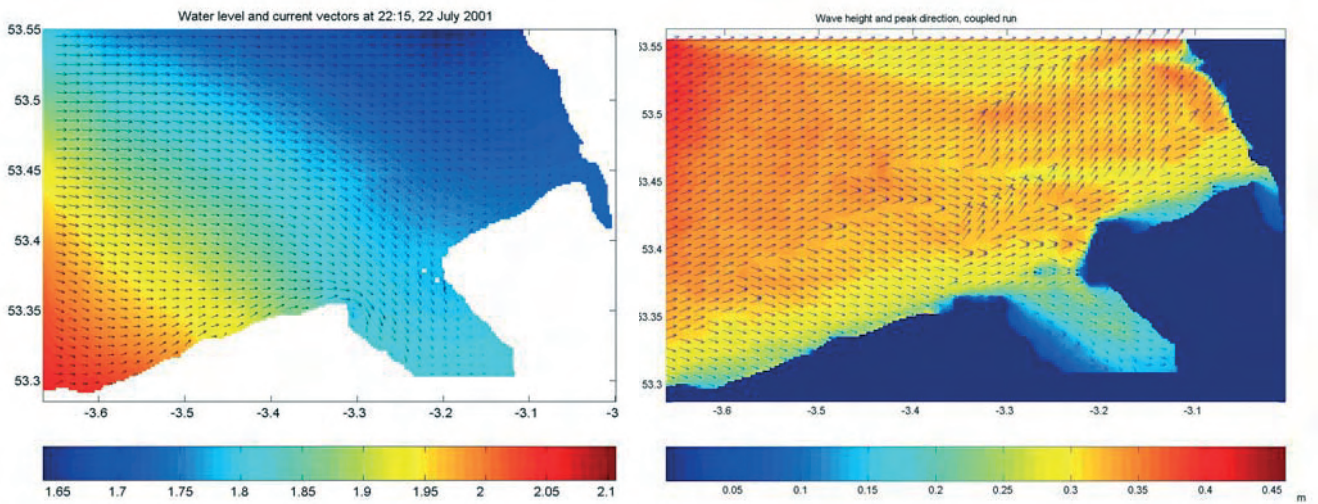


Figure 3: Coupled wave and current model for Liverpool Bay. Left: current vectors and sea level, right wave height (including current effects)

A NOTE ON HASSELMANN'S ENERGY-TRANSFER MODEL

Michael Stiassnie

1. INTRODUCTION

An attempt to rederive Hasselmann's (1962) energy-transfer model for ocean-waves, from Zakharov's (1968) deterministic equation for weakly-nonlinear gravity-waves leads us to a slight, but significant, modification of the former. Basically, Dirac's delta function over the sum of frequencies $\delta(\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3)$, in Hasselmann's model, is now replaced by its smeared counterpart:

$$\pi^{-1} \sin [(\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3) \Theta] / (\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3) \quad (1.1)$$

with a stochastization time

$$\Theta = O(\omega, \varepsilon^3)^{-1} \quad (1.2)$$

comparable to the characteristic time of Annenkov and Shrira (2001).

In eq. (1.2), ω , ε are typical wave-frequency and steepness, respectively.

2. DERIVATION

Our starting point is Zakharov's (1968) equation:

$$i \frac{\partial B}{\partial t} = \int \int_{-\infty}^{\infty} T_{0,1,2,3} B_1^* B_2 B_3 \delta_{0+1-2-3} \cdot e^{i(\omega+\omega_1-\omega_2-\omega_3)t} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3 \quad (2.1)$$

for the generalized amplitude spectrum $B(\mathbf{k}, t)$, where t is the time, \mathbf{k} are the wave-numbers, and $\omega = \text{sqr}t(g|\mathbf{k}|)$ the frequencies.

Details about the kernel T can be found in Krasitskii (1994).

In the sequel, we use dense but discretized spectra

$$B(\mathbf{k}, t) = \sum_n B_n(t) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_n) \quad , \quad \mathbf{k}_n \neq 0. \quad (2.2)$$

where n runs over a square grid in the \mathbf{k} plane, and Zakharov's equation is replaced by the system

$$i \frac{dB_n}{dt} = \sum_{p,q,r} T_{npqr} \delta_{npqr} B_p^* B_q B_r e^{i\Delta_{npqr} t}$$

δ_{npqr} is an abbreviated form of Kronecker's delta, indicating that only terms for which

$\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_p = \mathbf{k}_q + \mathbf{k}_r$ contribute, and

$$\Delta_{npqr} = \omega_n + \omega_p - \omega_q - \omega_r.$$

From the derivation of Zakharov's equation, we

recall that only terms for which $\Delta_{npqr}/\omega_n = o(1)$, namely, nearly resonating quartets, contribute significantly in eqs. (2.1) and (2.3).

Multiplying eq. (2.3) by $-iB_n^*$, and adding to the result its complex conjugate, gives

$$\frac{d}{dt} |B_n|^2 = -2 \text{Re} \left\{ i \sum_{p,q,r} T_{npqr} \delta_{npqr} e^{i\Delta_{npqr} t} B_n^* B_p^* B_q B_r \right\} \quad (2.4)$$

Next, it is assumed that the phases of the components, however close to each other in the \mathbf{k} plane, are random and uncorrelated to lowest order.

Now, since the phases of the B_n 's are assumed to be nearly uncorrelated, the product $B_n^* B_p^* B_q B_r$ will, on the average, be negligible except when either $p = q$, $n = r$, or else,

$n=q$, $p=r$. Hence the term in the curly brackets in eq. (2.4) reduces to $2i |B_n|^2 \sum_r T_{nrnr} |B_r|^2$, which is

imaginary. Thus the r.h.s. of eq. (2.4) vanishes to lowest order. To calculate higher-order terms, we first differentiate the product $B_n^* B_p^* B_q B_r$ with respect to t and substitute from eq. (2.3)

M. Stiassnie is with The Faculty of Civil and Environmental Engineering, Technion - Israel Institute of Technology, Haifa 32000, Israel. E-mail: miky@technix.technion.ac.il

$$\begin{aligned}
i \frac{d}{dt} (B_n^* B_p^* B_q B_r) = & \\
& - B_p^* B_q B_r \sum_{u,v,w} T_{nuvw} \delta_{nuvw} e^{[-i\Delta_{nuvw}t]} B_u B_v^* B_w^* \\
& - B_n^* B_q B_r \sum_{u,v,w} T_{puvw} \delta_{puvw} e^{[-i\Delta_{puvw}t]} B_u B_v^* B_w^* \\
& + B_n^* B_p^* B_r \sum_{u,v,w} T_{quvw} \delta_{quvw} e^{[i\Delta_{quvw}t]} B_u^* B_v B_w \\
& + B_n^* B_p^* B_q \sum_{u,v,w} T_{ruvw} \delta_{ruvw} e^{[i\Delta_{ruvw}t]} B_u^* B_v B_w
\end{aligned} \tag{2.5}$$

The contributions of most of the terms in the above equation cancel out on the average, and what remains is

$$i \frac{d}{dt} (B_n^* B_p^* B_q B_r) = \beta (B_n^* B_p^* B_q B_r) + \alpha \tag{2.6}$$

where

$$\begin{aligned}
\alpha = & -2T_{npqr} \delta_{npqr} \exp[-i\Delta_{npqr}t] \\
& \cdot \{C_q C_r (C_p + C_n) - C_n C_p (C_q + C_r)\},
\end{aligned} \tag{2.6a}$$

$$\begin{aligned}
\beta = & - \sum_u [(2 - \delta_{nu}) T_{nu nu} + (2 - \delta_{pu}) T_{pupu} \\
& - (2 - \delta_{qu}) T_{ququ} - (2 - \delta_{ru}) T_{ru ru}] C_u,
\end{aligned} \tag{2.6b}$$

$C_n = \overline{|B_n|^2}$ is the wave action spectrum, δ_{mn} is Kronecker's delta, and the bar denotes the ensemble-average.

Note that in the derivation of (2.6), we use the symmetries of the kernel

$$T_{npqr} = T_{nprq} = T_{pnqr} = T_{qnrp}.$$

For readers who do not feel at ease with the random phase approach, we note that one can reach (2.6) by making the alternative assumptions of statistical-homogeneity and near-Gaussianity of the wave field.

Statistical homogeneity means that $B_m B_n^* = C_n \delta_{nm}$ and the near Gaussianity is materialized by taking a

zero sixth cumulant, and by assuming a small fourth cumulant of order $\mathcal{O}(C^2)$.

Integrating eq. (2.6) with respect to t from $t - \Theta_{npqr}$ (where the fourth moments $B_n^* B_p^* B_q B_r$ are assumed to vanish) up to t , yields

$$\begin{aligned}
\overline{B_n^* B_p^* B_q B_r} = & -i e^{-\int_{t-\Theta_{npqr}}^t \beta d\tau} \\
& \cdot \int_{t-\Theta_{npqr}}^t \alpha(\tau) e^{-\int_{\tau-\Theta_{npqr}}^{\tau} \beta d\tilde{\tau}} d\tau
\end{aligned}$$

Assuming $C = C(\varepsilon^{-4}t)$, which enables to take β and the term in curly brackets is α outside the integrals and gives

$$\begin{aligned}
\overline{B_n^* B_p^* B_q B_r} = & 2iT_{npq} \delta_{npq} \\
& \cdot \{C_q C_r (C_p + C_n) - C_n C_p (C_q + C_r)\} \\
& \cdot \int_{t-\Theta_{npqr}}^t \exp[i\Delta_{npqr}\tau] d\tau
\end{aligned} \tag{2.8}$$

This step is valid only iff indeed

$$\mu = \frac{\partial C_n}{\partial t} \frac{\Theta_{npqr}}{C_n} \ll 1. \tag{2.9}$$

Substituting eq. (2.8) into eq. (2.4) yields

$$\begin{aligned}
\frac{dC_n}{dt} = & 4 \sum_{p,q,r} T_{npqr}^2 \delta_{npqr} \\
& \cdot \{C_q C_r (C_p + C_n) - C_n C_p (C_q + C_r)\} \\
& \cdot \text{Re} \int_{t-\Theta_{npqr}}^t \exp[i\Delta_{npqr}(t-\tau)] d\tau.
\end{aligned} \tag{2.10}$$

or,

$$\begin{aligned}
\frac{dC_n}{dt} = & 4 \sum_{p,q,r} T_{npqr}^2 \delta_{npqr} \\
& \cdot \{C_q C_r (C_n + C_p) - C_n C_p (C_q + C_r)\} \\
& \cdot \frac{\sin(\Delta_{npqr} \Theta_{npqr})}{\Delta_{npqr}}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

We anticipate that eq. (2.11), for a dense enough discretization, is insensitive to the exact numerical values of Θ_{npqr} , so that their replacement by a single

Θ , as suggested by (1.2), seems plausible. By a dense enough discretization, we mean that the grid spacing in the \mathbf{k} plane should be of order $\varepsilon^4 k_t$, where k_t is a typical wave-number.

We can finally rewrite eq. (2.11) in integral notation as

$$\frac{\partial C}{\partial t} = 4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_{0,1,2,3}^2 \delta_{0+1-2-3} \cdot \{C_2 C_3 (C_1 + C) - C C_1 (C_2 + C_3)\} \cdot \frac{\sin[(\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3)\Theta]}{\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3 \quad (2.12)$$

3. DISCUSSION

Our derivation seems to put a question mark on the validity of Hasselmann's equation. Note that (2.12) evolves into Hasselmann's model only when $\Theta \rightarrow \infty$, but this violates the condition (2.9).

Recently, Janssen (2003) has derived an equation similar to eq. (2.11), but with the stochastization time replaced by the actual time t . We argue that Janssen's equation is indeed adequate for cases of 'cold-start' at $t = 0$, but loses its validity for $t > O(1/\varepsilon^3 \omega_t)$, since eq.

(2.9) is violated. However, all numerical calculations in Janssen's paper are for shorter times, and thus within the validity of his equation.

We find it important to note that (2.7) with $\theta_{npqr} \equiv t$ produces a somewhat corrected version of Janssen's result, which has the Stokes'-correct-frequencies, instead of those from the linear dispersion relation.

In closing, we point out that the modified equation (2.12) has the advantage that it does not require to identify the locus of exact resonance.

4. REFERENCES

- Annenkov, S.Y. and Shrira, V.I., 2001, On the predictability of evolution of surface gravity and gravity-capillary waves, *Physica D*, 152-3, pp. 665-675.
- Hasselmann, K., 1962, On the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, part 1: General Theory. *J. Fluid Mech.*, 12, pp. 481-500.
- Janssen, P.A.E.M., 2003, Nonlinear four wave interaction and freak waves, *J. Phys. Oceanography*, 33, 863-884.
- Krasitskii, V.P., 1994, On reduced Hamiltonian equations in the nonlinear theory of water surface waves, *J. Fluid Mech.*, 272, p. 1-20.
- Zakharov, V.E., 1968, Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 9, pp. 150-1

PEA 982404
CARTOGRAPHIE DÉTAILLÉE PAR L'EMPLOI
D'UN SONDEUR MULTIFAISCEAU

RAPPORT FINAL

Février 2002

Hervé BISQUAY - Patrick MICHAUX

RÉSUMÉ

Le SHOM (service hydrographique et océanographique de la marine) met en œuvre, pour réaliser ses levés bathymétriques, des sondeurs multifaisceaux (SMF).

Afin de maîtriser la qualité des levés bathymétriques SMF par grands fonds et d'améliorer l'automatisation des procédures de traitement en temps différé des données bathymétriques SMF, le SHOM a mené de 1995 à 1997 des développements exploratoires dans le cadre du DE95902.

Ces développements ont été poursuivis dans le cadre du programme d'étude amont (PEA) 982404 de 1998 à 2001.

Les résultats de ces programmes d'études sont :

- la mise au point d'une doctrine d'emploi du SMF grands fonds Kongsberg-Simrad EM 12 Dual du bâtiment hydrographique *L'Espérance* ;
- la mise au point d'une méthodologie de contrôle des performances bathymétriques des SMF ;
- l'amélioration de la qualité des données du sondeur EM 12 Dual ;
- la définition d'une méthode d'analyse de la variabilité de la célérité sur les données de bathymétrie, qui a permis de définir la stratégie de mesure à adopter au cours des levés par grands fonds en Atlantique Nord-Est ;
- la mise au point d'un prototype complet de chaîne de traitement de la bathymétrie SMF : CIRCÉ.

ABSTRACT

The French naval hydrographic and oceanographic office (SHOM) operates several multibeam echosounders (MBES) for hydrographic surveys.

In order to control the deep water surveys quality and to improve the automation of the MBES bathymetric data post-processing procedures, the SHOM has led some exploratory studies in the "DE95902" program between 1995 and 1997.

These studies were followed by another research program (PEA 982404) from 1998 to 2001.

The results of these studies were:

- *creation of operating procedures for the Kongsberg-Simrad EM 12 Dual deep water MBES installed on the hydrographic ship "L'Espérance";*
- *development of a methodology to check the MBES bathymetric capabilities,*
- *improvement of the EM 12 Dual data quality;*
- *definition of an analysis method for the impact of sound velocity variations on bathymetric data. This method has permitted to define the sound velocity measurement strategy for deep water surveys in North East Atlantic;*
- *development of a complete prototype post-processing software for MBES bathymetric data: CIRCÉ.*

TABLE DES MATIÈRES

1 INTRODUCTION	11-3
2 CONTEXTE TECHNIQUE DU PROJET	11-3
2.1 LES SONDEURS MULTIFAISCEAUX	11-3
2.2 LES SONDEURS MULTIFAISCEAUX GRANDS FONDS	11-3
3 PRÉSENTATION DU PEA 982404	11-4
4. TRAVAUX MENÉS – RÉSULTATS OBTENUS	11-4
4.1 MAÎTRISE DE LA QUALITÉ DES LEVÉS	11-4
4.2 OPTIMISATION DU TRAITEMENT DES DONNÉES BATHYMÉTRIQUES	11-5
4.3 LA CHAÎNE DE TRAITEMENT PROTOTYPE CIRCE	11-9
5 SUIVI DU PEA SMF	11-12
5.1 CONTRATS D’OBJECTIFS	11-12
5.2 RÉUNIONS DE SUIVI DU PEA	11-12
6 BILAN FINANCIER	11-12
7 CONCLUSIONS - PERSPECTIVES	11-12
8 RÉFÉRENCES	11-13
9 GLOSSAIRE	11-15
ANNEXE	11-16

1. INTRODUCTION

Le présent document constitue le rapport final du Programme d'Études Amont 982404 : "**cartographie détaillée par l'emploi d'un sondeur multifaisceau**" ("PEA SMF").

Il présente, sous forme synthétique :

- le contexte technique du programme,
- le PEA 982404 et ses objectifs,
- les travaux effectués et les résultats obtenus,
- le bilan financier du programme,
- les perspectives d'emploi des résultats.

2. CONTEXTE TECHNIQUE DU PROJET

2.1. Les sondeurs multifaisceaux

Le principe du sondage acoustique consiste à déterminer la profondeur grâce à la mesure du temps de parcours d'un signal acoustique qui se réfléchit sur le fond de l'océan.

Un sondeur multifaisceau mesure simultanément la profondeur selon plusieurs directions, déterminées par les faisceaux de réception du système. Ces faisceaux forment une fauchée perpendiculaire à l'axe du navire. On explore ainsi le fond sur une large bande : on parle de bathymétrie surfacique et d'exploration (insonification) totale.

Les sondeurs multifaisceaux de dernière génération (postérieurs à 1990) sont des systèmes performants :

- Grâce à la finesse et au nombre de leurs faisceaux, la résolution des mesures est excellente : de 10 à 100 fois meilleure que celle d'un sondeur monofaisceau classique.
- De grandes surfaces peuvent être rapidement explorées grâce à la largeur de la "fauchée" qui varie entre 4 et 7 fois la profondeur. Ainsi, par 1000 mètres de fonds, une bande de largeur 7 km est totalement explorée.
- Outre la bathymétrie, les sondeurs délivrent des données d'imagerie, permettant de caractériser la nature des fonds.

L'expérience montre toutefois que les procédures de mise en œuvre de ces systèmes et de traitement de leur données sont délicates :

- Les volumes de données recueillies sont considérables (de l'ordre de 1 million de sondes par jour, dans le cas d'un sondeur pour "grands fonds",

- de l'ordre de 50 à 100 millions de sondes par jour, dans le cas d'un sondeur pour "petits fonds") et donc difficiles à gérer,

- L'emploi des sondeurs multifaisceaux nécessite une connaissance très précise de paramètres extérieurs tels que :

- . la célérité du son dans l'eau (afin de déterminer précisément la réfraction des rayons sonores),
- . l'attitude du navire (tangage, roulis, lacet),
- Enfin, les données recueillies comportent fréquemment des sondes erronées, qu'il faut détecter et éliminer.

L'obtention de mesures fiables et de qualité ne peut se faire qu'à condition d'optimiser les procédures de levé ainsi que les méthodes de traitement, souvent insuffisamment performantes, dans les chaînes de traitement en temps différé actuelles.

2.2. Les sondeurs multifaisceaux grands fonds

Le SHOM a mis en œuvre entre 1993 et 2000 un sondeur multifaisceau grands fonds, de type Kongsberg-Simrad EM 12 Dual, qui équipait le BH1 *L'Espérance* jusqu'à son désarmement au mois de septembre 2000.

Le SHOM a également acquis en 2000 des données à partir d'un système semblable installé sur le NO *Atalante* de l'Ifremer.

Les principales caractéristiques de ce système sont résumées dans le tableau 1.

L'Espérance a réalisé de 1993 à 2000 des levés au profit des forces, en Atlantique et en Méditerranée.

L'objectif de ces levés est double :

- assurer la sécurité de la navigation sous-marine,
- élaborer des cartes pour la navigation par corrélation bathymétrique.

D'autres systèmes multifaisceaux moyens et grands fonds sont disponibles dans la communauté scientifique française :

- Kongsberg-Simrad EM300, à bord du NO *Suroit* (Ifremer),
- Thomson Seafalcon, à bord du *Marion Dufresne* (IFRTP),

Diverses collaborations sont mises en place pour que le SHOM puisse accéder aux données recueillies par ces navires.

Sondeur	Kongsberg-Simrad EM 12 D
Constructeur	Kongsberg Simrad (Norvège)
Navires	BH1 <i>L'Espérance</i> (1993 - 2000) (NO <i>Atalante</i> (1992))
Mesure	Bathymétrie/imagerie
Plage de profondeur	100-12000 m
Fréquence	13 kHz
Nombre de faisceaux	162
Ouverture angulaire	150°
Largeur des faisceaux (émission x réception)	1.8 x 3.5°
Centrale d'attitude	SAGEM Microcin (sur <i>L'Espérance</i>)
Navigation	DGPS Sercel NR103 (corrections SKYFIX)
Mesure de la célérité	Bathycélérimètre MORS SV560 XBT XCTD Sippican

Tableau 1 : sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D

3. PRÉSENTATION DU PEA 982404

Le PEA 982404 "SMF" s'est déroulé sur trois ans : 1998/2000.

Ce programme constituait la poursuite et l'achèvement du développement exploratoire 95902 "cartographie détaillée par l'emploi d'un sondeur multifaisceau" (DE SMF), qui s'est également déroulé sur 3 ans : 1995/1997.

Ce programme comportait deux axes d'études :

1. Maîtrise de la qualité des levés bathymétriques multifaisceaux grands fonds,

Il s'agissait :

- d'optimiser les procédures de mise en oeuvre des sondeurs multifaisceaux grands fonds,
- de formuler des propositions concernant l'amélioration des systèmes, afin de recueillir des jeux de données brutes de qualité optimale.

A l'issue du programme, on devait disposer d'une doctrine d'emploi des sondeurs multifaisceaux grands fonds pour l'établissement des cartes de référence.

2. Amélioration et automatisation des procédures de traitement en temps différé des données bathymétriques multifaisceaux grands fonds :

Il s'agissait d'améliorer les méthodes et algorithmes de traitement relatifs :

- à la gestion des données,
- à la validation des données,
- au contrôle de la qualité des données,
- à la représentation du fond.

A l'issue du programme, on devait disposer d'algorithmes, validés sur des maquettes, de calcul de la bathymétrie et de qualification des données acquises.

4. TRAVAUX MENÉS – RÉSULTATS OBTENUS

4.1 Maîtrise de la qualité des levés

Ces études ont été menées en collaboration très étroite avec les utilisateurs (Mission Océanographique de l'Atlantique) et les constructeurs de sondeurs multifaisceaux grands fonds (Kongsberg-Simrad, Thomson).

Elles ont abouti :

- à la définition de la doctrine d'emploi des sondeurs multifaisceaux (et tout particulièrement du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 de *L'Espérance*) [1a, 1b].
- à la définition d'une méthodologie de contrôle des performances bathymétriques des sondeurs multifaisceaux) [1c].

- à l'amélioration significative de la qualité des données acquises à l'aide du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D, grâce à la mise en place d'une méthode originale de correction de la célérité : prise en compte de la célérité de surface (mesurée en permanence), dans les profils de célérité [1d].
- à la définition d'une méthode d'analyse de l'influence de la variabilité de la célérité sur les données bathymétriques. Cette méthode a permis de définir une stratégie d'observation de la célérité, tout au moins dans le cas des levés grands fonds, en Atlantique nord-est [1e].

4.2 Optimisation du traitement des données bathymétriques

La démarche de travail a consisté :

- d'abord à rechercher et étudier des méthodes et algorithmes de traitement nouveaux,
- ensuite à réaliser des outils logiciels basés sur les procédures et algorithmes développés,
- enfin à tester algorithmes et logiciels prototypes sur des données recueillies par le SHOM (principalement issues du sondeur grands fonds Kongsberg-Simrad EM 12 D de *L'Espérance*).

Ces travaux ont été :

- soit menés par le SHOM (projet "SMF" de la section Géodésie/Géophysique de l'Établissement Principal du SHOM ou Mission Océanographique de l'Atlantique, pour le test des logiciels développés),
- soit sous-traités à des laboratoires universitaires (*Centre de géostatistique de Fontainebleau, Laboratoire de traitement d'images de Télécom Bretagne...*), ou à une société de service : *ATLANTIDE*.

4.2.1 Gestion des données bathymétriques multi-faisceaux

Le traitement des données bathymétriques multifaisceaux est rendu délicat en raison des très grands volumes de données à gérer. Ces volumes sont d'autant plus importants que la profondeur est faible : un sondeur « grands fonds » (3000 m) recueille typiquement de l'ordre de 1 million de mesures (sondes) par jour, alors qu'un sondeur très petits fonds (10 m) peut recueillir plus de 100 millions de sondes par jour.

Dans le cadre du DE/PEA SMF, on a étudié des méthodes permettant de stocker et de gérer les données bathymétriques multifaisceaux.

Deux formats de données ont été établis :

- fichiers ".mbb" - stockage par profil des données brutes (niveau 1B) [2a,2b,2c]

Ce format s'appuie sur la bibliothèque de gestion de fichiers binaires NetCDF.

Les données sont rangées par profil (un fichier = un profil), puis par cycle, puis par sonde.

Les principales variables de cycles sont : la date et l'heure, la position du navire.

Les principales variables de sondes sont : la position de la sonde par rapport au navire, la profondeur.

Ces fichiers sont bien adaptés à l'accès aux données selon des requêtes temporelles.

Le modèle de données des modules de la chaîne de traitement CIRCE (cf. § 4.3) s'appuie sur ce format de données.

On notera que ce format, développé dans le cadre du DE SMF, a été repris par l'Ifremer pour décrire les données de bathymétrie multifaisceau gérées par le logiciel "CARAÏBES".

Les évolutions du format se font désormais en commun entre les 2 organismes.

La description du format est disponible sur le site internet de l'Ifremer : www.ifremer.fr.

- fichiers ".dat" - stockage par zones géographiques des données géoréférencées (niveau 2) [7a, 7b]

Le rangement des données s'appuie sur un maillage géographique (mailles carrées), qui couvre l'ensemble de la zone du levé.

Un fichier général (.def) définit le maillage : paramètres de la projection, position du coin sud-ouest du maillage, taille de la maille, nombre de mailles, nombre de sondes dans le maillage, liste des fauchées.

A chaque maille non vide est associé un fichier binaire (.dat) où sont rangées les sondes appartenant à cette maille. Une sonde est décrite par : sa position par rapport au coin sud-ouest de la maille, la profondeur, le numéro de cycle et de faisceau, un flag de validité.

A chaque fichier de données .dat est associé un fichier de grille multi-niveaux (.gmn) destiné à la visualisation des fichiers .dat.

Les fichiers .dat sont bien adaptés à l'accès aux données selon des requêtes spatiales.

Ils permettent, associés à des grilles multi-niveaux, la visualisation de lots de données plus importants qu'en utilisant les fichiers .mbb.

4.2.2 Maîtrise des erreurs ponctuelles

Les données bathymétriques multifaisceaux sont régulièrement entachées d'erreurs d'origines diverses, telles que des réflexions sur la surface, le bruit de mer par mauvais temps ou les écoulements turbulents et chargés de bulles devant les transducteurs.

Une des phases les plus délicates du traitement des données consiste à éliminer ces mesures erronées : c'est la phase "d'épuration" des données.

Dans le cadre du DE SMF, trois types de méthodes ont été étudiées :

- des **méthodes « manuelles »** : il s'agit pour l'hydrographe de visualiser toutes les données acquises lors du levé à l'aide d'un éditeur graphique, et d'invalider les sondes qui lui paraissent erronées.

Différentes méthodes de visualisation/édition des données ont été développées :

- éditeur de maillage : visualisation des données géoréférencées, rangées dans des cellules géographiques et éventuellement issues de plusieurs fauchées,
- éditeur de fauchée : visualisation des cycles ou des faisceaux,
- éditeur alphanumérique.

Ces études ont abouti à la réalisation d'un module logiciel d'épuration interactive des données bathymétriques multifaisceaux nommé **ODICÉ** (cf. § 4.3) [3a].

- des **méthodes « automatiques »** : compte tenu de la nature des erreurs (les sondes erronées sont souvent regroupées par paquets), les méthodes classiques de filtrage sont souvent prises en défaut.

Le développement d'algorithmes de détection de sondes erronées s'appuie sur l'hypothèse sous-jacente d'une certaine continuité de la topographie. Trois approches ont été explorées :

- la typologie des erreurs ;
- la cohérence statistique des sondes avec les sondes du voisinage ;
- la modélisation locale de la bathymétrie.

Ces approches ne sont pas exclusives, ni exhaustives. Elles reflètent le déroulement des études effectuées dans le cadre du projet SMF.

a) Typologie des erreurs [3b]

L'étude sur la typologie des erreurs a été menée sur un ensemble de données SMF grands fonds acquises à l'aide du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D du BH1 *L'Espérance* au cours de différentes campagnes de 1993 à

1996. Ces données ont été épurées manuellement, ce qui a permis d'établir un catalogue d'erreurs sur lequel une classification manuelle a été réalisée.

Trois types d'erreurs ont pu être expliqués par des dysfonctionnements du sondeur et corrigés par le constructeur.

Des algorithmes de détection ont été proposés pour deux autres types d'erreurs :

- **les erreurs dites "isolées"** : unique sonde erronée dans un cycle d'émission dont toutes les autres sondes sont valides.
- **les erreurs dites de type "3-4"** : décrochement plus profond de la bathymétrie sur les faisceaux centraux.

Ces deux algorithmes fournissent d'excellents résultats sur les données du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D du SHOM : leur spécificité assure un faible taux de détections abusives ainsi qu'une grande rapidité d'exécution. Cependant cette spécificité réduit considérablement le champ d'utilisation de ces algorithmes.

b) Cohérence d'une sonde avec ses voisines [3c]

Dans cette approche, on associe à chaque sonde de la fauchée à épurer un voisinage constitué des sondes incluses dans un disque centré sur la position de la sonde à tester. Ce voisinage sert de référence dans les tests statistiques. En sont exclues :

- la sonde à tester ;
- les sondes appartenant au cycle de la sonde à tester.

La distance utilisée est la distance euclidienne calculée sur les coordonnées projetées des sondes. Le rayon du voisinage est l'unique paramètre définissant le voisinage. Il varie selon la profondeur moyenne du levé et le type du sondeur. Par ailleurs, une fenêtre de présélection sur les cycles et les faisceaux accélère l'établissement du voisinage.

Trois tests (plus ou moins sophistiqués) de la cohérence entre la sonde à tester et son voisinage ont été étudiés.

- **La méthode des incréments de profondeur**

Pour chaque sonde de la fauchée, on construit l'histogramme des erreurs commises en estimant la profondeur de la sonde à tester par la profondeur de la sonde de référence. De cet histogramme est extrait la médiane. Si cette valeur d'estimation médiane est supérieure à un seuil, la sonde est détectée.

- **La méthode des quantiles**

Pour chaque sonde de la fauchée, on calcule l'histogramme de la profondeur des sondes du voisinage. De cet histogramme sont extraits un quantile inférieur, la médiane et un quantile supérieur. Ces statistiques permettent de définir un intervalle de confiance autour de la médiane. Si la sonde à tester n'appartient pas à cet intervalle, elle est détectée.

- **La méthode de validation croisée**

Pour chaque sonde de la fauchée, la profondeur est estimée par krigeage à l'aide des sondes du voisinage. Le krigeage fournit également la variance de l'estimation, ce qui permet de déterminer que l'erreur de re-estimation devient excessive et que la sonde doit être détectée.

Cette méthode, plus sophistiquée, permet de prendre en compte la localisation des sondes dans le voisinage, la variabilité locale de la topographie ainsi que le niveau du bruit de mesure, différencié selon l'index de faisceau. La contrepartie de cette analyse fine est d'une part des temps de calcul importants et, d'autre part, une sensibilité à la présence de quelques valeurs fortement erronées. Une étape préalable de détection des sondes « très aberrantes » est donc nécessaire.

c) L'estimation robuste [3d,3e]

Cette méthode s'appuie sur une modélisation locale de la bathymétrie. L'ajustement d'une quadrique sur les données brutes est effectué avec l'aide d'un estimateur robuste. L'estimateur de Tukey a été retenu en raison de son caractère adaptatif. De forts écarts mesurés entre les profondeurs mesurées et celles estimées par le modèle désignent les sondes potentiellement erronées. Une confrontation locale des résultats permet alors d'extraire de cet ensemble, les sondes erronées.

Cet algorithme a été testé sur différents jeux de données bathymétriques. Son efficacité a été démontrée indépendamment des profondeurs ou types de reliefs envisagés. Qui plus est, son application ne requiert que l'ajustement de deux paramètres de contrôle. Pour ces raisons, il est actuellement utilisé à bord des bâtiments du SHOM et par les missions lors de la validation des données acquises.

4.2.3 Maîtrise des erreurs systématiques et contrôle de la qualité

Plusieurs procédures de contrôle de la qualité ont été étudiées :

- **évaluation des performances d'un sondeur multifaisceau** [4a,4b]

Cette étude a consisté à développer différentes méthodes de quantification du bruit de mesure d'un sondeur multifaisceau. Le but est de disposer d'outils permettant de vérifier que la précision des mesures de chaque faisceau du sondeur satisfait d'un point de vue statistique, aux objectifs du levé.

- **courbe d'effet de pépité :**

En géostatistique, l'effet de pépité est la discontinuité à l'origine du variogramme. La méthode consiste à déterminer cette valeur, par faisceau. L'intérêt de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de disposer de fond de référence.

- **variance expérimentale**

Il s'agit de déterminer, par faisceau, la variance expérimentale des écarts à un fond moyen, obtenu par filtrage médian de la profondeur, le long de chaque faisceau.

- **méthode des quartiles**

Dans ce cas, l'estimation de la variance est obtenue après détermination des quantiles d'ordre 2 de la distribution des écarts, en s'appuyant sur l'hypothèse de normalité des écarts.

Ces différents algorithmes ont été implémentés dans le module logiciel ORPHE de la chaîne de traitement CIRCÉ (cf. § 4.3).

- **détermination de la zone insonifiée par un sondeur multifaisceau** [4c,4d]

L'étude a consisté à développer une méthode de détermination de la zone insonifiée par un sondeur multifaisceau (couverture) en s'appuyant sur une opération de morphologie mathématique : la dilatation.

Cet algorithme a été implémenté dans le module logiciel OLINPE de la chaîne de traitement CIRCÉ (cf. § 4.3).

- **contrôle des traversiers** [4e]

Cette étude a consisté à développer une procédure d'exploitation des profils traversiers réalisés à l'occasion des levés bathymétriques multifaisceaux.

Cette procédure s'appuie sur la comparaison des sondes de chaque profil "régulier" à un modèle numérique de terrain établi à l'aide des faisceaux verticaux du profil "traversier" : on génère à partir des faisceaux centraux des profils traversiers (de précision supérieure car moins soumis aux erreurs liées à l'imprécision des mesures de roulis et de célérité et fréquemment moins bruités) un modèle numérique de terrain de référence, auquel on compare l'ensemble des mesures provenant des profils réguliers,

afin de mettre en évidence des erreurs systématiques sur tous les faisceaux (erreur de marée...) ou sur les faisceaux latéraux du profil régulier (erreur liée au roulis, à la célérité...).

Cette comparaison est fournie à l'opérateur :

- soit à l'aide d'une visualisation graphique des écarts,
- soit sous forme de synthèse statistique.

Cette procédure a abouti au développement du module logiciel ECTAURE de la chaîne de traitement CIRCÉ (cf. § 4.3).

4.2.4 Représentation du fond

Les sondeurs multifaisceaux fournissent des lots de données bathymétriques constitués de semis de points irréguliers.

L'exploitation de ces lots de données s'effectue en deux étapes :

- intégration des données dans une base de données : la base de données bathymétriques du SHOM (BDDBS) qui a été étudiée et développée dans le cadre d'un autre projet,
- production de modèles de représentation du relief sous-marin à partir des données de la BDDBS. Ces modèles permettent d'estimer, pour toute position géographique de la zone explorée, la profondeur.

Afin de maîtriser ce processus, plusieurs aspects ont été étudiés :

- **condensation des données**

Afin de limiter les volumes de données à intégrer dans la BDDBS, des méthodes de condensation ont été étudiées :

- algorithme de condensation/fusion [5a,5b]
Cet algorithme s'appuie sur la technique des quadrees : Une grille régulière à maille carrée est tout d'abord construite. Les mailles sont ensuite fusionnées selon différents critères : résolution de la mesure bathymétrique, variabilité locale de la topographie. Cette procédure de condensation intègre une phase de qualification des données (estimation de la précision de la mesure de profondeur, de la précision de la position de la sonde, de la résolution spatiale de la mesure), qui s'appuie sur l'emploi d'un modèle d'erreur a priori, déterminé dans le cadre des études sur la maîtrise de la qualité des levés [1c].
- description des caractéristiques du relief [5c]

La technique de condensation consiste à découper la zone explorée en sous-régions comportant chacune une topographie suffisamment régulière pour être décrite par un modèle mathématique simple. Chaque région peut alors être reconstituée à partir d'un nombre de points limité.

Le découpage est basé sur des techniques de traitement d'images et plus particulièrement de morphologie mathématique. Le principe général est de découper l'image en régions (segmentation) qui s'appuient sur les lignes caractéristiques du relief : lignes de crête et de talweg.

Des études ont été et sont toujours menées dans ce domaine dans le cadre du PEA 982408.

- **modèles numériques de terrain**

Une importante étude bibliographique a été menée [5d] et plusieurs approches ont été étudiées :

- modèles numériques de terrain réguliers
La modélisation du fond s'appuie sur un réseau à mailles régulières carrées en utilisant un interpolateur plus ou moins sophistiqué (techniques classiques : plus proche voisin, moyenne mobile, moindres carrés...) [5e,5f]

Les MNT peuvent être accompagnés de sous-produits : modèles d'écart type et modèles de densité.

- géostatistique (krigeage) [5e,5g]
- triangulation

Les maillages triangulaires (TIN) sont constitués d'un réseau de triangles dont les sommets s'appuient sur les sondes mesurées [5h].

- **détection de sondes caractéristiques**

Les sondes "caractéristiques" sont des sondes correspondant aux minima locaux (sommets des monts sous-marins).

Deux algorithmes de choix de sondes caractéristiques ont été développés :

- choix de sondes "classique" [5i]
Cet algorithme s'appuie sur une répartition régulière des sondes choisies, suivant un critère de distance minimale entre deux sondes : extraction des caractéristiques du relief
- choix de sonde par détection des minima locaux [5j]

Cet algorithme est basé sur la détection préliminaire des minima locaux à l'aide d'un opérateur morphologique.

- **intégration des données multifaisceaux à la BDBS**

Une procédure d'intégration des données bathymétriques multifaisceaux dans la BDBS a été développée. Elle inclut notamment la génération de fichiers de métadonnées qui permettent de caractériser chaque lot. [5k].

Cette procédure a été implémentée dans le module logiciel AMTIOP de la chaîne de traitement CIRCÉ (cf. § 4.3).

4.3 La chaîne de traitement prototype " CIRCÉ "

Les études menées dans le cadre du projet ont abouti, en 1998, au développement d'un prototype de chaîne de traitement des données bathymétriques multifaisceaux grands fonds, nommée CIRCÉ (*Chaîne Interactive de Représentation Cartographique des données des Echosondeurs*).

Le logiciel CIRCÉ a été réalisé selon une conception orientée objet, en langage C++ en utilisant les bibliothèques suivantes :

- Tools.h de Rogue Wave,
- Views de Ilog (IHM et visualisations graphiques), -
- Netcdf (description des données),
- GMT (représentations cartographiques),
- Geolib (géodésie).

CIRCÉ se compose de modules de traitement élémentaires dédiés à une tâche spécifique :

- **ODICCE : Outil de Détection Interactive de Cycles et de Cellules Erronés** [3a]

ODICCE a pour but de détecter et d'éliminer les mesures erronées selon une procédure semi-automatique : l'opérateur valide de façon interactive une liste de sondes douteuses que lui désigne un algorithme ou un ensemble d'algorithmes.

Plusieurs modes de visualisation des données sont disponibles : vue de dessus, coupes, éditeurs de faisceaux, de cycles, éditeur alphanumérique ...

ODICCE met en œuvre les différents algorithmes de détection développés et validés dans le cadre du projet et qui utilisent plusieurs approches :

- la typologie des erreurs (*erreurs caractéristiques du sondeur*),
- la cohérence statistique des sondes avec leurs voisines (*méthodes géostatistiques*),
- la modélisation locale de la bathymétrie (*estimation robuste : estimateur de Tukey*).

- **ORPHE : Outil de Représentation des Performances Hydrographiques des Echosondeurs** [6a, 6b, 6c]

Ce module de traitement est dédié à l'évaluation des performances d'un sondeur (précision, portée) au cours d'un levé. Il s'agit de vérifier que la précision des mesures de chaque faisceau du sondeur satisfait, d'un point de vue statistique, aux objectifs du levé.

Il permet :

- d'analyser les données recueillies sur une zone de référence,
- de quantifier le bruit de mesure au cours d'un levé,

à l'aide d'algorithmes originaux développés et validés dans le cadre du projet (courbe d'effet de pépite, variance expérimentale, méthode des quartiles).

Ce logiciel permet de contrôler avec précision les performances du sondeur de *L'Espérance*.

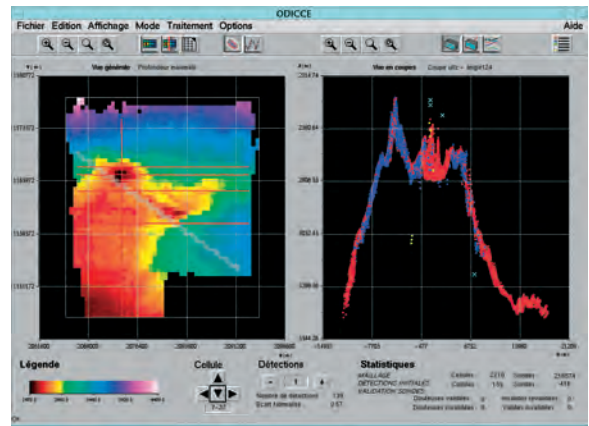


Figure 1 : logiciel ODICCE

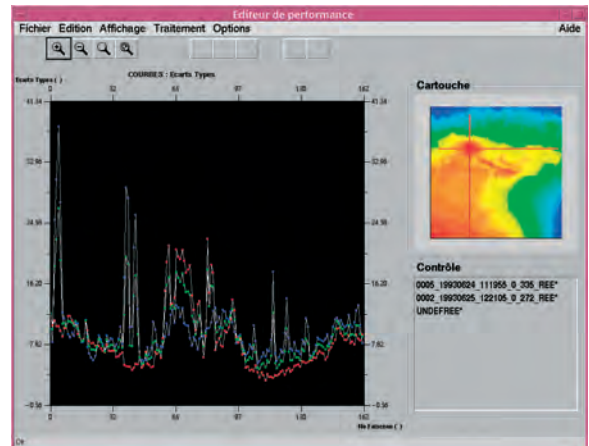


Figure 2 : logiciel ORPHE

- **OLINPE : Organisation d'un Levé et Insonification des Profils des Echosondeurs** [6a,6b,6d]

Cet outil est dédié à la gestion de l'avancement du levé et au contrôle de son exhaustivité.

Il permet notamment :

- le calcul de la zone explorée "insonifiée" par le sondeur (couverture), grâce à l'algorithme développé dans le cadre du projet, ainsi que l'identification et l'analyse de zones "critiques" : densité de mesure insuffisante ou anomalie bathymétrique,
- la simulation de la couverture à partir de routes planifiées.

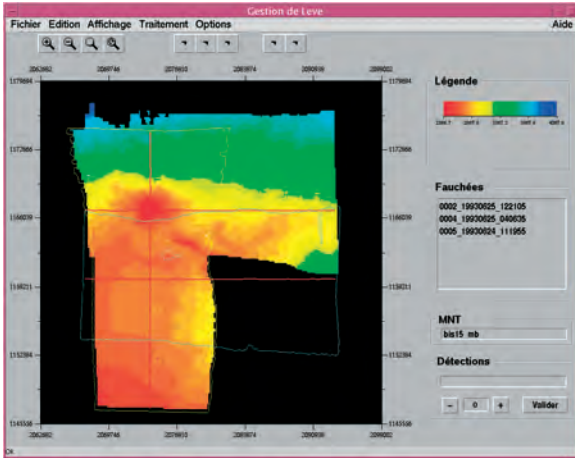


Figure 3 : logiciel OLINPE

- **ECTAURE** *Editeur de Coupes sur Traversiers Adapté à l'Utilisation des Résultats des Echosondeurs [4e]*

ECTAURE a pour but l'exploitation des profils traversiers de contrôle réalisés lors des levés hydrographiques. L'objectif est de mettre en évidence des erreurs systématiques :

- biais relatifs (contrôle de la prise en compte de la célérité, du roulis ...),
- biais absolus (contrôle des corrections de marée, du pilonnement ...).

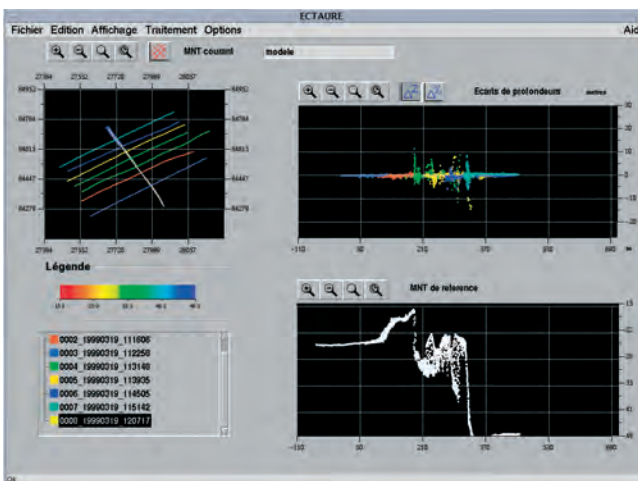


Figure 4 : logiciel ECTAURE

- **OMEIRE** : *Outil Multiscrit d'Exportation et d'Importation des Résultats des Echosondeurs [6e]*
OMEIRE assure :

- l'importation des données brutes des sondeurs au format SHOM/Ifremer,
- l'exportation des données à divers formats L, G, Z

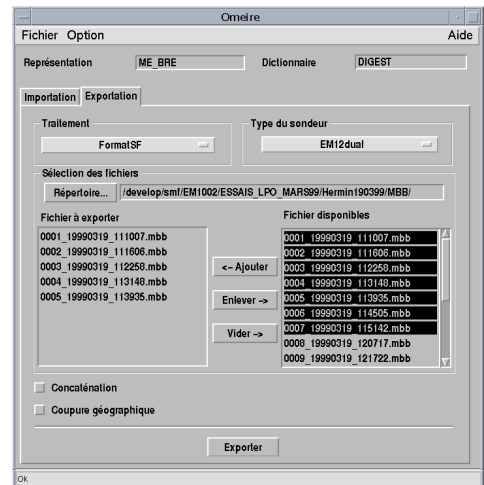


Figure 5 : logiciel OMEIRE

- **ULICE** : *Utilitaire de Localisation Interactif Cartographique des Echosondeurs [6e]*

ULICE est un outil dédié à la validation visuelle de la localisation du navire.

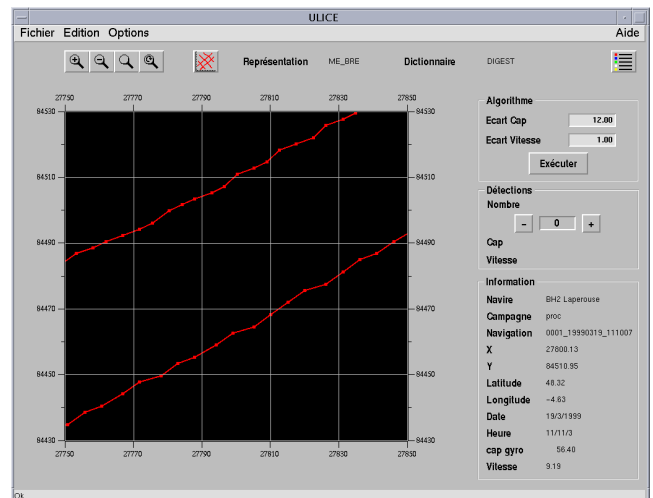


Figure 6 : logiciel ULICE

- **ARGOS** : *Aide à la Réalisation Graphique d'Objets de Synthèse*

Cet outil est dédié à l'établissement de cartes bathymétriques de synthèse, selon les normes du SHOM,

à partir de lots de sondes ou de modèles numériques de terrain.

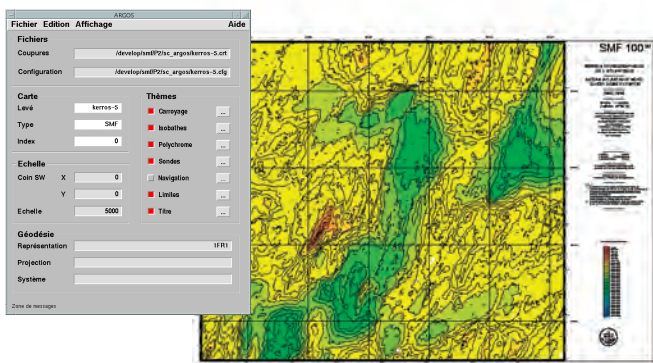


Figure 7 : logiciel ARGOS

- **AMTIOP** : *Application, Manipulation et Transformation Interactive d'Objet Pivot* [5k]
AMTIOP génère des fichiers de données bathymétriques (données et méta-données) au format "pivot" (format d'entrée de la base de données bathymétriques du SHOM)

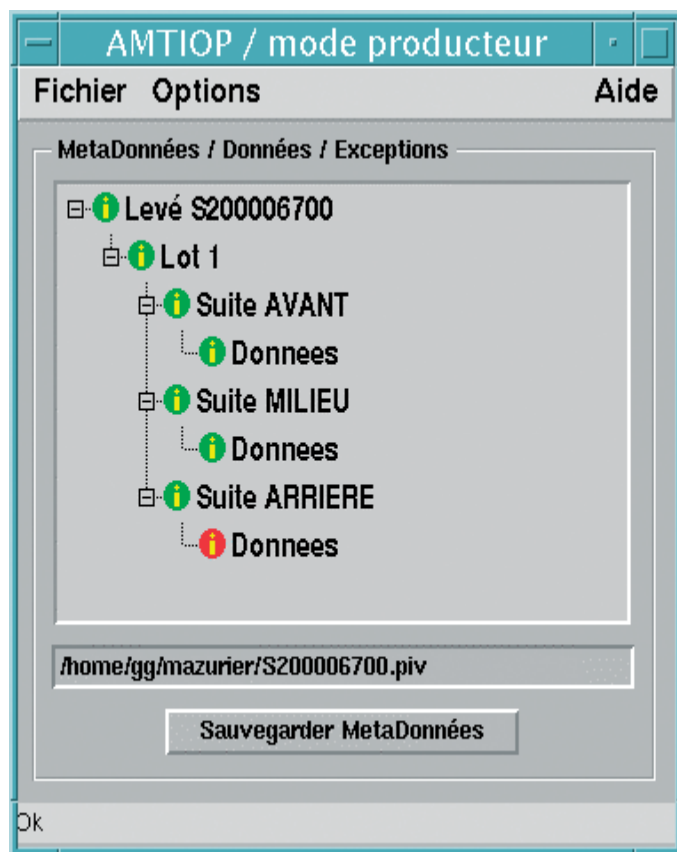


Figure 8 : logiciel AMTIOP

- **PEGASE** [6f]

PEGASE a pour objet l'enchaînement automatique des modules de traitement élémentaire des données bathymétriques multifaisceaux. Cet outil permet de visualiser rapidement les données bathymétriques multifaisceaux, au cours d'un levé.

- **OVIDE** [7b] : *Outil de Visualisation Interactive de DAT et d'Echosondeurs*

Ce logiciel est un outil de visualisation de données bathymétriques géoréférencées, archivées sous le format .dat (cf §4.2.1.).

Cet outil utilise une technologie multi-niveaux : les données bathymétriques sont archivées dans les fichiers .dat (données géoréférencées de bathymétrie, en coordonnées projetées). Chaque sonde du fichier .dat comporte une information sur son numéro de cycle, de faisceau, de fauchée d'origine, l'angle d'incidence du faisceau de mesure, ainsi qu'un flag de validité.

A chaque fichier .dat est associé un fichier .gmn (grille multi-niveaux) qui subdivise le fichier .dat en une grille géographique à plusieurs niveaux. Le nombre de cellules du fichier .gmn (limité à 128 pour le moment) définit la résolution de visualisation des données bathymétriques.

L'ensemble des fichiers .dat traités ou visualisés sont regroupés dans une matrice, utilisée pour l'affichage de l'ensemble de la zone traitée.

Cet outil permet le chargement d'un nombre élevé de sondes (testé avec 140 millions de sondes sans difficulté sur une station SUN Ultra 5). Sa limitation se situe dans la pertinence du nombre de données affichées dans la cellule élémentaire du .gmn : le nombre de cellules étant limité par les capacités des machines, le nombre de sondes par cellules peut être trop élevé pour que la résolution de la visualisation soit satisfaisante pour un opérateur.

La version actuelle de cet outil permet une visualisation des données par coupes de la zone sous forme de nuages de points, ainsi que leur invalidation manuelle. Cette version a donc pour le moment un objectif de contrôle de l'ensemble d'une zone après traitement par ODICCÉ.

Un outil de condensation des données bathymétriques par l'algorithme décrit dans les références [5a, 5b] a également été intégré dans ce logiciel prototype.

A terme, l'outil OVIDE devrait évoluer et reprendre les fonctionnalités d'ODICCÉ (visualisation par cycles et par faisceaux), mais en étant adapté à la visualisation de plus gros volumes de données.

Son adaptation à un nouveau format plus adapté aux SMF petits fonds constituera le point de départ des outils de traitement des données SMF petits fonds (PEA 002401).

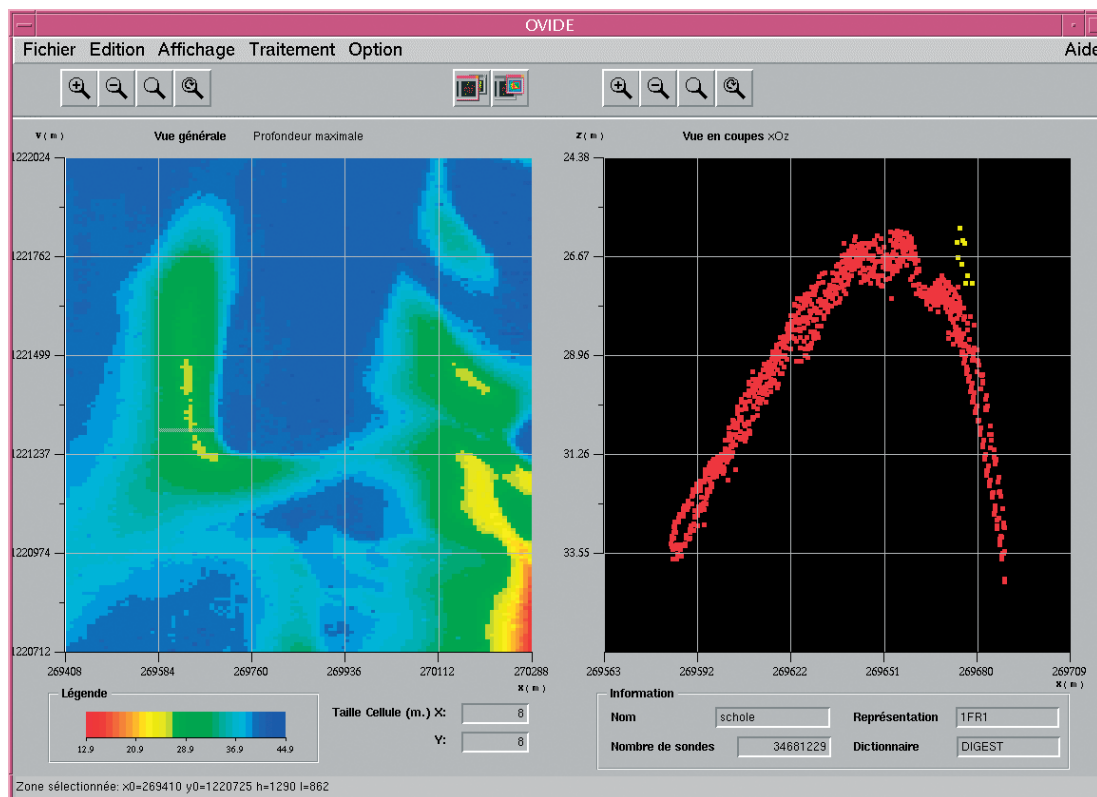


Figure 9 : logiciel OVIDE

5. SUIVI DU PEA SMF

5.1 Contrats d'objectifs :

Deux contrats d'objectif ont été élaborés, pour les annuités 98 et 99 du PEA SMF.

1998 : contrat 98.10068 - référence : 77895
 DSP/STTC/PBA/AC du 10 décembre 1998
 1999 : contrat 99 CO 001 - référence 76619
 DSP/STTC/PBA/AC du 27 mai 1999

5.2 Réunions de suivi du PEA :

Trois réunions de suivi du PEA ont été organisées, à Brest :

- le 28 octobre 1998 (réunion de lancement) -
 Compte-rendu n°302/EPHOM/CH/GG du 13 novembre 1998,
- le 6 juillet 1999 : Compte-rendu n° 324/EPHOM/CMO
 du 15 juillet 1999
- le 7 novembre 2000.

6. BILAN FINANCIER

Le tableau en annexe synthétise les montants financiers engagés pour chacune des tâches réalisées dans le cadre du PEA 9824.

7. CONCLUSION - PERSPECTIVES

Les deux objectifs principaux du DE SMF et du PEA 982404 ont été atteints. Les études réalisées dans le cadre de ce développement exploratoire et du PEA qui a suivi ont permis d'une part de maîtriser la qualité des levés SMF grands fonds (mise au point d'une doctrine d'emploi des SMF grands fonds, d'une méthodologie d'évaluation des performances des SMF, amélioration de la qualité du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D), et d'autre part d'améliorer la maîtrise des procédures de traitement des données bathymétriques issues des sondeurs multifaisceaux, ainsi que de la qualité des données à l'issue des traitements : réalisation d'une chaîne de traitement des données prototype " CIRCÉ ".

Les applications futures des résultats de ce PEA seront :

- **Industrialisation des modules CIRCÉ**

La Mission Océanographique de l'Atlantique (MOA) a montré que le logiciel CIRCÉ permettait de traiter de façon tout à fait satisfaisante les données bathymétriques issues du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 D.

Par rapport au logiciel utilisé précédemment (Neptune de Simrad) :

- la qualité des données produites est supérieure : (fourniture de lots de données validées/ qualifiées intégrables à la BDBS),
- les temps de traitement des données ont été réduits de manière considérable, (pour l'étape de validation des données, la MOA indique que la durée des traitements a été réduite dans un rapport 5).

Toutefois, CIRCÉ, développé dans le cadre d'études exploratoires, reste un outil prototype qu'il serait souhaitable d'industrialiser. Par ailleurs, certains aspects du traitement des données multifaisceaux, bien maîtrisés par les chaînes de traitement du commerce (exemple : application des corrections instrumentales), n'ont pas été traités dans le cadre du PEA SMF.

Pour remédier aux limites de l'outil CIRCÉ, un projet de collaboration avec l'Ifremer a été lancé. Ce projet a pour objectif l'amélioration du logiciel CARAIBES de l'Ifremer, par l'intégration de modules ou d'algorithmes de la chaîne de traitement CIRCÉ.

Cette collaboration se concrétise par la rédaction d'un protocole entre le SHOM et l'Ifremer fixant les modalités d'intégration des outils du SHOM dans le logiciel CARAIBES, ainsi que les modalités de diffusion éventuelle future du produit résultant.

• Poursuite des recherches sur le traitement des données petits fonds

CIRCÉ a été conçu pour le traitement des données grands fonds (l'application visée concerne la navigation sous-marine : sécurité et navigation par corrélation bathymétrique).

L'expérience montre que certains algorithmes et traitements de CIRCÉ sont peu adaptés, voire inutilisables dans le cas du traitement des données petits fonds et très petits fonds.

L'utilisation des outils de CIRCÉ par la Mission Hydrographique de l'Atlantique lors du traitement de données issues des SMF Simrad EM 1002 S dans des profondeurs faibles (inférieures à 50 m), a montré que le fonctionnement général des outils était satisfaisant, tout en étant notablement pénalisé par le volume de données traitées (temps de calcul considérablement allongés).

C'est pourquoi un nouveau programme d'étude amont (PEA 002401 : "topographie pour la guerre des mines") a été lancé en 2000. Un de ses objectifs concerne l'optimisation du traitement des données bathymétriques multifaisceaux petits fonds.

L'outil OVIDE décrit au paragraphe 4.3 a servi de point de départ aux études de ce PEA.

8. RÉFÉRENCES

On liste ci-dessous les documents les plus importants (rapports de synthèse, rapports intermédiaires, articles, rapports d'études) établis dans le cadre du DE/PEA SMF. L'ensemble de ces documents est disponible auprès de la section Géodésie-Géophysique de l'EPSHOM.

Maîtrise de la qualité des levés

[1a] norme : levés bathymétriques - V0.7 - septembre 2000

[1b] guide technique : réalisation des levés bathymétriques SMF - 0.0 - mars 2001

[1c] guide technique SHOM : évaluation des performances bathymétriques des sondeurs multifaisceaux - v0.1 - juillet 2000

[1d] étude de la prise en compte de la célérité de surface dans le traitement des données bathymétriques du sondeur Kongsberg-Simrad EM 12 - Simrad Subsea - Horten - 29.11.96

[1e] étude statistique de la variabilité de la célérité de surface et de son influence sur la correction des sondages bathymétriques multifaisceaux à large ouverture - Thomson Marconi Sonar - 14 02 1996.

Gestion des données bathymétriques multifaisceaux

[2a] spécifications des formats SMF - fiche SHOM / ATLANTIDE - 177 EPSHOM/CH/GG du 10 juillet 1998

[2b] nouveau format de données bathymétriques - rapport intermédiaire ATLANTIDE n° 266 EPSHOM/CH/GG du 22 octobre 1998

[2c] classes du modèle de données d'ODICCÉ - fiche ATLANTIDE 160 EPSHOM/CH/GG du 24 juin 1998

[2d] rapport intermédiaire ATLANTIDE 577 EPSHOM/CH/GG du 11 septembre 1997

[2e] développement en C++ de méthodes de gestion d'un levé - rapport intermédiaire ATLANTIDE - 24 EPSHOM/CH/GG du 23 janvier 1998

Maîtrise des erreurs ponctuelles – Validation des données

[3a] rapport final ATLANTIDE 105 EPSHOM/CH/GG du 7 mai 1998

[3b] Typologie des erreurs les plus courantes sur les sondes des sondeurs multifaisceaux et leur impact sur la qualité des données - rapport d'études SHOM 007/97 - mai 1997

[3c] méthodes géostatistiques automatiques de contrôle des données bathymétriques acquises par un sondeur multifaisceau grands fonds - rapport de synthèse Centre de géostatistique de Fontainebleau - mars 1997

[3d] Application d'un estimateur robuste à la détection des erreurs ponctuelles dans les données bathymétriques multifaisceaux - rapport d'étude SHOM n° 2/98

[3e] détection automatique des erreurs ponctuelles présentes dans les données bathymétriques multifaisceaux - Nathalie Debese - Annales hydrographiques du SHOM (à paraître)

Contrôle de la qualité des données

[4a] étude d'un logiciel de traitement SMF - rapport intermédiaire ATLANTIDE 7 EPSHOM/GG du 8 janvier 1998

[4b] étude d'un outil d'évaluation des performances d'un sondeur multifaisceau - 107 EPSHOM/GG du 29 avril 1998

[4c] Détection de la zone insonifiée par un sondeur multifaisceau- rapport d'études SHOM 001/99 - N. Debese - janvier 1999

[4d] Detection of the insonification area of a multibeam echosounder using a front propagation - N. Debese - H. Bisquay - International Hydrographic review - sept 99

[4e] spécifications du logiciel ECTAURE - rapport ATLANTIDE 561 EPSHOM/GG du 2 novembre 1999

Représentation des fonds

[5a] condensation des données bathymétriques - fiche SHOM/Atlantide 598 EPSHOM/CH/GG du 22 novembre 1999

[5b] test de l'algorithme de condensation - rapport intermédiaire ATLANTIDE 176 EPSHOM/CH/GG du 30 mars 2000

[5c] description structurale de modèles numériques de terrain sous marins - Centre de Géostatistique de Fontainebleau - N-2/00/G - février 2000

[5d] amélioration de la représentation des fonds marins - étude bibliographique - rapport intermédiaire Atlantide 356 EPSHOM/CH/GG du 29 juin 1999

[5e] méthodes de modélisation de la bathymétrie - rapport intermédiaire ATLANTIDE 238 EPSHOM/CH/GG du 24 septembre 1998

[5f] modèles numériques de terrain - rapport intermédiaire Atlantide 255 EPSHOM/CH/GG du 18 mai 2000

[5g] amélioration de la représentation des fonds marins à partir de mesures très denses acquises par sondeur multifaisceau - rapport de synthèse final - Centre de géostatistique de Fontainebleau - N-36/98/G - octobre 1998

[5h] triangulation sous contrainte - rapport intermédiaire ATLANTIDE 385 EPSHOM/CH/GG du 13 juillet 2000

[5i] description de l'algorithme de détection de sondes caractéristiques - fiche SHOM/ATLANTIDE 9 EPSHOM/CH/GG du 7 janvier 2000

[5j] extraction des sondes caractéristiques à partir de la détection des minima locaux - rapport Atlantide 368 EPSHOM/CH/GG du 10 juillet 2000

[5k] gestion et visualisation des modèles numériques de terrain bathymétriques - logiciel AMTIOP - rapport intermédiaire Atlantide 386 EPSHOM/CH/GG/NP du 13 juillet 2000

Logiciel CIRCÉ

[6a] rapport intermédiaire ATLANTIDE 294 EPSHOM/CH/GG du 9 novembre 1998

[6b] rapport Atlantide 360 EPSHOM/CH/GG du 30 juin 1999

[6c] description des classes de l'outil d'évaluation des performances d'un sondeur multifaisceau - rapport intermédiaire Atlantide EPSHOM/CH/GG du 25 juin 1999

[6d] contrôle de la qualité des données bathymétriques multifaisceaux - rapport Atlantide 597 EPSHOM/CH/GG du 19 novembre 1999

[6e] rapport intermédiaire Atlantide 97 EPSHOM/CH/GG du 1^{er} mars 1999

[6f] logiciel PEGASE - rapport intermédiaire ATLANTIDE 165 EPSHOM/CH/GG du 22 mars 2000

[6g] Rapport intermédiaire Atlantide sur l'étude sur la gestion et la visualisation de MNT bathymétriques - ATL_MEX1003340_1 du 11 juillet 2000.

[6h] Rapport final Atlantide sur l'étude sur la gestion et la visualisation de MNT bathymétriques – ATL_MEX1003340_2 du 6 novembre 2000.

Logiciel OVIDE

[7a] Rapport d'avancement sur les études relatives à l'enchaînement des traitements des données bathymétriques et à la synthèse du PEA 982404 – ATL_MEX1003052_1 du 06 novembre 2000.

[7b] Rapport final sur les études relatives à l'enchaînement des traitements des données bathymétriques et à la synthèse du PEA 982404 – ATL_MEX1003052_2 version 1.0 du 20 février 2001.

9. GLOSSAIRE

bathymétrie : mesure de la profondeur de l'eau

BDDBS : base de données bathymétriques du SHOM

BH 1 : bâtiment hydrographique de première classe

correction : quantité qui permet de réduire ou d'éliminer les effets d'une erreur, et d'améliorer la précision de la valeur corrigée : valeur corrigée = mesure + correction

couverture : limite de la zone explorée ("insonifiée") par un sondeur multifaisceau

cycle : ensemble des mesures acquises lors d'une émission-réception du sondeur

DE : développement exploratoire

erreur : écart entre une valeur mesurée ou calculée et sa valeur réelle : erreur = mesure – valeur réelle

fauchée : couloir exploré ("insonifié") par le sondeur, parallèlement à la route du navire

GPS : Global Positioning System. Système de positionnement temps réel par Satellites

GPS différentiel (DGPS) : Positionnement GPS associé à des corrections calculées par des stations à terre et retransmises au porteur (par satellite ou liaison hertzienne) : précision absolue meilleure que 10 mètres

incidence : angle défini entre la verticale et la direction initiale du faisceau

lacet : mouvement de rotation autour de la verticale du bâtiment

MNT : modèle numérique de terrain

niveau : niveau de traitement des données. 1A : temps de parcours du signal fourni par le sondeur ; niveau 1B : mesures brutes de profondeur ; niveau 2 : mesures traitées, corrigées, géoréférencées et validées.

ouverture angulaire : angle au sommet du cône formé par les faisceaux bâbord et tribord de plus grande incidence. Ce paramètre définit, avec la profondeur, la largeur de fauchée

PEA : programme d'étude amont

pilonnement : composante verticale du mouvement du porteur

portée : limite au-delà de laquelle les mesures de profondeur ne sont plus exploitables

précision : intervalle dans lequel se trouve une valeur par rapport à sa valeur réelle ; elle est généralement associée à un niveau de confiance (probabilité)

profil (ou ligne) : route prédéfinie suivie par un bâtiment ou une embarcation en sondage

roulis : mouvement de rotation du bâtiment autour de sa ligne de foi

sonde : distance verticale entre le fond et le niveau de référence correspondant au zéro hydrographique

sondeur : appareil permettant de mesurer la hauteur entre la surface de la mer et le fond sous-marin

sondeur multifaisceau (ou SMF) : sondeur permettant de mesurer la hauteur d'eau sur une large fauchée perpendiculaire à la route suivie par le navire

tangage : mouvement de rotation du bâtiment autour de la ligne perpendiculaire à la ligne de foi dans le plan horizontal du bâtiment

PEA SMF - études sous-traitées

Intitulé	Commande	Contrat (date de notification)	Montant	Titulaire	Réception	Rapports
Contrôle de la qualité des données bathymétriques multifaisceaux Synthèse des études réalisées au SHOM Réf. PEA : DE SMF (reliquats) Réf. ECEAE : 53.04.1.01	Marché négocié	98.87.004 28/10/98	699 480	ATLANTIDE	28/10/99	[2°] [4b] [4°] [6b]
Optimisation d'un modèle de données décrivant la bathymétrie multifaisceau Réf. PEA : DE SMF (reliquats) Réf. ECEAE : 53.04.1.04	ASF	T5 98 148 15/10/98	249 400,80	ATLANTIDE	14/04/99	[2b]
Amélioration de la représentation des fonds marins à partir de mesures très denses acquises par des sondeurs multifaisceaux Réf. PEA : DE SMF (reliquats) Réf. ECEAE : 53.04.1.02	Convention	14/96 (av no 2) 4/03/99	250 000	ARMINES	4/03/2000	[5c]
Représentation des fonds à partir de données bathymétriques multifaisceaux – conception des IHM et objets graphiques Réf. PEA : DE SMF (reliquats) Réf. ECEAE : 53.04.1.03	Marché négocié	98.87.031 30/10/98	573 382	ATLANTIDE	29/08/99	[6b]

Amélioration des procédures de contrôle de la qualité des données bathymétriques multifaisceaux Réf. PEA : 98 Q1 Réf. ECEAE : 55.04.2.02	Marché négocié	99.87.006 31/05/99	394 362	ATLANTIDE	21/01/2000	[6c] [6d]
Gestion et visualisation des MNT bathymétriques Réf. PEA : 99 3.1 Réf. ECEAE : 57.04.2.01	Marché négocié	99.87.087 9/11/99	596 909,70	ATLANTIDE	9/11/00	[6f]
Développement et validation d'une méthode de maillage à pas variable adaptée au cas des données bathymétriques multifaisceaux Réf. PEA : 98 R2 Réf. ECEAE : 55.04.2.01	Marché négocié	98.87.030 30/12/98	695 259	ATLANTIDE	5/06/2000	[5d] [5a] [5h]
MNT à maillages réguliers Réf. PEA : 98 R1 Réf. ECEAE : 55.04.2.02	Marché négocié	99.87.086 9/11/99	397 980 (18 090)	ATLANTIDE	9/06/00	[5b] [5j] [5f] [5i]
Enchaînement des traitements des données multifaisceaux - synthèse du PEA 982404 Réf. PEA : 99 3.3 / 99 4 Réf. ECEAE : 57.04.2.02 / 57.04.2.03	Marché négocié sans mise en concurrence	00.87.043 15/07/2000	400 000	ATLANTIDE	01/03/00	[7a] [7b]

DEUXIÈME PARTIE

MISSION OcéANOGRAPHIQUE DE L'ATLANTIQUE

août 1999 – août 2001

Christophe LE VISAGE, ingénieur en chef de l'armement

1 PRÉSENTATION GÉNÉRALE.....	12-2
1.1 Introduction.....	12-2
1.2 Cadre général.....	12-2
1.3 Physionomie de l'activité.....	12-2
1.4 Points marquants.....	12-2
2 TRAVAUX RÉALISÉS.....	12-2
2.1 Travaux bathymétriques et géophysiques en Atlantique et Méditerranée.....	12-3
2.2 Campagnes océanographiques en Atlantique nord-est.....	12-4
2.3 Campagnes en Océan Indien.....	12-5
2.4 Travaux hydrographiques côtiers.....	12-7
2.5 Divers.....	12-9
3 ORGANISATION, MOYENS.....	12-11
3.1 Organisation.....	12-11
3.2 Personnel.....	12-12
3.3 Locaux, véhicules.....	12-12
3.4 Moyens flottants.....	12-12
3.5 Matériel.....	12-14
3.6 Logiciels.....	12-16
4 MÉTHODES.....	12-17
4.1 Organisation et fonctionnement.....	12-17
4.2 Qualité.....	12-18
4.3 Evolutions méthodologiques.....	12-18
5 BILAN.....	12-19
5.1 Organisation et fonctionnement.....	12-19
5.2 Moyens.....	12-20
5.3 Propositions.....	12-20
ANNEXE 1 : CHRONOLOGIE DES TRAVAUX À LA MER.....	12-21
ANNEXE 2 : SONDAGE PAR RAPPORT À L'ELLIPSOÏDE.....	12-22
ANNEXE 3 : RÉFÉRENCE DES PRINCIPAUX RAPPORTS.....	12-24
ANNEXE 4 : LOCALISATION DES ZONES DE TRAVAUX.....	12-26

1. PRESENTATION GENERALE

1.1. INTRODUCTION

Ce rapport couvre l'activité de la Mission Océanographique de l'Atlantique durant la période du 16 août 1999 au 31 août 2001. Au-delà des seuls travaux à la mer ou sur le terrain, il présente tous les travaux réalisés par la MOA pendant cette période, y compris le traitement des travaux antérieurs qui n'avait pas été achevé par les directeurs techniques précédents, les travaux menés pendant la période qui n'ont pu être finalisés avant le 31 août 2001, et enfin la préparation des travaux dont les opérations à la mer ou sur le terrain n'avaient pas commencé le 31 août 2001.

1.2. CADRE GENERAL

De 1995 à 1999, les activités de la Mission Océanographique de l'Atlantique s'inscrivaient pour l'essentiel dans un cadre traditionnel, alternance des tâches suivantes :

- travaux d'océanographie militaire, principalement en Atlantique nord-est (océanographie physique, bathymétrie et géophysique) ;
- travaux hydrographiques outre-mer (Antilles – Guyane, Océan Indien) ;
- travaux hydrographiques dans les eaux métropolitaines.

La majorité de ces travaux mettait en œuvre le BO *D'ENTRECASTEAUX* et le BH1 *L'ESPERANCE* et leur drome.

Entre 1999 et 2001, ce cadre général a évolué, en particulier du fait de :

- l'évolution des missions consécutive à la redéfinition par la Marine de ses zones prioritaires : c'est ainsi que les travaux océanographiques, dédiés depuis plus de dix ans à l'étude de l'Atlantique nord-est, ont été réorientés vers la Méditerranée et l'Océan Indien ;
- l'obsolescence des moyens, qui s'est traduite par le retrait du service actif du BH1 *L'ESPERANCE* à partir du printemps 2000, par une disponibilité réduite du BO *D'ENTRECASTEAUX* et des vedettes, et par un décalage croissant entre les possibilités et les besoins ;
- enfin, par l'arrivée au SHOM du premier sondeur multifaisceau très petits fonds, acquis pour le levé des fonds inférieurs à 50 m : les premiers tests ont montré que ce type d'équipement rendrait rapidement obsolètes les méthodes de sondage côtier classique.

De plus, la variété des missions a très sensiblement augmenté, impliquant de la part du personnel (ingénieur et officiers mariners) une polyvalence accrue et des compétences dans un grand nombre de techniques nouvelles.

1.3. PHYSIONOMIE DE L'ACTIVITE

L'activité entre 1999 et 2001 a concerné tous les domaines

thématiques d'intérêt du SHOM (hydrographie côtière et hauturière classiques, géophysique, océanographie), dans des zones géographiques variées (Manche, Atlantique nord-est, Méditerranée, Océan Indien), et avec des moyens très divers (bâtiments et embarcations affectés, mis à disposition, d'opportunité, affrétés) ; ce programme chargé a souvent conduit à mener plusieurs opérations simultanées.

Les principaux travaux ont été :

- levés bathymétriques et géophysiques par grands fonds en Atlantique et Méditerranée (BH1 *L'ESPERANCE* et BO *D'ENTRECASTEAUX* : campagnes BAGEANE et BAGEMED, GEOGRAV) ;
- poursuite des travaux océanographiques en Atlantique nord-est (*D'ENTRECASTEAUX* et navires auxiliaires : campagnes POMME et SEMANE) ;
- travaux géophysiques et océanographiques exploratoires ou à finalité militaire en Océan Indien (*D'ENTRECASTEAUX* et navires affrétés) ;
- travaux hydrographiques côtiers en métropole (essentiellement aux abords de Toulon et en Bretagne nord) et en Corse ;
- travaux divers, sur des bâtiments d'opportunité (*MARION DUFRESNE...*).

L'essentiel de ces travaux concernait l'hydro-océanographie militaire.

1.4. POINTS MARQUANTS

Les points marquants pendant cette période ont été :

- la confirmation de la situation préoccupante des bâtiments du SHOM, dont la disponibilité et les équipements sont insuffisants pour permettre de remplir les missions, ce qui a conduit à l'emploi de bâtiments affrétés ;
- la démonstration, en particulier lors de deux campagnes lointaines sur des navires de l'IFREMER, que moyennant quelques ajustements de l'organisation, une mission du SHOM pouvait sans difficulté opérer avec des moyens extérieurs ;
- la mise en place d'un certain nombre d'actions « qualité », nécessaires pour garantir la pérennité du savoir-faire et assurer la standardisation des tâches et des résultats ;
- le transfert à la MOA de compétences en matière de traitement de données océanographiques traditionnellement dévolues à l'EPSHOM ;
- le développement des coopérations avec l'IFRTP ;
- enfin, la mise en place d'une organisation et d'un fonctionnement plus adaptés à la conduite simultanée de plusieurs levés ou campagnes.

2. TRAVAUX REALISES

Les campagnes et levés entre 1999 ont systématiquement

fait l'objet de rapports spécifiques (rapports de campagne, rapports particuliers de traitement des données) ; ces travaux ne sont donc présentés ici que de manière synthétique. La référence des principaux rapports non classifiés est indiquée, et la liste en est donnée en annexe 3.

2.1. TRAVAUX BATHYMETRIQUES ET GEOPHYSIQUES EN ATLANTIQUE ET MEDITERRANEE

2.1.1. Campagnes BAGEANE 1999

Les campagnes BAGEANE (BATHymétrie et GEophysique dans l'Atlantique nord-est) ont été conduites depuis 1993 au bénéfice de la FOST au moyen du BH1 *L'ESPERANCE*, et associées mesures bathymétriques (sondeur multifaisceau grands fonds SIMRAD EM 12 D), mesures gravimétriques (gravimètre KSS 31) et magnétiques.

La deuxième campagne de l'année 1999 (BAGEANE 99-2, du 28 août au 29 octobre 1999) conduite dans des conditions météorologiques assez éprouvantes (un conteneur situé sur le pont a ainsi été défoncé par la mer) a néanmoins tenu l'essentiel de ses objectifs.

Ce levé a fait l'objet de rapports classifiés.

2.1.2. Campagne BAGEMED 2000

Motivée par les mêmes besoins que les campagnes BAGEANE, la campagne BAGEMED 2000 a été réalisée aux mois d'avril et mai 2000 aux abords de Sardaigne et de Sicile par le BH1 *L'ESPERANCE*. Grâce à des conditions météorologiques favorables (et même exceptionnelles pour *L'ESPERANCE*, habituée à l'Atlantique nord-est), le programme (levé bathymétrique et géophysique d'une zone de quelques dizaines de milliers de km²) a été réalisé très rapidement, ce qui a permis de sonder en complément une partie notable de la zone « SARDAIGNE-SICILE » confiée à la *GAZELLE* (voir § 2.1.3).

Le levé a fait l'objet d'un rapport particulier classifié (n°210 MOA/-- du 21 septembre 2000).

2.2.3. Levé « Sardaigne »

Le levé de la zone Sardaigne – Sicile, commencé depuis 1989, est mené depuis plusieurs années par le BSR *GAZELLE* sur la base d'une campagne de deux mois chaque année.

- Les campagnes de 1999 et 2000 de la *GAZELLE* (sondeur bathymétrique DESO 20 grands fonds et magnétomètre), réalisées en mai et juin, ont été traitées en 2000 et 2001, et ont fait l'objet d'un rapport particulier unique (n° 197 MOA/DR du 31 juillet 2001), complété pour les données de magnétisme recueillies en 2000 par le rapport n° 18 MOA/NP du 1^{er} février 2001. La *GAZELLE* a classiquement conduit ces levés par périodes d'une semaine, séparées par des escales au voisinage de la zone de travail (Sicile, Sardaigne et Tunisie) : le faible équipage et

l'autonomie réduite de ce bâtiment plutôt adapté aux missions côtières lui interdisaient en effet des périodes plus longues à la mer pendant deux mois ; il faut aussi souligner que les conditions météorologiques dans la zone, souvent assez mauvaises, ont régulièrement amené la *GAZELLE* à interrompre ses travaux pour se mettre à l'abri ; à ce rythme, ce levé de grande envergure ne pouvait progresser que lentement. Le traitement des données de la campagne 2001 de la *GAZELLE* était à peine commencé au 1^{er} septembre 2001.

- En 2000, l'excédent du temps prévu pour BAGEMED (cf. § 2.1.2) a été mis à profit pour lever avec *L'ESPERANCE* les grands fonds du nord de la zone « Sardaigne » : cette région a ainsi été couverte par des données bathymétriques multifaisceau et des données gravimétriques (dont le recueil, prescrit par les instructions techniques, était impossible avec la *GAZELLE*). Si la surface couverte en 3 jours par *L'ESPERANCE* (plus de 4 500 km²) correspond à plusieurs mois de travail de la *GAZELLE*, le choix de sa zone de travaux avait été limité à des secteurs où les profondeurs étaient suffisantes pour rentabiliser l'emploi d'un sondeur grands fonds ; le reste du temps disponible (4 jours) a été consacré à prolonger vers le nord la zone prescrite : plus de 12 000 km² ont ainsi été levés au sud est de la Sardaigne. Les travaux dans cette zone ont fait l'objet des rapports particuliers n° 283 MOA/NP du 8 novembre 2000 (bathymétrie *L'ESPERANCE* 2000) et 96 MOA/NP du 2 avril 2001 (gravimétrie 2000) ; les levés en transit par *L'ESPERANCE* ont fait l'objet du rapport n° 254 MOA/NP du 20 octobre 2000.

2.1.4. Campagne GEOGRAV

La campagne GEOGRAV, demandée par l'EPSHOM, avait des objectifs surtout méthodologiques, et visait principalement à évaluer sur une structure marquée du centre de l'Atlantique nord-est (King's Trough, zone comprise entre 20°W et 25°W, 42°N et 45°N) les procédures de levé gravimétrique (levé et paramétrage du traitement des données) en usage au SHOM ; les travaux à la mer ont été conduits du 27 août au 4 septembre 2000, à l'occasion d'une campagne mixte associant ces travaux géophysiques et des travaux océanographiques liés aux programmes SEMANE (cf. § 2.2.1) et POMME (cf. § 2.2.2). Cette première campagne a permis de recueillir des mesures gravimétriques (KSS31), magnétiques (SMMII) et bathymétriques (sondeur monofaisceau grands fonds RAYTHEON) : elle devrait être complétée ultérieurement ; il serait souhaitable de la poursuivre avec un navire équipé d'un sondeur multifaisceau grands fonds

Ce levé a fait l'objet du rapport de campagne n° 218 MOA/NP du 4 octobre 2000, et du rapport n° 321 MOA/NP du 13 décembre 2000 (bathymétrie) ; les données gravimétriques ont été traitées par l'EPSHOM.

2.1.5. Levé des Esquerquis

Le levé du Banc des Esquerquis au large des côtes tunisiennes avait été mené par la MOA en collaboration avec le service hydrographique tunisien entre le 17 et le 25 juin 1999, au moyen du BSR *GAZELLE*, et avait permis d'explorer partiellement ce banc, situé à proximité de la région du levé « SARDAIGNE » (cf. § 2.1.3), et dont la structure complexe (zone étendue présentant plusieurs hauts-fonds dangereux) justifierait un levé exhaustif au sondeur multifaisceau. Le traitement de ce levé a été achevé en décembre 2000, toujours en collaboration avec des hydrographes tunisiens qui en ont cosigné les résultats (voir rapport particulier n° 332 MOA/NP du 21 décembre 2000).

2.2. CAMPAGNES OCEANOGRAPHIQUES EN ATLANTIQUE NORD-EST

Ces campagnes s'inscrivaient dans le cadre des études menées depuis plusieurs années par le SHOM pour décrire, comprendre et prédire la variabilité océanique dans l'Atlantique nord-est. Elles étaient en général pilotées par l'EPSHOM, souvent en collaboration avec d'autres organismes de recherche (CNRS, IFREMER, Université).

2.2.1. SEMANE

Les grands objectifs de ce programme pluriannuel, mené en collaboration par le SHOM, le Laboratoire de Physique des Océans (LPO) et l'Université de Bretagne Occidentale (UBO), sont l'étude des propriétés (hydrologiques, courantométriques et chimiques : traceurs et datation) des veines d'eau méditerranéenne dans le proche Atlantique en aval de leur sortie du Déroit de Gibraltar, et la détermination des conditions dans lesquelles ces veines donnent naissance aux « meddies », tourbillons anti-cycloniques cohérents de grande durée de vie. Les campagnes comprenaient la maintenance de mouillages courantométriques de subsurface quasi-permanents, des radiales hydrologiques et courantométriques périodiques (bathysondages et sondes perdables) et des déploiements de flotteurs lagrangiens de surface (SURDRIFT) et profonds (RAFOS, MARVOR). La MOA a assuré à partir de 2000 la conduite des campagnes et le traitement des données jusqu'alors pilotés par la section « Campagnes à la mer » de l'EPSHOM.

Campagne 2000-1 (3 – 14 juillet 2000, BH2 *LAPEROUSE*) : cette campagne était initialement programmée avec le BO *D'ENTRECASTEAUX* ; celui-ci étant indisponible du fait d'une avarie majeure d'un groupe électrogène de propulsion, une campagne réduite a néanmoins pu être conduite avec le BH2 *LAPEROUSE* (affecté à la MHA), sous la direction technique d'un ingénieur de la MOA, et par une équipe mixte MOA-MHA. Les principales opérations ont pu être réalisées en mode dégradé (radiale principale, mise à l'eau de flotteurs dérivants, recherche et marquage de meddy).

Voir rapport particulier n° 396 MHA/NP – 163 MOA/NP du 18 juillet 2000 (campagne), n° 16 MOA/NP du 29 janvier 2001 (données L-ADCP).

Campagne 2000-2 (10-14 septembre 2000, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : couplée avec la campagne « GEOGRAV » (cf. § 2.1.4) et une partie des travaux de POMME 0 (cf. § 2.2.2), cette campagne a atteint l'essentiel de ses objectifs ; elle a permis de mouiller quatre lignes courantométriques et de réaliser des radiales courtes d'hydrologie (bathysonde, L-ADCP) au voisinage du canyon de Portimao.

Voir rapports particuliers n° 218 MOA/NP du 4 octobre 2000 (rapport de campagne) et n° 24 MOA/NP du 1^{er} février 2001 (traitement des données de bathysonde).

Campagne 2000-3 (12 novembre – 2 décembre 2000, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : bien que notablement raccourcie (visite d'autorité finalement annulée, avaries d'hélice et de groupes électrogènes), et perturbée par la perte d'un ensemble complet bathysonde - L-ADCP (à la suite d'une rupture de câble bloqué entre joue et réa de la poulie finale), cette campagne a rempli l'essentiel de ses objectifs :

- radiales hydrologiques ;
- renouvellement de mouillages courantométriques ;
- mise à l'eau de flotteurs dérivants ;
- mouillage de sources acoustiques destinées à la localisation des flotteurs profonds.

Voir rapports particuliers n° 319 MOA/NP du 3 décembre 2000 (campagne) et n° 99 MOA/NP du 4 avril 2001 (bathysondages).

Campagne 2001-1 (13 juin – 13 juillet 2001, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : les opérations de cette campagne classique se sont déroulées normalement :

- radiales hydrologiques fermant le Golfe de Cadix ;
- renouvellement de mouillages courantométriques, et mesures hydrologiques aux abords de ces mouillages ;
- marquage d'eau méditerranéenne (bouées SURDRIFT, flotteurs SEASCAN et SIVOR).

Bien qu'un mouillage courantométrique n'ait pu être récupéré, toutes les radiales prescrites ont pu être réalisées pour la première fois lors de cette campagne, décrite dans le rapport particulier n° 182 MOA/NP du 17 juillet 2001.

2.2.2. POMME

Le programme majeur POMME (Projet d'Océanographie Multidisciplinaire à Méso-Echelle), conduit dans le cadre des programmes scientifiques nationaux PATOM et PROOF, a fait l'objet d'une collaboration entre des équipes de la plupart des grands laboratoires français d'océanographie physique et bio-géochimie. Ses objectifs scientifiques principaux étaient la compréhension des mécanismes de formation et de subduction des eaux peu stratifiées (modales) de l'Atlantique nord-est, et les transferts de propriétés physiques et chimiques associés.

L'approche expérimentale choisie comprenait des réseaux hydrologiques quasi-synoptiques successifs, complétés par des déploiements de flotteurs dérivants de surface et profonds, et par un volet d'analyse et de modélisation.

POMMIER 2 (10 avril – 5 mai 2000, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : cette campagne préparatoire avait pour objectifs le test de l'instrumentation spécifique prévue pour les campagnes POMME (flotteurs lagrangiens PROVOR C et CT, SEASOAR équipé de compteur optique de plancton OPC), le contrôle de la faisabilité d'océanographie opérationnelle et la réalisation d'un premier réseau hydrologique quasi-synoptique dans la zone « POMME » ; elle a tenu l'essentiel de ses objectifs (voir rapport particulier n° 136 MOA/NP du 30 mai 2000).

POMME 0 (20 – 27 septembre 2000, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : cette campagne raccourcie (du fait de l'indisponibilité du BSHM initialement prévu, mobilisé par les opérations liées au naufrage de l'ERIKA en décembre 1999) et couplée avec d'autres travaux (campagne « GEOGRAV », cf. § 2.1.4) avait pour objectifs la réalisation d'un réseau hydrologique (bathysonde et sondes perdables) et la mise à l'eau de flotteurs (RAFOS, MARVOR, PROVOR, bouées SVP et SURDRIFT) ; son déroulement a été quasiment nominal.

Rapport de campagne : n° 318 MOA/NP du 4 octobre 2000 ; le traitement des données de bathysondage est décrit dans le rapport particulier n° 24 MOA/NP du 1^{er} février 2001.

POMME 1 (4 février – 9 mars 2001, BO *D'ENTRECASTEAUX*) : cette campagne couplée avec celle du N/O *L'ATALANTE* de l'IFREMER constituait la première phase opérationnelle de l'expérience POMME ; elle impliquait des mesures hydrologiques (réseaux quasi-synoptiques, exploration de structures), des déploiements de flotteurs lagrangiens de surface et profonds.

Elle comprenait essentiellement les opérations suivantes :

- réalisation d'un réseau hydrologique quasi-synoptique dans la zone POMME (bathysondages et mesures courantométriques Doppler L-ADCP), le réseau global associant les opérations complémentaires du *D'ENTRECASTEAUX* et du N/O *L'ATALANTE*, de manière à décrire la zone en respectant les exigences de synopticit  ; ce réseau mesuré en condition hivernale a permis l'initialisation des modèles dédiés à la simulation de la situation dans la zone ;
- déploiement de bouées Marisondes, SVP, SURDRIFT ;
- déploiement de flotteurs de subsurface MARVOR, PROVOR et RAFOS ;
- enfin, mesures hydrologiques complémentaires sur des tourbillons.

Des opérations de maintenance de sources acoustiques ont par ailleurs été réalisées à l'occasion de cette campagne, dont il a été rendu compte dans le rapport n° 65 MOA/NP du 15 mars 2001 ; le traitement des données de

bathysondage est décrit dans le rapport particulier n° 146 MOA/NP du 6 mai 2001.

POMME 2 (24 mars – 7 mai 2001 – BO *D'ENTRECASTEAUX*) : le schéma expérimental reprenait celui de POMME 1, complété par des radiales SEASOAR/OPC ; un nouveau réseau hydrologique (partagé avec le N/O *L'ATALANTE* de l'IFREMER) a permis d'obtenir une nouvelle description quasi-synoptique de la situation hydrologique dans la zone POMME (bathysonde et sondes perdables), l'échantillonnage en flotteurs lagrangiens et en bouées dérivantes de surface (Marisonde, SVP, SURDRIFT) et profonds (PROVOR et MARVOR) a été complété ; des mesures complémentaires ont été réalisées sur des structures remarquables. A cette occasion, la MOA a pris en charge le traitement des données SEASOAR jusque là assuré par l'EPSHOM. Cette campagne a fait l'objet du rapport n° 127 MOA/NP du 15 mai 2001 ; les données de bathysondage sont décrites dans le rapport n° 180 MOA/NP du 16 juillet 2001.

POMME 3, dernier volet du schéma expérimental, était prévu à partir du mois de septembre 2001 à bord du BSHM *AILETTE* ; il devait comprendre essentiellement des largages de flotteurs lagrangiens et de sondes hydrologiques perdables.

2.2.3. TINA

La MOA a participé à la préparation logistique et à la réalisation de la campagne TINA (acoustique) conduite par l'EPSHOM/CMO/OCA à bord du BSHM *ALCYON* (4 au 17 juillet 2001).

2.2.4. MODYCOT

La participation de la MOA à ce programme (destiné à la modélisation de la dynamique dans le Golfe de Gascogne) a été limitée, puisqu'elle a consisté en un concours essentiellement logistique à l'EPSHOM pour le mouillage d'un courantomètre (Doppler dans une cage anti-chalutage en fin de validation) à bord du BSHM *AILETTE*.

La première opération eut lieu du 25 au 27 avril 2001 ; une seconde intervention devait être coordonnée avec la campagne POMME 3.

2.3. CAMPAGNES EN OCEAN INDIEN

2.3.1. Campagne GOGP

La campagne exploratoire GOGP (« Golfe d'Oman – Golfe Persique ») s'est déroulée du 6 septembre au 11 décembre 1999 ; il s'agissait pour le SHOM d'une opération originale par sa localisation, ses thèmes, son ampleur et son caractère exploratoire. Elle a associé des moyens divers (MOA, MOP à bord du BH2 *LAPLACE* de retour de Nouvelle-Calédonie, EPSHOM), sous la coordination scientifique de l'EPSHOM. Les principaux objectifs assignés à la MOA à bord du *D'ENTRECASTEAUX* étaient :

- l'évaluation des conditions hydrologiques dans le Golfe d'Oman, et en particulier le repérage et la caractérisation de la veine d'eau issue du Golfe Persique et qui s'épanche dans le Golfe d'Oman le long de la côte omanaise, en produisant des tourbillons profonds (200 m) de petite taille mais très énergétiques ;
- la caractérisation des fonds du Golfe d'Oman (carottages) et l'acquisition de données géophysiques (gravimétrie, magnétisme) et bathymétriques complémentaires ;
- le recueil de données dans le détroit d'Hormuz et dans le Golfe Arabo-Persique.

Malgré quelques difficultés de coordination, les limitations de certains équipements et un contexte technique, militaire et politique original (plusieurs profils se sont par exemple achevés aux limites de la mer territoriale iranienne), le bilan global de cette campagne est très positif. Les opérations réalisées par la MOA ont été décrites dans le rapport préliminaire n°70 MOA/DR du 23 février 2000.

Bathymétrie : l'échelon de la MOP qui avait participé avec le BH2 *LAPLACE* à la campagne GOGP ayant été redéployé à l'issue de la campagne, la MOA a assuré (avec quelques difficultés) le traitement des données de bathymétrie qu'il avait recueillies (voir rapport particulier 329 MOA/NP du 21 décembre 2000) ; un levé de faible emprise sur une structure caractéristique du Golfe Persique (dôme de sel) a également été réalisé (cf. rapport particulier n° 146 MOA/NP du 6 juin 2000).

Bathysondages : les données ont été traitées par la MOA (rapport particulier n° 151 MOA/DR du 8 juin 2000).

Magnétisme : les données recueillies sur zone et lors des transits ont été décrites dans le rapport particulier n° 282 MOA/NP du 7 novembre 2000.

Autres informations : à l'occasion de ce déploiement, des données ont été recueillies au cours des longs transits en Méditerranée et en Mer Rouge (bathymétrie, gravimétrie, magnétisme) et lors des escales (information nautique, notamment à Djibouti).

2.3.2. Campagnes MARABIE

L'intérêt des données recueillies lors de la campagne GOGP, et la perspective de déploiements futurs de bâtiments de la marine dans le nord de l'Océan Indien, ont amené à programmer de nouvelles campagnes d'exploration et de cartographie dans cette zone. Toutefois, il était clair depuis GOGP que le SHOM ne disposait pas des moyens nécessaires pour mener ces travaux dans de bonnes conditions ; en particulier, le fait que le *D'ENTRECASTEAUX* ne soit pas équipé d'un sondeur multifaisceau grands fonds a conduit le SHOM à rechercher la possibilité d'affréter des navires équipés pour des levés bathymétriques et géoacoustiques d'une région prioritaire (zone « MARABIE »), située à l'ouvert du Golfe d'Oman.

Campagne MARABIE 1 (L'ATALANTE, juin 2000)

Le NO *L'ATALANTE* de l'IFREMER, équipé d'un sondeur

multifaisceau SIMRAD EM12D, d'un gravimètre et d'un sondeur de sédiment, transitait à cette époque depuis la Papouasie-Nouvelle Guinée vers la métropole ; le navire a été affréte pour trois semaines entre La Réunion et Djibouti, ce qui offrait un créneau de neuf jours environ sur zone. Une équipe de cinq hydrographes de la MOA a rejoint le navire à La Réunion, et a réalisé du 20 au 29 juin 2000 le levé de l'essentiel de la zone d'intérêt prioritaire. Le choix d'une couverture complète en bathymétrie et imagerie de réflectivité a défini la stratégie de base de la campagne, au cours de laquelle les données suivantes ont été recueillies :

- bathymétrie EM 12D ;
- imagerie acoustique EM 12D (couverture complète) ;
- sondeur de sédiment CHEOPS (couverture partielle du fait d'interférences avec l'EM12 D) ;
- gravimétrie (couverture complète KSS 31 et BGM5 : cette campagne a permis de recueillir un jeu de données susceptibles de permettre une intercomparaison et une intercalibration de ces deux instruments) ;
- magnétisme (BARRINGER M244) ;
- hydrologie (XBT et XCTD : réseau destiné à la correction de la célérité du sondeur, densifié pour échantillonner la variabilité dans la zone) ; au cours du réseau a d'ailleurs été échantillonnée une structure dont l'anomalie évoque les tourbillons d'eau Persique observés dans le Golfe d'Oman ;
- courantométrie (ADCP de coque RDI 75 kHz et 300 kHz).

Le fonctionnement des équipements a été très satisfaisant. Les principales difficultés rencontrées lors de cette campagne ont été dues à la météorologie (peu favorable en cette période de mousson : vent fréquemment supérieur à 25 nœuds, avec une mer formée qui a notablement ralenti *L'ATALANTE*), et surtout aux conditions bathy-célérimétriques, avec des gradients horizontaux très importants liés à l'upwelling associé à la mousson qui ont très notablement compliqué le traitement de la bathymétrie et dégradé les mesures, malgré une densification notable des sondages XBT par rapport aux pratiques du SHOM et de GENAVIR (voir § 3.5.2).

Cette campagne a permis de vérifier qu'il était possible à une équipe réduite du SHOM de réaliser sans difficulté des campagnes à finalité militaire sur les navires de l'IFREMER ; cette constatation, confirmée lors de la campagne MARABIE 2, est de bon augure dans l'optique des coopérations sur les navires futurs qui seront exploités en commun.

Il a été rendu compte de la campagne par le rapport n° 159 MOA/NP du 11 juillet 2000 ; le traitement des mesures bathymétriques est décrit par le rapport n° 143 MOA/DR du 31 mai 2001, celui des mesures de magnétisme par le rapport n° 22 MOA/NP du 1^{er} février 2001.

Campagne MARABIE 2 (SUROIT, janvier 2001)

Conduite du 6 au 27 janvier 2001 avec le N/O *SUROIT*, de

l'IFREMER (affrété pour 23 jours sur zone à partir de Mascate, Sultanat d'Oman) par une équipe de six hydrographes de la MOA renforcée par un géophysicien de l'EPSHOM, cette seconde partie du programme était destinée à compléter MARABIE 1 ; la stratégie de mesure a donc été orientée selon les priorités suivantes :

- carottages et mesures sédimentologiques (pénétrateur de sédiment) dans la zone MARABIE 1 ;
- levé au sondeur multifaisceau (bathymétrie et imagerie) de la dorsale de Murray, de manière à en déterminer les principales structures entre 0 et 2000 m, en continuité avec la zone levée lors de MARABIE 1 (la couverture du sondeur EM 300, réduite par grands fonds, a pu être exploitée au mieux sur les faibles fonds de la dorsale)
- carottages complémentaires dans le nord de la zone MARABIE.

A l'occasion de ces mesures et pendant les transits, des mesures de gravimétrie (magnétomètre KSS 31), magnétisme (magnétomètre THOMSON SMMII) ont été acquises en continu ; des mesures hydrologiques (sondes perdables XBT et XCTD) ont en outre été réalisées avec une densité adaptée aux besoins de la correction des mesures au multifaisceau.

A l'exception de quelques carottages, tous les travaux prévus ont été réalisés, grâce notamment à des conditions météorologiques nettement plus favorables que celles rencontrées lors de la première campagne. Malgré quelques problèmes de carottier (treuil) et de pénétrateur de sédiment (l'appareil, très bruyant, n'a pu être utilisé qu'à une fraction de sa puissance maximale), le matériel a globalement bien fonctionné.

La cohérence entre les mesures bathymétriques issues du sondeur SIMRAD EM 12 D et celles du SIMRAD EM 300 est excellente (les écarts moyens sont de l'ordre de 0,2% hors des zones de fort gradient de célérité).

Cette campagne a fait l'objet du rapport particulier n°30 MOA /DR du 2 février 2001 ; le traitement des données de bathymétrie est décrit dans le rapport n°108 MOA/DR du 18 avril 2001, les données de magnétisme dans le rapport n°118 MOA/NP du 4 mai 200 ; les données de gravimétrie ont été traitées par l'EPSHOM.

2.4. TRAVAUX HYDROGRAPHIQUES COTIERS

2.4.1. Travaux côtiers en Bretagne nord

Ces travaux, assurés pour l'essentiel à la Mission Hydrographique de l'Atlantique, avaient pour objectif la réfection des cartes marines des côtes de la Manche, basées principalement sur des levés du XVIII^e ou du XIX^e siècle ; la participation de la MOA a permis de profiter des périodes d'indisponibilité de ses moyens principaux, et de

maintenir la compétence de son personnel en hydrographie côtière.

Accès au Légué

Le port du Légué (port de Saint-Brieuc) étant en cours d'agrandissement, la commission nautique réunie à Saint-Brieuc en juin 1999 avait jugé souhaitable le rafraîchissement de la bathymétrie des accès ; les sondes portées sur la carte en service (7154) provenaient en effet de levés datant de 1930 environ.

L'objectif du levé, fixé à l'issue de discussions avec le commandant du port et le pilote, était de permettre – en fait de confirmer – l'accès au port du Légué, au moment de la pleine mer pour des coefficients supérieurs à 80, de navires de 4000 tonnes calant 5,0 m (la cote de l'écluse est de 5,2 m découvrant).

Un levé aux normes modernes a été conduit du 14 avril au 12 mai 2000 ; il a confirmé l'absence d'obstacle dans la voie d'accès au port du Légué et dans le lit de la rivière et précisé la nouvelle position du banc de la Toupie, principale gêne pour les navires. Toutefois, les fonds risquent de varier rapidement dans une partie des zones levées, du fait des travaux d'aménagement portuaires en cours au moment des sondages.

Il faut noter lors de ce levé la mise en œuvre de la méthode de levé de l'estran par topographie GPS (voir § 4.3.1) : en effet, le marnage considérable (plus de 10 m) et le seuil inhabituel recherché auraient conduit à sonder uniquement à marée haute dans une zone parfaitement accessible à la mesure directe et à l'exploration visuelle complète à marée basse ; voir rapport particulier n° 14 MOA/NP du 24 janvier 2001.

Accès à Paimpol

La mise à jour de la bathymétrie du chenal d'accès avait été inscrite au programme de la MOA pour répondre à une demande de la commission nautique réunie à Saint-Brieuc le 4 juin 1999. Les besoins exprimés localement concernaient le balisage du chenal plutôt que la bathymétrie ; néanmoins, un levé a été conduit avec les vedettes hydrographiques du *D'ENTRECASTEAUX* du 18 septembre 2000 au 27 octobre 2000.

Le levé a mis en évidence des variations considérables des fonds (accroissement des profondeurs parfois supérieur à 10 m) dans les zones d'extraction de maërl, où plusieurs hauts-fonds ont disparu.

(Voir rapport particulier n° 158 MOA/NP du 25 juin 2001)

Ce levé a été par ailleurs l'occasion de tester et de valider le courantomètre Doppler monopoint AQUADOPP ; voir § 3.5.6.

2.4.2. Travaux côtiers en Manche

Levé dans le port de Cherbourg

Ce levé, demandé en priorité par la Direction des Travaux Maritimes (DTM) de Cherbourg, avait pour objectif de contrôler les profondeurs dans la zone d'évolution des

SNLE à l'intérieur du port, dans l'optique de préparer un dragage (IT N° 105 SHOM/EM/-- du 04 janvier 2001). Ce levé a donc été divisé en deux phases :

- un levé préliminaire, destiné à fournir au demandeur les éléments de décision et de spécification pour le dragage : ce levé a été réalisé du 22 au 26 janvier 2001, au moyen d'une embarcation mise à disposition par la Direction du Port ; les résultats en ont été fournis à la DTM dès le mois suivant (voir rapport particulier n° 41 MOA/DR du 12 février 2001)
- une deuxième phase, à programmer après les travaux de dragage, comprenait les recherches d'obstructions et le levé aux normes finales fixées par les instructions techniques : cette phase n'a pas été abordée dans l'attente de la décision de la DTM (non communiquée à la MOA au 1^{er} septembre 2001).

2.4.3. Travaux côtiers en Méditerranée

Levé « PA CDG »

Tâche de base de la BOM en 1999, le levé destiné au contrôle bathymétrique des zones fréquentées par le porte-avions *CHARLES DE GAULLE* dans le port de Toulon et ses abords s'est prolongé jusqu'en 2000, et le traitement n'en était pas encore complètement achevé au 1^{er} septembre 2001, malgré un renfort constant de la BOM par du personnel de l'UOA ; toutefois, les principaux résultats ont été disponibles à temps pour être intégrés à la nouvelle version de la carte de Toulon et à l'ENC correspondante. Plusieurs raisons expliquent ce délai :

- les travaux préliminaires ayant révélé l'existence d'un nombre très important d'obstructions, le retrait des plus dangereuses avait été décidé ; il a fallu attendre la fin de cette opération (menée par la Direction du Port de Toulon, et achevée seulement au début de 2001) pour pouvoir vérifier les cotes et finaliser le traitement ;
- une bonne part de la responsabilité de coordination des travaux de relevage des obstructions a été dans la pratique assurée par la BOM ;
- l'indisponibilité chronique des moyens de la BOM (vedette, véhicule...) a compliqué très notablement cette tâche a priori classique ;
- le potentiel de la BOM, initialement dédié en priorité à ce levé prioritaire, a été de fait dispersé dans de nombreux petits levés ;
- les travaux ayant été menés avec du matériel et des logiciels abandonnés peu après leur début, et non maintenus, de nombreuses reprises ont été nécessaires ;
- enfin, la gestion de ce long chantier, déléguée entièrement à la BOM, aurait sans doute dû être assurée de manière plus rigoureuse à la MOA de 1999 à 2001.

Levés aux abords de Toulon

En septembre 1999, plusieurs levés de faible envergure aux

abords de Toulon étaient en cours ou demandés. A posteriori, il semble qu'une part notable de ces travaux auxquels avait été fixée une priorité importante¹ n'étaient pas indispensables (levés en préparation de travaux portuaires abandonnés sans que la MOA soit informée de cette décision, par exemple) ; ces petits levés, qui ne demandaient pour la plupart que quelques jours de travail à la mer mais un temps de traitement élevé, ont contribué à ralentir d'autres travaux, comme le levé « PA CDG »

Pointe de l'Artillerie

Ce levé bathymétrique (par des profondeurs inférieures à 10 m en bordure d'un quai dans le port militaire de Toulon) demandé en octobre 1999 en vue de l'installation d'une structure destinée à des essais, a été réalisé en novembre 1999, et complété en novembre 2000 pour répondre à une demande additionnelle ; c'est seulement en 2001 que le traitement a pu être finalisé, après confirmation de l'abandon du site pour le projet initial.

Ce levé a fait l'objet du rapport particulier n° 183 MOA/NP du 19 juillet 2001.

Port-Pothuau

Demandé par la Direction du Port de Toulon et destiné à contrôler les profondeurs dans la darse de Port-Pothuau, aux environs de Toulon, ce levé a été conduit du 27 au 29 septembre 1999 ; il a confirmé l'envasement du port, déjà constaté lors du levé précédent en 1995 ; voir rapport particulier n° 174 MOA/NP du 10 juillet 2001.

Appontement du Lazaret

Prescrit par le programme 2001 de la MOA, ce levé a été réalisé par la BOM du 2 au 9 février 2001 ; les données provisoires ont été fournies à la Direction des Travaux Maritimes de Toulon pour lui permettre de prendre une décision quant à la suite des travaux.

Autres travaux côtiers en Méditerranée

(Hors levés de plageages)

Revue d'amers entre Port-Vendres et Sète

Des escales de la Gazelle en Languedoc-Roussillon en octobre 1998 avait été mises à profit par la BOM pour réaliser une revue des amers de la zone. Compte tenu des nombreuses tâches de l'échelon et de la lourdeur des procédures de rédaction (constitution des fiches papier), les résultats n'ont pu être finalisés qu'en 2000 (rapport n° 85 MOA/NP du 26 mars 2000).

Aspretto

Un levé de contrôle de la darse navale d'Aspretto (située dans la base aéronavale d'Aspretto, bientôt fermée) avait

¹ La plupart d'entre eux ont ainsi été décidés hors de la procédure de demande annuelle de travaux

été demandé en 1999, hors de la procédure annuelle de demande de travaux. En l'absence de spécifications précises, un nouveau levé partiel d'ordre 1 a été réalisé en mai 2000 ; il n'a pas fait apparaître d'évolution notable (voir rapport particulier n° 165 MOA/NP du 4 juillet 2001).

2.4.4. Autres travaux

Accès à la Vilaine

A l'issue du levé des accès à la Vilaine, conduit par la MOA en 1997 et 1998 au sondeur vertical DESO 20 et au sonar latéral, des mesures complémentaires avaient été jugées nécessaires (note n° 235 SHOM/EM/NP du 30 juillet 1999) ; pour éviter une opération lourde, la MHA a mis à profit à la demande de la MOA un déplacement du BH2 *LAPEROUSE* dans cette zone en mars 2000 pour des opérations d'action de l'Etat en mer (surveillance de la dérive de nappes d'hydrocarbures échappées de l'épave du pétrolier *ERIKA*) pour réaliser ces mesures à l'aide d'un sondeur multifaisceau SIMRAD EM1002S. La MHA a assuré selon ses procédures le traitement des données, dont l'interprétation a été réalisée par la MOA.

Les résultats sont de très bonne qualité, bien que les profondeurs (inférieures à 15 m) soient hors de la gamme théorique de mesure de l'EM1002S ; ils ont confirmé l'existence et l'extension des structures recherchées (voir rapport particulier n° 258 MOA/NP du 24 octobre 2000, qui comprend une analyse des écarts entre les mesures SIMRAD et les mesures DESO 20) ; la méthode de 1997-1998 et les cotes obtenues ayant été validées sur 4 des 6 structures dont le contrôle était prescrit, les deux derniers contrôles n'ont pas été réalisés.

Plage du Moulin-Blanc (Brest)

Ce petit levé non prescrit a été programmé dans le cadre des essais de qualification du sondeur multifaisceau FANSWEEP 20 ; l'objectif était de lever une zone de référence, avec une précision supérieure à celle espérée du système. Le choix d'une zone d'estran plane permettait un levé à marée basse par des méthodes topographiques (GPS cinématique) permettant une précision absolue par rapport à l'ellipsoïde de l'ordre de quelques centimètres (cf. annexe 3) ; cette référence pourrait ultérieurement être utilisée avec des hauteurs d'eau variable, pour étudier la précision du système en plusieurs zones au voisinage des limites basses de sa gamme de mesure.

Ce levé, d'intérêt hydrographique limité, a néanmoins été traité et fourni à l'EPSHOM (voir rapport particulier n° 130 MOA/NP du 16 mai 2001), ce jeu de données référées à l'ellipsoïde du RGF 93 pouvant permettre le test des fonctionnalités associées de la Base de Données Bathymétriques du SHOM (BDDBS).

2.5. DIVERS

On ne citera ici que pour mémoire les travaux de la MOA en Guadeloupe et Guyane en 1998 et 1999, dont la

rédaction a été achevée au dernier semestre 1999 par l'UOA sous la direction de l'IPA Michel EVEN, directeur technique pendant ces travaux.

2.5.1. Guidage du P.A. CDG

En décembre 2000, mars et juillet 2001, la BOM a été directement sollicitée lors de mouvements de bassin du porte-avions *CHARLES DE GAULLE* pour le guidage précis du bâtiment (sur le modèle d'une expérience faite par la MHA à Brest). La MOA a mis en œuvre à ces occasions un positionnement centimétrique GPS en mode cinématique, et le système de guidage associé (logiciel AQIDOC NG sur PC portable), qui a parfaitement répondu aux attentes des demandeurs (voir fiche n°334 MOA/NP du 22 décembre 2000 et rapport particulier n° 187 MOA/DR du 23 juillet 2001).

Malgré le succès de ces opérations, il serait souhaitable que la Direction du Port de Toulon fasse l'acquisition pour ce type de tâche des équipements spécifiques adaptés (systèmes de docking), qui pourraient être disponibles en permanence et mis en œuvre par du personnel non spécialisé.

2.5.2. Levé d'environnement pour la Guerre des Mines à Toulon

La MOA avait été chargée de poursuivre en Méditerranée les levés d'environnement pour la Guerre des Mines conduits en Manche et Atlantique par la MHA ; ses moyens propres ne lui permettant pas de débiter en 2001 ces travaux importants, contact fut pris avec la composante « Guerre des Mines » d'ALFAN BREST, qui suggéra d'étudier la possibilité de réaliser ces travaux avec le Bâtiment d'Expérimentation de Guerre des Mines *THETIS* (qui appartient à la série des BH2 type « *LAPEROUSE* »), à l'occasion d'un déploiement en Méditerranée. Avec le concours efficace de l'équipage, la *THETIS* fut donc équipée des capteurs de base (sonar latéral, sondeur hydrographique, système d'acquisition).

La première phase de ces travaux (juin 2001) ne permit d'explorer que 50 % environ de la zone prévue, le montage de fortune du transducteur du sondeur hydrographique (perche supportant la base hors-bord du sondeur²) n'ayant pas résisté aux vibrations, même à basse vitesse. Elle a toutefois permis de valider le principe et l'intérêt d'un levé centré sur l'exploration acoustique au sonar latéral avec acquisition numérique (système ISIS SONAR), complété par un levé bathymétrique de densité moyenne et des prélèvements de surface à la benne SHIPECK.

Une deuxième phase était prévue à l'automne 2001, toujours avec le BEGM *THETIS*.

2.5.3. Levés de plageage en Méditerranée

La Flottille Amphibie (« FLOPHIB »), chargée pour le compte

² l'emploi du sondeur qui équipe le BEGM *THETIS* étant limité à la navigation

d'ALFAN de la constitution et de l'entretien des dossiers de plageage, a fait régulièrement appel à la BOM pour compléter le travail de ses équipes chargées du recueil d'informations environnementales et opérationnelles. Ces prestations, inscrites au programme annuel de la mission, ont été initialement traitées comme des levés bathymétriques classiques et conduites par des détachements autonomes de la MOA ; la surqualité des données fournies (sondage aux normes hydrographiques) et la lourdeur des systèmes d'acquisition et de traitement du SHOM se traduisaient par des délais incompatibles avec la mise à jour de dossiers opérationnels (objectif : quelques heures à quelques jours) : elles ont donc progressivement évolué vers un concours direct aux équipes de FLOPHIB, lors d'opérations simultanées de reconnaissance et de levé. Cette procédure, qui permettait en outre de mettre à profit les moyens de FLOPHIB (EDIC et CEDIC ou BATRAL), a été mise en œuvre en Corse et dans le Languedoc-Roussillon ; elle a confirmé la complémentarité des compétences des équipes de FLOPHIB (Sections Navales de Plage, SNP) et du SHOM.

Voir rapports particuliers n°120 MOA/NP du 25 avril 2000 (levé de plage aux Aresquiers dans l'Hérault du 28 septembre au 2 octobre 1998), compte rendu n°86 MOA/NP du 26 mars 2001 et rapport particulier n° 140 MOA/NP du 28 mai 2001 (levé de plage à Campo del Oro en Corse le 26 mai 2000).

A l'issue de ces travaux, la MOA a rédigé les spécifications d'un système de sondage susceptible de répondre aux besoins propres aux levés de plageage (voir § 4.3.1)

2.5.4. Levés en transit

Un potentiel non négligeable a été consacré au traitement de données bathymétriques et géophysiques (gravimétrie, magnétisme) recueillies lors de transits en 1998 et 1999 ; compte tenu de la lourdeur de cette tâche (du fait en particulier des évolutions multiples des matériels et logiciels entre le moment de l'acquisition des données et celui de leur traitement), la politique adoptée à partir de 2000 a été la suivante :

- les données en transit ont été systématiquement traitées avec celles de la campagne qui occasionnait ces transits, et suivant les mêmes normes ;
- l'acquisition, naguère systématique, n'a été prescrite que lorsque l'information était susceptible de présenter un intérêt réel (c'est ainsi que lors des transits dans des zones déjà explorées au sondeur multifaisceau, le *D'ENTRECASTEAUX* n'acquerrait que les données géophysiques) ; cette pratique, non conforme aux directives générales, permettait d'optimiser l'emploi des moyens pour les tâches inscrites au programme ;
- enfin, on a abandonné le principe dépassé de la synthèse graphique annuelle (compléments aux minutes GEBCO), au profit de la production de données numériques intégrables directement dans les bases de données du SHOM.

Principaux rapports particuliers :

- n° 119 MOA/NP du 18 avril 2000 (bathymétrie pendant la campagne ZMAG 98-99) ;
- n° 21 MOA/NP du 1^{er} février 2001 (magnétisme pendant la campagne ZMAG 98-99) ;
- n° 23 MOA/NP du 1^{er} février 2001 (gravimétrie pendant la campagne ZMAG 98-99).

2.5.5. Soutien à l'IFRTP

Dans le cadre d'un protocole d'accord avec l'Institut Français de Recherche et de Technologie Polaires (IFRTP, devenu en 2002 l'IPEV, Institut Paul-Émile Victor), qui met en œuvre le *MARION DUFRESNE* (MD), le SHOM mettait jusqu'en 1999 à la disposition de cet organisme deux appelés scientifiques du contingent de niveau technicien ou ingénieur prélevés sur les effectifs de la MOA, qui renforçaient les équipes logistiques de l'IFRTP, et participaient entre autres aux mesures bathymétriques du sondeur multifaisceau TSM 5265 ; en contrepartie, le SHOM avait accès aux données recueillies lors des campagnes du MD, dont il assurait en principe le traitement. Avec la fin de la conscription, cette collaboration risquait de s'interrompre ; la MOA a donc proposé à l'IFRTP de la poursuivre en mettant à sa disposition, pour les campagnes qui intéressaient particulièrement le SHOM, un ou deux officiers mariniers expérimentés.

Cette procédure a été mise en œuvre lors des campagnes suivantes :

- **ENCENS-SHEBA** (Golfe d'Aden) : voir rapport particulier n° 203 MOA/ NP du 18 septembre 2000 ; cette campagne géophysique a fourni entre le 3 juin et le 17 juillet 2000 une cartographie complète de l'est du Golfe d'Aden ; les données bathymétriques traitées ont été transmises par NE n° 178 MOA/NP du 11 juillet 2001.
- **Rotation scientifique** de l'IFRTP entre la Réunion et Durban (RSA) via St Paul et Amsterdam, les Crozet et les Kerguelen) en janvier 2001 : voir rapport particulier n° 79 MOA/NP du 23 mars 2001 ; à cette occasion a été fait un inventaire des données bathymétriques multifaisceau disponibles à l'IFRTP.
- **MD123 – Géosciences** : mesures géophysiques en Méditerranée et Atlantique à partir du 16 août 2001, au départ de Limassol (Chypre).

Aux termes du protocole signé pour chaque campagne, l'IFRTP prenait en charge les déplacements depuis Brest, et mettait dès la fin de la campagne les données à la disposition de la MOA ; la MOA assurait le traitement et l'archivage des données bathymétriques traitées.

Cette collaboration a été fructueuse et très appréciée, en particulier des officiers mariniers hydrographes, à qui elle permettait de se familiariser avec des instruments et des méthodes nouvelles (sondeur multifaisceau, gravimètre, carottier géant...), sur le *MARION DUFRESNE* (le plus grand navire océanographique français : 120 m, 4870 t) ; la participation au recueil des données permettait de plus d'en

assurer ultérieurement le traitement dans des conditions optimales. La qualité et le professionnalisme des techniciens du SHOM ont été appréciés par l'IFRTP.

A cette occasion se sont aussi créées entre la MOA et les laboratoires scientifiques responsables des campagnes concernées des relations techniques (traitement de données, coordination de campagnes, notamment en Océan Indien) qu'il serait utile de poursuivre, mais sans doute plus logique de voir piloter par l'EPSHOM.

2.5.6. Traitement de données bathymétriques

A travers des contacts noués lors de ces missions, la MOA a pu avoir connaissance de données bathymétriques multifaisceau couvrant la ZEE française dans les TAAF ; avec l'accord de l'EPSHOM (qui ne disposait pas du potentiel nécessaire), le traitement de ces données a été pris en charge par la MOA, en tâche de fond ; en août 2001, la MOA avait ainsi commencé le traitement des données de la campagne américaine BOOMERANG dans la ZEE de St Paul et Amsterdam (TAAF). Il faut rappeler que l'IFRTP dispose encore de nombreuses données bathymétriques multifaisceau brutes (issues surtout de transits dans les ZEE françaises des TAAF) qu'il conviendrait de traiter et d'archiver.

3. ORGANISATION, MOYENS

L'organisation interne et les moyens propres de la MOA n'ont pas changé fondamentalement entre 1999 et 2001 ; les modalités de fonctionnement ont toutefois évolué :

- distinction affirmée entre la mission elle-même et les moyens flottants ;
- affirmation de la nécessité de polyvalence pour le personnel ;
- enfin, compte tenu des recouvrements de compétences et parfois de tâches (levés au sondeur multifaisceau, océanographie), et pour gérer des situations parfois tendues (personnel, matériel), collaboration accrue avec la MHA.

3.1. ORGANISATION

La MOA se composait de deux unités :

- Unité Océanographique de l'Atlantique (UOA), basée à Brest ;
- Base Océanographique de la Méditerranée (BOM), basée à Toulon.

L'UOA était jusqu'en 2000 sous l'autorité organique du Major Général du port de Brest, la BOM étant rattachée organiquement à la direction du port de Toulon.

A partir de 2000, avec la réorganisation de la marine et la disparition de la fonction de Major Général, le rattachement organique des missions métropolitaines a dû être remis en question, les autorités en charge des bâtiments (ALFAN) n'ayant pas souhaité assumer cette fonction. Au 1^{er} janvier

2001, les missions ont été placées directement sous l'autorité de la direction du SHOM.

Malgré la conservation de la notion mal définie de « bâtiment affecté » à une mission, ce transfert a officialisé à la MOA la rupture du lien organique tenu qui subsistait entre navires hydro-océanographiques et missions, et le passage à des relations purement fonctionnelles entre moyens et autorité d'emploi.

3.1.1. UOA

L'UOA regroupait à Brest, dans les locaux du Centre Marine de la Villeneuve, l'essentiel des moyens de la MOA, organisés traditionnellement en :

- service « Hydrographie – Océanographie », responsable de la conduite des levés et campagnes et du traitement des données (personnel hydrographe et océanographe)
- service « Logistique », responsable des équipements spécifiques, de l'informatique et des logiciels

Cette organisation est une interprétation libre des textes réglementaires généraux de la Marine, peu adaptés à des structures comme les missions hydro-océanographiques.

Le service Logistique, jadis consacré essentiellement à la gestion et à la maintenance des équipements spécialisés, a pris progressivement une importance croissante, pour couvrir effectivement tous les aspects de la préparation logistique des levés et campagnes (y compris des campagnes océanographiques) ; il est probable que ce rôle ne fera que croître à l'avenir, surtout si la tendance observée à partir de 2000 (réduction du soutien de l'EPSHOM aux missions) se confirme.

3.1.2. BOM

La Base Océanographique de la Méditerranée, échelon de la MOA maintenu à Toulon lors du transfert de la MOA à Brest en 1995, disposait théoriquement d'un effectif de 3 personnes, dont un seul hydrographe. Malgré un renfort très notable (2 hydrographes affectés en supplément au plan d'armement), et bien que les missions additionnelles en Méditerranée aient été assurées pour l'essentiel par l'UOA, la BOM a dû être renforcée quasiment en permanence par du personnel de l'UOA. Cette situation peut s'expliquer par :

- les difficultés rencontrées par le soutien local, qui ont conduit la BOM à assumer des tâches logistiques importantes (entretien de la VH (vedette hydrographique), notamment) ;
- la multiplicité des demandes par les autorités locales de travaux « de proximité » ;
- la sous-estimation probable, au moment de la définition du plan d'armement de la BOM, des besoins hydrographiques réels en Méditerranée et de leur évolution ;
- les problèmes liés à des équipements et logiciels non maintenus (la BOM a ainsi dû continuer à travailler

avec des matériels et logiciels dont l'EPSHOM n'était plus en mesure d'assurer la maintenance) ;

- les difficultés de soutien à distance par l'UOA, dont le plan d'armement du service logistique (ingénieurs, informaticiens) n'était lui-même pas satisfait.

3.2. PERSONNEL

L'effectif théorique de la MOA est donné dans le tableau suivant :

	UOA	BOM
Officiers	6 (5 ingénieurs – 1 OSC)	-
Officiers mariniers	28 (21 hydrographes)	3 (1 hydrographe)
Equipage	6	-
<i>Total théorique</i>	<i>40</i>	<i>3</i>

Cet effectif, défini pour les missions typiques jusqu'en 1999, a parfois été un peu faible pour les missions conduites pendant la période 1999-2001.

D'autre part, des spécialités essentielles (ingénieur électronicien, officiers mariniers informaticiens) ont été en déficit chronique pendant toute la période.

Enfin, cette période a vu la disparition des appelés (les derniers étant des scientifiques du contingent de très bon niveau) et l'apparition des premiers matelots et quartiers-mâtres recrutés dans les nouvelles filières (« volontaires », « contrats courts »). Grâce au recentrage de la mission sur ses tâches spécifiques (qui a conduit à abandonner les soutiens chroniques aux bâtiments affectés pour leurs travaux d'entretien), la perte quantitative a été bien supportée, mais la disparition des scientifiques du contingent qui assistaient l'unique ingénieur électronicien a été sensible qualitativement.

3.3. LOCAUX, VEHICULES

A Brest, l'UOA disposait au Centre Marine de la Villeneuve, situé à la périphérie de la ville (2 km de l'EPSHOM, 6 km de l'arsenal et des navires) de locaux spacieux et en nombre suffisant dans des bâtiments rénovés récemment (1995) ; la Marine ayant décidé de quitter ce site, de nouveaux locaux destinés à la MHA et la MOA ont été mis en chantier dans l'arsenal de Brest, pour une livraison prévue en 2002.

Les véhicules de l'UOA, bien que dotés d'un kilométrage élevé, étaient bien entretenus par le Centre Automobile Principal de la marine à Brest ; leur remplacement aurait toutefois été souhaitable. Le concours du camion de la MHA était nécessaire lors de chaque mission océanographique, pour l'embarquement d'un volume sans cesse croissant de matériels (flotteurs dérivants, notamment).

A Toulon, la BOM disposait d'un bâtiment correctement adapté (250 m² de bureaux et d'ateliers), malgré quelques problèmes d'entretien (étanchéité, en particulier).

Elle ne disposait que d'un véhicule (fourgonnette) en mauvais état, dont l'entretien par les services locaux était

source de soucis constants (plusieurs mois d'indisponibilité par an, souvent dans l'attente de pièces standards) ; de plus, il était difficile d'obtenir des mêmes services un véhicule en prêt pendant ces indisponibilités répétées.

Enfin, il est à noter que les conditions d'hébergement à Toulon du personnel de l'UOA régulièrement envoyé en renfort étaient à peine acceptables ; l'utilisation du deuxième étage du bâtiment de la MOM pour cet hébergement, moyennant des modifications mineures, aurait été une solution bien meilleure.

3.4. MOYENS FLOTTANTS

3.4.1. Navires

Pendant la période considérée, la mission a mis en œuvre plusieurs navires :

- BO *D'ENTRECASTEAUX*, affecté pendant toute la période ;
- BH1 *L'ESPERANCE*, affecté jusqu'à son retrait du service actif ;
- BSR *GAZELLE*, mis à disposition à hauteur d'un potentiel de 60 jours par an ;
- BSHM (*AILETTE* et *ALCYON*), mis à disposition du SHOM par CECLANT quelques dizaines de jour par an (gestion assurée par la MOA à partir de 2001) ;
- BEGM *TETHIS*, utilisé pour les levés d'environnement pour la guerre des mines ;
- N/O *L'ATALANTE* et *SUROIT*, affrétés à l'IFREMER pour les campagnes MARABIE en Océan Indien ;
- *LAPEROUSE*, prêté par la MHA pendant une campagne SEMANE pour pallier l'absence du *D'ENTRECASTEAUX* indisponible.

Enfin, le personnel de la MOA a aussi embarqué sur des bâtiments d'opportunité pour des missions dont la MOA n'assurait pas la responsabilité directe (EDIC ou CEDIC pour des plageages, *MARION DUFRESNE* pour les concours à l'IFRTP) : ces moyens ne sont évoqués ici que pour mémoire.

Adéquation aux missions

L'ESPERANCE était un navire sûr et marin, trop petit et trop ancien toutefois pour opérer efficacement en hiver en Atlantique nord. Son état se dégradait irrémédiablement, faute de rechanges après « cannibalisation » complète de son sister-ship *L'ESTAFETTE*, désarmée depuis quelques années. Le navire a toutefois accompli jusqu'au bout ses missions, et aurait peut-être pu continuer encore un ou deux ans moyennant des investissements restreints, à condition de le faire opérer dans des zones plus favorables, comme la Méditerranée.

A son retrait du service actif (le 28 août 2000), *L'ESPERANCE* détenait le record du nombre de milles parcourus par un bâtiment de la marine nationale.

Le *D'ENTRECASTEAUX*, vieillissant, avait perdu en 2001 une bonne part de sa polyvalence (du fait surtout de l'absence de sondeur multifaisceau sur le bâtiment lui-même et sur sa drome) ; d'autre part, sa disponibilité a été aléatoire pendant la période 1999-2001, et un certain nombre des missions ont dû être reconfigurées du fait de retards dans la disponibilité ou d'avaries survenues pendant les missions (groupes électrogènes, générateur de propulsion, bouilleur, treuils, hélice...). Sa capacité d'accueil est limitée pour les campagnes océanographiques multiorganismes, alors que les effectifs de son équipage sont très importants par rapport à ceux des navires modernes équivalents (rapport proche de 1 à 3). Néanmoins, le DTX a permis de réaliser l'essentiel des tâches prévues ; son remplacement devenait toutefois urgent.

Les missions conduites en 1999 – 2001 n'ont pas justifié l'embarquement d'un détachement aéronautique.

GAZELLE : au-delà de quelques problèmes de disponibilité, son emploi était limité surtout par sa taille ; le BSR a néanmoins rendu des services appréciables. Toutefois, on doit s'interroger sur l'intérêt de continuer à l'employer pour des levés au large dès lors que sera disponible un bâtiment moderne équipé d'un sondeur multifaisceau (comme le *Beautemps-Beaupré* à l'échéance 2003).

Les BSHM (*ALCYON* et *AILETTE* à Brest) sont limités par leur capacité d'accueil, leur taille et l'absence d'équipements spécifiques (sondeurs, en particulier) ; néanmoins, leur souplesse et leur polyvalence (due au moins autant à la capacité d'adaptation de l'équipage – pourtant très réduit – qu'à celle du navire) sont remarquables. Toutefois, ces navires ne pouvant pas être mis à disposition contractuellement (puisqu'ils concourent à l'action de l'Etat en mer, comme notamment lors des opérations consécutives aux naufrages de l'*ERIKA* et du *IEVOLI SUN*, survenues en 1999 et 2000), leur emploi pour des opérations programmées est toujours aléatoire ; la Préfecture Maritime s'est néanmoins toujours efforcée d'assurer les participations prévues.

Le BEGM *THETIS*, utilisé pour le levé des abords de Toulon, dispose par rapport aux BH2 standards de caractéristiques intéressantes, comme le puits sonar où peuvent être installés des capteurs divers, ou la propulsion électrique, qui lui permet des travaux de longue durée à faible vitesse sans encrasser ; il est particulièrement bien adapté aux levés d'environnement de guerre des mines, surtout s'il est muni de son sonar et du performancemètre associé : il peut ainsi recueillir simultanément l'essentiel des informations opérationnelles et d'environnement nécessaires en guerre des mines.

Gestion

Les navires utilisés avaient des statuts différents :

- les bâtiments affectés (BO *D'ENTRECASTEAUX*, BH1 *L'ESPERANCE*) consacraient tout leur potentiel

opérationnel à l'hydro-océanographie, la MOA étant la seule autorité d'emploi pendant ces périodes, et gérant le calendrier d'emploi en liaison avec l'autorité organique ; en l'absence de règles claires, l'emploi des bâtiments affectés est traditionnellement délicat ;

- le BSR *GAZELLE* et les BSHM étaient mis à la disposition de la MOA pour des périodes définies, après négociation avec l'autorité responsable (DP Toulon pour le BSR, CECLANT pour les BSHM), les modalités d'emploi étaient définies directement en liaison avec le commandant ;

- les navires affrétés (*L'ATALANTE*, le *SUROIT*) étaient à la disposition du « chef de mission » pour le créneau accordé sur la base (négociable) des travaux prédéfinis, selon les modalités classiques d'emploi des navires gérés par GENAVIR ;

- le personnel embarqué à bord du BEGM *THETIS* jouait le rôle de conseiller du commandant, tout en assumant la responsabilité technique des travaux.

Il est à noter que les missions assurées par les BSHM ont été confiées à partir de 2001 à la MOA, et non plus à l'EPSHOM, transférant de fait à la MOA la gestion de leur activité, ce qui supprimait une anomalie dans la répartition des tâches (l'EPSHOM, organisme d'études, ayant dû développer une structure parallèle à une mission océanographique - la section « Campagnes à la mer » - pour assurer cette gestion et conduire les campagnes BSHM).

Paradoxalement, l'emploi des navires civils, BSHM ou navires affrétés où le directeur technique définissait les tâches et leur chronologie en fonction des contraintes objectives - météo, autonomie, équipage - le commandant mettant ensuite le navire à sa disposition dans les seules limites de la faisabilité et de la disponibilité contractuelle, est plus facile que celui des navires affectés, dont la programmation et l'utilisation opérationnelle sont notablement contraintes par les priorités organiques (entretien, entraînement et permissions des équipages).

Disponibilité

La disponibilité des navires affectés a été réduite, pendant la période ; aux limitations habituelles liées au faible potentiel alloué par la marine aux activités hydro-océanographiques se sont ajoutées les limitations dues à l'état des navires, et les conséquences des difficultés chroniques d'entretien de la flotte.

Potentiel : on rappelle que le potentiel océanographique alloué en année normale au *D'ENTRECASTEAUX*, soit 2400 h de mer, n'autorise dans la pratique qu'environ 120 jours efficaces de mission hauturière, alors que les navires océanographiques civils de taille équivalente atteignent couramment 240 jours de mission ;

Avaries : pendant la période 1999-2001, les avaries ont été un souci permanent sur les navires affectés, et dans une moindre mesure sur la *GAZELLE* ; elles ont d'ailleurs

conduit à avancer la date du retrait du service actif de *L'ESPERANCE*.

Le DTX a souffert de nombreuses avaries (groupes électrogènes, moteurs de propulsion, hélice, treuils...), dont il n'a pas toujours été possible de connaître l'origine (usure, accident, erreur humaine), mais qui ont très notablement diminué son potentiel effectif (2,5 mois d'indisponibilité accidentelle en 2000), et encore plus contraint la conduite des missions.

La *GAZELLE*, utilisée il est vrai aux limites de ses capacités opérationnelles, a souffert de problèmes de groupe électrogène et de disponibilité de la grue.

Entretien : les bâtiments hydro-océanographiques ont eu à souffrir, comme toutes les unités de la marine, des difficultés chroniques rencontrées par les services de soutien de la flotte ; globalement, ces services ont généralement fait leur possible pour permettre la réalisation des opérations prioritaires.

3.4.2. Embarcations

La MOA disposait pendant la période :

- de la VH9 de la BOM, en assez mauvais état ;
- des 3 VH9 du *D'ENTRECASTEAUX* ;
- enfin, de la VH90 mise à disposition par la MHA (à laquelle cette vedette a été affectée en 1999) pour les essais et la mise en œuvre du sondeur multifaisceau petits fonds ATLAS ;
- des embarcations légères (corallines, zodiacs).

La VH de la BOM n'a pu être employée que pendant ses rares périodes de disponibilité réelle entre pannes ; elle a accumulé les immobilisations dues à l'indisponibilité des pièces de rechange.

Les VH9 du DTX ont été utilisées deux fois, pour des levés hydrographiques côtiers en détachement indépendant en Bretagne nord ; à chaque fois, elles ont été amenées sur place par la route sur camion plateau. Leur utilisation dans ces zones à risque (forts courants, nombreux hauts-fonds) a été délicate, compte tenu des nombreuses avaries (propulsion, alimentation électrique) et de l'absence du personnel spécialisé du *D'ENTRECASTEAUX*, dont le bâtiment ne pouvait sembler-t-il pas se passer. Ces vedettes, désormais âgées et sous-équipées (pas de sondeur multifaisceau) et qui ont peut-être souffert jadis d'impasses en matière d'entretien, doivent être désormais considérées comme inaptes à l'hydrographie, et déclassées : l'expérience ayant montré qu'il était beaucoup plus facile d'armer à l'hydrographie une embarcation non spécialisée, mais opérationnelle, il est inutile de maintenir à grands frais ces moyens dans la pratique inutilisables³.

³ La solution classique d'opérer à partir du bâtiment base aurait peut-être permis des dépannages plus rapides, à supposer qu'un bâtiment de la taille du *D'ENTRECASTEAUX* ait pu s'approcher de la zone des travaux ; elle aurait mobilisé une centaine de personnes au lieu de dix.

La VH90, vedette prototype développée dans l'optique du remplacement des vedettes en service, n'a pratiquement pas été opérationnelle pendant la période 2000-2001 dédiée aux essais de qualification du sondeur FANSWEEP 20 (installation des bases, problèmes d'humidité, de commande de barre, de climatisation...) ; quelques jours de disponibilité partielle (sous barre franche de secours) ont heureusement suffi pour valider ces essais.

Enfin, la MOA a plusieurs fois eu recours à des embarcations d'opportunité mises à disposition par les demandeurs des travaux (DP Toulon, DP Cherbourg) ; même si elle nécessite d'équiper complètement un porteur non spécialisé (sondeur, système de localisation et d'acquisition), cette solution s'est révélée au bilan efficace et peu contraignante.

3.5. MATERIEL

On se limitera ici aux évolutions notables, et aux principaux problèmes rencontrés.

3.5.1. Localisation

La localisation, jadis objet d'une attention de chaque instant, est devenue avec le GPS une donnée de grande qualité disponible en permanence ; il convient toutefois de noter que les exigences dans le domaine ont nettement augmenté :

- le remplacement des sondeurs à faisceau large par des sondeurs multifaisceaux rend nécessaire une localisation et une trajectographie très précises (positionnement des « pieds » de faisceau) ;
- les performances atteintes permettent d'envisager l'utilisation opérationnelle de technique jugées futuristes il y a encore peu, comme la localisation tridimensionnelle centimétrique des bases, qui ouvre la voie au sondage « absolu », sans référence au plan d'eau (et donc à la nécessité d'en connaître l'altitude au moyen de la marée) : voir annexe 2.

Les normes de la MOA en 2001 étaient :

- au large, le GPS différentiel (système SEASTAR), soit une précision meilleure que 5 m ; très exceptionnellement, le GPS « naturel » code C/A, dont la précision en 2001, après suppression du brouillage SA, pouvait être estimée de l'ordre de 10 m ;
- à la côte, GPS différentiel UHF (station d'émission mise en place par la MOA), qui assurait une précision métrique ;
- enfin, en temps réel, le mode RTK (Real Time Kinematic), avec transmission en temps réel de la phase, qui permettait d'atteindre des précisions subdécimétriques jusqu'à des distances de plusieurs dizaines de kilomètres de la station d'émission (utilisé en bathymétrie et topographie d'estran).

En temps différé, le mode cinématique permettait, à partir des phases enregistrées simultanément sur le mobile et sur

un point fixe connu, d'obtenir une précision subdécimétrique sur des distances encore plus grandes.

Le système GPS AQUARIUS de DSNP, déployé progressivement en mission, permet toutes ces utilisations avec un matériel unique, fiable et très performant : plus qu'une évolution, il s'agit d'une vraie révolution en matière de localisation ; cette polyvalence s'accompagne évidemment d'une certaine complexité, qui justifierait la mise en place d'une formation qualifiante spécifique au sein du SHOM.

3.5.2. Célérité in situ (bathymétrie)

L'amélioration du bilan d'erreur en bathymétrie multifaisceau passait aussi par l'amélioration de la connaissance in situ de la distribution de la célérité. Avec l'EM 12D en Atlantique nord-est, un échantillonnage relativement lâche de sondes XBT suffisait à assurer une description adaptée ; au contraire, en Méditerranée et surtout en Océan Indien, les forts gradients horizontaux associés à des phénomènes de petite échelle (fronts associés aux upwellings saisonniers, tourbillons...) ont causé des erreurs impossibles à modéliser sans multiplier les largages de sondes perdables (il aurait fallu dans certaines zones un XBT tous les 2 milles, densité irréaliste financièrement et techniquement). Ce problème était d'ailleurs encore plus critique sur le MARION DUFRESNE, où l'échantillonnage standard par des XBT était très insuffisant. L'acquisition d'un système de mesure quasi-continu du profil de célérité (bathysonde « freefall », par exemple) a été proposée par la MOA en 2001, mais cette décision a été reportée.

3.5.3. Informatique

Le parc informatique de la mission était composé de stations de travail (une vingtaine), de calculateurs de type PC (environ 20 PC de bureau et portables), installés en réseau (un réseau à Brest et un réseau à Toulon). L'évolution entre 1999 et 2001 a été notable, chaque équipe embarquée (même sur les bâtiments d'opportunité, grâce à des conteneurs adaptés) disposant en 2001 d'un réseau relié par INMARSAT et internet au réseau de l'EPSHOM. Cette liaison quasi-permanente et d'une très bonne fiabilité avec la terre ou entre navires a très sensiblement modifié les méthodes de travail et la composition des équipes embarquées, en permettant en cas de besoin la consultation de spécialistes non embarqués et le « télédepannage » ; seules les équipes informatiques de la mission (dont les compétences sont moins étendues que celles de l'EPSHOM) assuraient toutefois une assistance permanente pendant les travaux à la mer.

3.5.4. Géophysique

Gravimètres : la MOA disposait en 1999 des deux gravimètres KSS31 du SHOM, dont l'un a été mis à la disposition de l'IFREMER (N/O SUROIT) au désarmement

de l'ESPERANCE. Le fonctionnement de ces équipements a été très satisfaisant. En 2001, la MOA a pu disposer d'un gravimètre portable SCINTREX destiné à remplacer les WORDEN vieillissants.

Magnétomètres : la MOA était équipée de magnétomètres SMMII (THOMSON –GEOMAG) dont le fonctionnement avait été intermittent jusqu'en 1999 (fragilité du câble et de l'électronique) ; ces problèmes ayant enfin été résolus par l'EPSHOM en 1999, le système a donné globalement satisfaction.

3.5.5. Bathymétrie

Sondeur multifaisceau petits fonds

Le SHOM a fait en 2000 l'acquisition d'un sondeur multifaisceau petits fonds ATLAS FANSWEEP 20, destiné à équiper la vedette prototype VH90 ; la MOA avait été chargée de l'évaluer et d'en définir la doctrine d'emploi.

Le démarrage de ces essais a été laborieux : le SHOM n'avait en effet pas acheté un système intégré, mais un ensemble d'équipements, se réservant le soin de l'intégration. Au bilan, cet choix n'a sans doute pas permis d'économie ; il a par contre conduit à de nombreuses pertes de temps : capteur de célérité non intégré, logiciel de traitement non prévu, choix inexplicé d'une station de travail au lieu du PC livré en standard, et d'un système d'exploitation (SOLARIS) qui a rendu nécessaire un portage spécifique...

A moins de disposer de potentiel dédié et organisé en projet, il serait sans doute souhaitable à l'avenir d'acquérir des systèmes complets, et d'en laisser le soin de l'intégration au fournisseur.

Malgré ces difficultés, les problèmes d'installation et les déboires rencontrés avec la vedette VH 90 (voir § 3.4.2), les premiers essais ont pu être réalisés en rade de Brest ; ils ont donné des résultats très encourageants, mais le matériel n'était toujours pas complètement recetté en août 2001.

Une coopération a été entamée avec l'Hydrographic Office britannique, à travers l'embarquement lors d'un levé côtier en Ecosse à l'été 2001 d'une équipe de la MOA à bord de la vedette GLEANER (équipée d'un FANSWEEP 20) du Hydrographic Survey Squadron. Un ingénieur de la MOA a d'autre part participé à une conférence réunissant les utilisateurs de FANSWEEP 20, qui s'est tenue à Cairns (Australie) en août 2001.

Sondeurs monofaisceaux

La MOA disposait des anciens sondeurs ATLAS DESO 20 (version grands fonds pour le BSR GAZELLE) ; bien que techniquement encore acceptables, ces sondeurs devenaient difficiles à maintenir (sinon par « cannibalisation »), et le support des services de soutien devenait aléatoire. La MOA a participé à la démarche initiée par l'EPSHOM pour l'achat de nouveaux sondeurs monofaisceaux ; on peut toutefois s'interroger sur l'intérêt de cette solution en

hydrographie alors que les sondeurs multifaisceaux sont devenus portables, et fournissent des résultats d'une qualité incomparable.

3.5.6. Océanographie

A l'exception de flotteurs légers et de capteurs associés aux bathysondes, la MOA n'a pas mis en œuvre en routine de système nouveau pendant la période ; quelques instruments méritent toutefois une mention.

ADCP de coque

Les systèmes (ADCP 100 kHz et 300 kHz) embarqués sur le B.O. *D'ENTRECASTEAUX* ont été mis en œuvre régulièrement ; du fait d'objectifs de mesure parfois insuffisamment définis et à défaut d'une chaîne de traitement validée (la chaîne CASCADE de l'IFREMER n'étant disponible qu'en mode « test »), la qualité et l'intérêt des données recueillies restent toutefois douteuses.

Courantomètre Doppler AQUADOPP

Le courantomètre Doppler monopoint AQUADOPP a été mis en œuvre pour la première fois lors d'un levé hydrographique ; il devait initialement doubler un courantomètre à rotor SLS 21 dans un objectif d'intercomparaison. Le SLS 21 ayant disparu lors du levé, les données de l'AQUADOPP en cours de validation ont été seules exploitées. Ce type de courantomètre semble pouvoir remplacer avantageusement les courantomètres à rotor MORS en usage depuis de nombreuses années.

Ces essais ont fait l'objet du rapport n° 312 MOA/NP du 7 décembre 2000.

Treuil du BO D'ENTRECASTEAUX

Le treuil d'hydrologie, système central lors des campagnes océanographiques, a été entre 1999 et 2001 à l'origine de nombreux soucis ; on peut citer :

- rupture du câble lors de la campagne SEMANE 2000-3 (saut du réa, câble coincé entre le réa et la joue de la poulie, inadaptée, et cassé par la traction du treuil dépourvu de système de limitation de tension) ;
- problèmes de trancanage liés à l'absence de politique de maintenance de ce matériel très spécifique acquis par le SHOM et dont le suivi par les procédures classiques de la marine a été long à se mettre en place.

SEASOAR

Le poisson oscillant remorqué SEASOAR a fourni des résultats acceptables (en qualité, et en durée des mesures) entre 1999 et 2001, malgré de nombreuses avaries et difficultés (filets dérivants, glissement du système de reprise d'efforts, connexion étanche, « tulipes » de guidage,

etc....). Ce système reste toutefois source d'étonnement du fait de la complexité et du caractère exotique de certaines des solutions techniques retenues (commandes hydrauliques de pilotage alimentées par une centrale entraînée par une hélice dans le sillage du poisson...), et de préoccupation (le poids et l'encombrement de l'équipement semblent sans commune mesure avec ceux des capteurs embarqués – et ceux des systèmes concurrents). D'autre part, le principe même du pilotage hydrodynamique entraîne des limitations en matière d'échantillonnage horizontal.

Il faudrait sans doute réétudier les besoins et les solutions existantes avant d'acquérir un tel équipement pour les futurs navires.

3.6. LOGICIELS

Ce volet crucial pour l'activité de la MOA mérite quelques développements.

Les principaux logiciels d'acquisition et de traitement utilisés étaient :

- AQIDOC – TRADOC : chaîne d'acquisition et de traitement de données bathymétriques monofaisceau, géophysique ;
- OCEANE : chaîne de traitement de données hydrologiques : malgré une ergonomie plutôt rustique, cette chaîne disposait des fonctionnalités nécessaires pour traiter dans de bonnes conditions (en particulier, répétabilité des paramétrages) les données hydrologiques, puis courantométriques ;
- MAREE, COURANT : chaînes développées par l'EPSHOM pour l'acquisition et le traitement des données de marégraphes et courantomètres à rotor ;
- CIRCE : chaîne de traitement des données bathymétriques issues de sondeur multifaisceau (développée par l'EPSHOM), utilisée pour la correction et la validation des données bathymétriques (fonctionnalités dont l'intégration dans CARAIBES était envisagée en 2001) ;
- CARAIBES TD : chaîne développée par l'IFREMER pour le traitement des données de bathymétrie et d'imagerie acoustique de sondeurs multifaisceaux ; malgré quelques lacunes en matière d'élimination des données douteuses, l'ergonomie et la puissance de cette chaîne sont incontestables ; le personnel de la MOA avait bénéficié d'une formation à l'IFREMER sur ce logiciel avant les campagnes MARABIE ;
- traitement du FANSWEEP : aucun logiciel spécifique n'avait été acquis, dans l'optique apparemment d'une évolution à terme de la chaîne CIRCE du SHOM ; néanmoins, pour les besoins de la validation d'une part, pour permettre l'exploitation immédiate du sondeur d'autre part, deux logiciels successifs ont été testés (HYDROMAP OFFLINE, logiciel constructeur, puis finalement CARIS HIPS) ;
- GEOGENIUS : évalué par la MOA, ce logiciel présente toutes les fonctions attendues en géodésie (classique – GPS, dont cinématique, compensation de mesures) ;

- HYPACK MAX, logiciel d'acquisition de données hydrographiques (bathymétrie monofaisceau, notamment) acquis pour répondre aux besoins spécifiques des levés de plageage, et dont l'évaluation avait à peine commencé en août 2001 (cf. § 4.3.1) ;

- logiciel de tracé (gratuit) GMT utilisé de plus en plus systématiquement pour les tracés, directement, ou à travers l'interface ARGOS développée par l'EPSHOM.

Les développements internes à la MOA ont été limités au strict nécessaire (fonctionnalités critiques de traitement, ou logiciels adaptés – par exemple à la gestion des matériels et équipements).

Globalement, les logiciels développés spécifiquement par ou pour le SHOM (comme les chaînes AQIDOC-TRADOC et les logiciels d'acquisition et de traitement de matériels d'océanographie) donnaient moins de satisfaction que les logiciels « sur étagère », faute sans doute d'avoir pu y consacrer un potentiel de développement, de mise au point et de documentation suffisant ; les délais élevés observés entre la fin des sondages et l'achèvement du traitement doivent être pour une bonne part imputés à ces chaînes de traitement. Il semblerait préférable à l'avenir de s'appuyer plutôt sur des logiciels commerciaux éprouvés, quitte à accepter le cas échéant quelques limitations fonctionnelles secondaires ou à adapter les méthodes classiques du SHOM.

4. METHODES

Traditionnellement, du fait de la variété des missions qui lui sont confiées, la MOA doit maîtriser un nombre important de techniques et d'instruments. La période 1999-2001 a confirmé cette tendance, puisque la mission a conduit des travaux dans les domaines suivants :

- hydrographie classique (sondeur vertical, marée, courant) à bord du *D'ENTRECASTEAUX*, de la *GAZELLE*, de la *THETIS*, des VH9 et d'embarcations d'opportunité : vedettes des directions de port, notamment ;

- bathymétrie multifaisceau (EM12D sur *L'ESPERANCE* et *L'ATALANTE*, EM 300 à bord du *SUROIT*, TMS 5265 à bord du *MARION DUFRESNE*, FANSWEEP 20 sur la VH90) ;

- océanographie physique (hydrologie, courantométrie, SEASOAR..) à bord du *D'ENTRECASTEAUX*, du *LAPEROUSE* et des BSHM) ;

- géophysique à bord de *L'ESPERANCE*, du *D'ENTRECASTEAUX*, du *MARION DUFRESNE*, de *L'ATALANTE* et du *SUROIT*.

Il aurait été difficile de disposer d'une maîtrise complète dans tous ces domaines, très évolutifs, surtout dans un contexte d'accélération des départs des techniciens spécialisés : une réflexion a donc été menée pour identifier, pour chacune de ces techniques, les compétences minimales dont devait disposer la MOA, et la manière de les constituer et de les pérenniser.

Cette réflexion passait par une analyse des rôles respectifs de chacune des composantes du SHOM intervenant dans le processus, de la définition des objectifs à la fourniture des données définitives validées et des rapports correspondants ; la MOA s'est d'ailleurs trouvée plutôt isolée dans cette tâche, qui aurait dû impliquer l'EPSHOM et direction du SHOM.

Cette démarche a ainsi conduit à développer le savoir-faire de la mission en matière de conception, préparation, réalisation et traitement de campagnes océanographiques ; ceci a permis de sortir de la situation paradoxale où la MOA, responsable de la réalisation de campagnes, n'était plus depuis plusieurs années en mesure d'assumer cette responsabilité sans le soutien de l'EPSHOM.

Dans les autres domaines, on s'est attaché à formaliser et uniformiser les méthodes (développement de doctrines d'emploi, écriture de guides techniques, rédaction de documents-types), de manière à en faciliter la transmission et à développer chez le personnel ingénieur ou technicien la polyvalence minimale indispensable.

4.1. ORGANISATION ET FONCTIONNEMENT

Une réflexion a été menée à partir de 1999 sur l'organisation et le fonctionnement de la MOA ; cette réflexion a été rendue nécessaire par :

- *la réforme des structures organiques de la marine*, qui a touché doublement les missions du SHOM : d'abord, au titre des soutiens qu'elles reçoivent directement, mais surtout du fait de l'officialisation de la séparation organique entre les unités hydro-océanographiques et les bâtiments « affectés », dont les missions hydro-océanographiques ne sont plus qu'autorité d'emploi ;

- *l'évolution des tâches confiées à la MOA*, qui conduit à opérer souvent simultanément à l'aide de plusieurs détachements isolés embarqués ou non sur des plates-formes variées (navires affectés, navires mis à disposition par la marine, navire affrétés, navires d'opportunité civils ou militaires) – et parfois en liaison étroite avec une autre mission (la MHA) ;

- *le souci de confier effectivement au personnel de la mission les tâches de son ressort*, pour éviter les ambiguïtés rencontrées dans les campagnes à direction partagée (par exemple avec l'EPSHOM) ;

- enfin, la *diminution* d'abord modérée, puis accélérée en fin de période, *des effectifs* en officiers marinières hydrographes expérimentés (« chefs d'équipe »).

Cette réflexion a conduit à achever la séparation, tant au point de vue de l'organisation qu'à celui du fonctionnement, entre l'unité hydro-océanographique et les navires d'accueil ; ceci s'est traduit par :

- la formalisation des responsabilités et des délégations techniques du personnel de l'UOA constitué en détachement isolé (qu'il soit ou non embarqué) ;

- la formalisation des tâches menées en commun avec les équipages des navires d'accueil (mise à l'eau d'équipements océanographiques, etc.) ;
- la contractualisation des étapes traditionnellement source de tension avec les bords (mise à disposition/restitution de locaux ou d'embarcations, par exemple).

Cette formalisation a été introduite dans les instructions permanentes de la MOA.

4.2. QUALITE

Les métiers de l'hydrographie et de l'océanographie au SHOM se sont nettement diversifiés ces dernières années, et évoluent rapidement ; les savoir faire acquis lors de la formation initiale deviennent très vite insuffisants ou obsolètes. La MOA, où sont mises en œuvre de nombreuses techniques, est très sensible à ce problème : une démarche qualité a donc été menée en avance de phase sur celle pilotée par l'EPSHOM.

Les efforts ont porté sur l'acquisition et le traitement des données, qui sont deux des fonctions de base des missions hydrographiques, mais aussi sur l'organisation de la logistique des campagnes et levés.

4.2.1. Acquisition

En matière d'acquisition, l'accent a été mis sur la formation de base à la mise en œuvre des équipements et la polyvalence ; à cet effet, on a multiplié les formations en interne (AQUARIUS..) ou à l'EPSHOM (mise en œuvre des instruments océanographiques, par exemple) ; ces formations ont été concrétisées chaque fois que possible par la rédaction d'une documentation (voir 4.2.3).

4.2.2. Traitement des données

En matière de traitement de données, on s'est attaché à :

- définir les *doctrines d'emploi* : pour répondre à des besoins urgents, les équipements doivent en effet souvent être acquis sans que soient étudiés complètement le domaine d'emploi et les résultats attendus, qu'il convient de préciser lorsqu'ils deviennent utilisés en routine ;
- *formaliser les acquis*, en comblant les lacunes de la documentation interne du SHOM (les cours d'hydrographie, guides traditionnels des bonnes pratiques dans les missions, devenant en effet de plus en plus inadaptés à la mise en œuvre des équipements et des techniques modernes) ;
- *standardiser les méthodes* : choix des paramètres du traitement, des critères de sélection et d'élimination des données douteuses, de contrôle qualité, de rédaction et de présentation des rapports de traitement ;

- accessoirement, redonner aux spécialistes du traitement une vision claire des opérations réalisées par les logiciels qu'ils mettent en œuvre, vision souvent obscurcie par le manque de documentation adaptée des logiciels et leur instabilité chronique.

4.2.3. Documentation

En matière de documentation, des efforts ont été accomplis dans trois directions principales :

Numérisation : tous les résultats des travaux de la mission ont été fournis sous forme numérique ; des efforts particuliers ont été consacrés aux rapports⁴, compte rendus d'activité, albums photographiques et aux données bathymétriques (participation à la mise au point de la spécification des données numériques et du format « PIVOT » de transmission des données bathymétriques vers la BDBS) ;

- Diffusion : les informaticiens de la MOA ont développé un site intranet sommaire destiné à la diffusion des rapports et comptes rendus, et de la documentation rédigée par la mission pour ses besoins propres (notices, guides, etc.) ou nécessaire à la mise en œuvre des équipements (notices constructeur) ;

- Rédaction de procédures, guides techniques et de notices d'emploi (les guides techniques, destinés au personnel chargé de l'exploitation des instruments et du traitement de leur données, explicitent les principes du traitement et en formalisent les opérations : ils doivent être utilisables pour la formation, le transfert et la capitalisation du savoir-faire, et évolutifs ; les procédures précisent les modalités d'emploi des équipements et logiciels pour garantir des résultats de qualité donnée ; les notices d'emploi précisent les notices des constructeurs ou les remplacent) ;

- Définition de documents-types (rapports particuliers et procédures, notamment).

4.3. EVOLUTIONS METHODOLOGIQUES

4.3.1. Bathymétrie

Les principales évolutions méthodologiques étudiées à la MOA entre 2000 et 2001 ont été :

- le développement du concept de *sondage par rapport à l'ellipsoïde* : nécessaire pour améliorer le bilan d'erreur en levé multifaisceau, cette méthode permet aussi de s'abstraire de la nécessité de mesure ou de modélisation de la marée (voir annexe 2) ;

- en parallèle, le *levé bathymétrique de l'estran par topographie en GPS cinématique*, méthode utilisée en vraie grandeur lors des levés des accès aux ports de Paimpol et du Légué (cf. § 2.4.1), et pour le levé d'une zone test pour les essais du sondeur FANSWEEP 20 sur plage du Moulin-Blanc près de Brest : voir § 2.4.4) ;

⁴ Tous les rapports cités ici ont été diffusés numériquement par la MOA au format PDF

- la proposition d'une *doctrine d'emploi pour l'ensemble VH90 – sondeur FANSWEEP 20* (sondage par rapport à l'ellipsoïde, levé systématique sans sonar latéral), et la définition d'un programme d'essai destiné à valider cette doctrine d'emploi ;
- la définition d'une *méthodologie pour le traitement des données du sondeur multifaisceau THOMSON TMS 5625 du MARION DUFRESNE*, validée sur les données de la campagne ENCENS-SHEBA (voir rapport particulier n° 203 MOA/ NP du 18 septembre 2000) ;
- la *spécification d'un système bathymétrique léger adapté aux levés de plageages*, en particulier au recueil de données lors de la mise à jour des dossiers de plageage et dans un contexte opérationnel (opérations de type « REA », Rapid Environmental Assessment) ; (voir n° NE 135 MOA/NP du 21 mai 2001).

Enfin, la MOA a participé aux réflexions pilotées par l'EPSHOM en matière de condensation des données bathymétriques (adaptation des données produites à la résolution et à la qualité des données recueillies par les systèmes de mesure) et a mis en œuvre les procédures de fourniture à l'EPSHOM de données numériques destinées à la Base de Données Bathymétriques du SHOM (BDBS) pour tous les sondeurs qu'elle utilisait.

4.3.2. Océanographie

Profitant de l'affectation d'un ingénieur spécialisé en océanographie, la MOA a pu formaliser un certain nombre d'opérations jusqu'alors réalisées de manière peu cohérente par la mission et par l'EPSHOM. L'objectif était :

- lorsque les chaînes d'acquisition et de traitement étaient satisfaisantes ou acceptables, de définir des procédures permettant de standardiser les modes opératoires et les résultats, et de qualifier les résultats obtenus ;
- lorsque les logiciels n'existaient pas, ou ne convenaient pas, de spécifier fonctionnellement les chaînes à réaliser, pour permettre à l'EPSHOM d'évaluer les chaînes existant sur étagère, et à défaut de les développer ou de les faire développer.

Ont ainsi été développées les bases du guide technique ultérieurement publié par l'EPSHOM et relatif au traitement des données de bathysondage (paramétrage, contrôle), et les bases du traitement opérationnel des données de profileur Doppler de type L-ADCP. Malgré un gros investissement commencé bien avant 1999 par la MOA, il n'a par contre pas été possible de concrétiser une doctrine en matière d'emploi du profileur ADCP de coque du *D'ENTRECASTEAUX* (cf. § 3.5.6).

Une fiche décrivant les fonctionnalités attendues d'une chaîne de traitement des données marégraphiques et courantométriques (pour les besoins de l'océanographie nautique ou des campagnes océanographiques) a été adressée à l'EPSHOM en 2001.

4.3.3. Gravimétrie

La MOA, seule mission du SHOM à réaliser en routine des mesures gravimétriques, a rédigé la première version d'un guide technique destiné à la mesure gravimétrique en mer ; destiné essentiellement aux responsables des mesures à la mer et du traitement des données et basé sur un projet de norme élaboré par l'EPSHOM, ce guide a été utilisé en routine pendant une année, puis confié à l'EPSHOM pour être finalisé, diffusé et entretenu

En parallèle a été développée une ébauche de chaîne de traitement, en complément des fonctionnalités de base offerte par TRADOC, incluant en particulier un module de contrôle de la qualité ; ce développement a été transféré à l'EPSHOM en 2000 pour validation.

4.3.4. Magnétisme

Une chaîne de traitement du magnétisme complétant les fonctionnalités de TRADOC a été développée, et a permis le traitement des données du magnétomètre SMMII utilisé quasiment en continu pour valoriser les transits et les campagnes océanographiques.

Evaluation d'instruments

La MOA a mis à profit un levé en Bretagne nord pour évaluer le courantomètre Doppler monopoint AQUADOPP (voir rapport particulier n° 312 MOA/NP du 7 décembre 2000).

5. BILAN

5.1. ORGANISATION ET FONCTIONNEMENT

Les nombreuses évolutions survenues pendant la période 1999-2001 auront permis de réfléchir sur l'optimisation de l'emploi de moyens en relative stagnation pour des missions de plus en plus variées et nombreuses.

Cette réflexion a conduit à distinguer le « noyau » de la mission hydro-océanographique (personnel de l'UOA et de la BOM, et équipements spécifiques) des moyens flottants. La souplesse gagnée en séparant la mission des navires est appréciable ; elle a permis à des détachements de la MOA d'intervenir dans des conditions très diverses (navires affectés, mis à disposition, d'opportunité, qu'ils soient civils ou militaires), avec une efficacité optimale.

Ces réorganisations ont permis de mener jusqu'à trois opérations simultanées sur le terrain ou à la mer ; on peut regretter toutefois certains points faibles (dont seulement une partie dépendait de la mission, à qui échappait en particulier le contrôle sur des facteurs clés comme le choix ou l'approvisionnement des équipements, les développements logiciels, et surtout les moyens flottants) qui n'ont pas permis d'utiliser au maximum des moyens propres performants et un personnel compétent et disponible.

En océanographie, la transformation de la MOA « d'agence de moyens » en « agence d'objectifs » a amené une meilleure motivation du personnel, et permis d'augmenter très notablement son potentiel en océanographie.

5.2. MOYENS

A part les logiciels, dont la politique de développement ou d'acquisition au SHOM devrait être repensée (voir § 3.6), les moyens techniques spécifiques du SHOM sont maintenus à bon niveau ; il n'en va pas de même des moyens flottants, dont les limitations en termes de disponibilité et de souplesse de gestion sont de moins en moins acceptables.

La cadence d'évolution des instruments, des logiciels et des tâches qui leur sont confiées plaide pour une plus grande autonomie des missions en matière de moyens et de méthodes ; on ne peut plus (comme c'était le cas lorsque les mêmes méthodes étaient employées pendant des lustres) centraliser à la Direction du SHOM ou même à l'EPSHOM les choix dans ces domaines.

5.3. PROPOSITIONS

5.3.1. Autonomie des missions

Unités de production à part entière, les missions devraient avoir au minimum une meilleure visibilité, et de préférence une influence plus grande sur :

- les spécifications des travaux qui leur sont confiés (sur ce plan, les « instructions techniques » devraient être conçues comme des spécifications de besoin fonctionnel, plus que comme des spécifications techniques détaillées, et encore moins des directives d'exécution) ;

- les moyens qui sont mis à leur disposition (équipements et logiciels, en particulier).

Une véritable contractualisation (résultats/coûts/délais), impliquant les fournisseurs de moyens flottants, devrait être mise en place.

5.3.2. Programmation

S'il existe bien au SHOM une planification pluriannuelle des travaux, il manque aux missions, pour optimiser l'emploi de leurs moyens, une véritable programmation pluriannuelle qui permettrait de préparer correctement les campagnes lourdes, et globalement de réaliser dans de bonnes conditions des tâches dont plus de 80% ne tiennent pas (du début de la préparation jusqu'à la livraison des résultats) dans le cadre annuel.

5.3.3. Formation

Ce volet est crucial, tant pour les personnels du SHOM que pour le service lui-même, qui jouera certainement une partie de son avenir sur sa capacité à faire évoluer rapidement son savoir-faire pour suivre l'évolution des techniques et des besoins des utilisateurs. Il faut en particulier identifier les domaines thématiques prioritaires (qui ne peuvent être externalisés) et mettre en place pour les ingénieurs comme pour les techniciens des formations qualifiantes, en recherchant si possible l'équivalence avec des formations extérieures existantes (allègement de la charge interne de formation, valorisation à l'extérieur du savoir-faire du SHOM et de son personnel). Des affectations plus longues permettraient d'acquérir et de rentabiliser la formation lourde désormais nécessaire en mission, pour les ingénieurs comme pour les officiers mariniens.

ANNEXE 1 : Chronologie des travaux à la mer

Désignation	Dates	Chapitre
1999		
Campagne BAGEANE 99-2 (L'ESPERANCE)	28/08 – 29/10	2.1.1
Campagne GOGP 99 (D'ENTRECASTEAUX)	06/09 - 11/12	2.3.1
Levé de Port-Pothuau (coralline)	27-29/09	2.4.3
Levé PA CDG (VH)	1998-2001	0
Levé de la Pointe de l' Artillerie (VH)	17-29/11	2.4.3
2000		
Levé des accès au port du Légué (VH)	14/04-12/05	2.4.1
Campagne BAGEMED 2000 (L'ESPERANCE)	04-05	0
Campagne POMMIER 2 (D'ENTRECASTEAUX)	10/04- 05/05	0
Levé de plage Campo del Oro (coralline)	26/05	0
Campagne SARDAIGNE 2000 (GAZELLE)	10/05 – 27/06	0
Campagne ENCENS-SHEBA (MARION DUFRESNE)	03/06 – 17/07	0
Campagne MARABIE 1 (L'ATALANTE)	11/06 – 04/07	0
Campagne SEMANE 2000-1 (BH2 LAPEROUSE)	03-14/07	0
Campagne GEOGRAV (D'ENTRECASTEAUX)	27/08 – 04/09	0
Campagne SEMANE 2000-2 (D'ENTRECASTEAUX)	10-14/09	0
Campagne POMME 0 (D'ENTRECASTEAUX)	20-27/09	0
Levé des accès au port de Paimpol (VH)	18/09-27/10	2.4.1
Campagne SEMANE 2000-3 (D'ENTRECASTEAUX)	12/11 - 02/12	0
2001		
OISO 6 (IFRTP – MARION DUFRESNE)	03 -31/01	0
Campagne MARABIE 2 (SUROIT)	06-27/01	0
Levé Cherbourg (Embarcation DP)	22-26/01	0
Levé de l'appontement du Lazaret	02/02-09/02	2.4.3
Campagne POMME 1 (D'ENTRECASTEAUX)	04/02-09/03	0
Campagne POMME 2 (D'ENTRECASTEAUX)	24/03-07/05	0
Campagne MODYCOT	25 – 27/04	0
Campagne SARDAIGNE 2001 (GAZELLE)	0705 – 2706	0
Levé guerre des mines Toulon (THETIS)	06	0
Campagne SEMANE 2001-1 (D'ENTRECASTEAUX)	13/06-13/07	0
Campagne MD123 GEOSCIENCES (MD2)	16/07-	0

Annexe 2 : Sondage par rapport à l'ellipsoïde
(Extraits de la fiche n° 206 MOA/NP du 18 septembre 2000)

Le sondage hydrographique traditionnel vise à déterminer directement la *sonde*, c'est-à-dire la cote du fond par rapport au zéro hydrographique.

Cette opération est habituellement menée de la manière suivante :

- mesure par un sondeur de la profondeur instantanée de la base du sondeur (= hauteur instantanée de la base du sondeur au dessus du fond) ;
- détermination de l'altitude instantanée de la base du sondeur par rapport au niveau de la mer (capteur de pilonnement) ;
- détermination (mesure ou modèle) du niveau de la mer par rapport au zéro hydrographique (« marée ») ;
- addition (« réduction de marée »), pour obtenir la hauteur du fond par rapport au zéro hydrographique.

Cette approche a des limites :

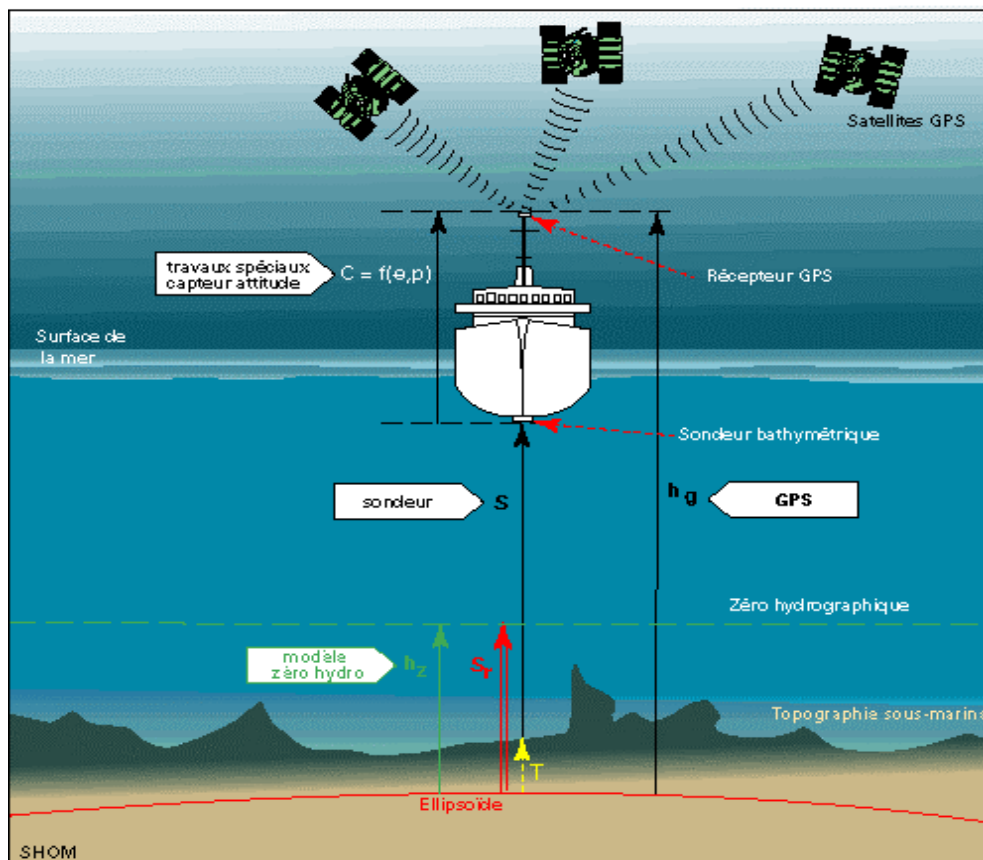
- le zéro hydrographique n'est pas déterminé partout (il ne l'est en toute rigueur actuellement qu'au voisinage immédiat de la côte), et il n'est pas déterminé très précisément (il peut y avoir 10 ou 20 cm d'écart entre deux déterminations) : il en résulte que la détermination de la surface correspondante n'est pas continue ;

- la détermination de la hauteur de la base du sondeur au dessus du zéro hydrographique est souvent imprécise : elle dépend de la marée, mais aussi d'autres phénomènes météorologiques et océanographiques, ou hydrodynamiques (accroupissement par exemple).

Par ailleurs, le zéro hydrographique n'étant pas défini au large actuellement, il y a forcément discontinuité entre les mesures côtières et les mesures au large (la cote du fond est dans ce dernier cas rapportée au niveau instantané de la mer...).

Au bilan, il peut y avoir plusieurs dizaines de centimètres d'incertitude sur la sonde ainsi déterminée, soit une incertitude relative considérable par petits fonds. Or, les systèmes de mesure actuels permettent :

- de mesurer par petits fonds la profondeur instantanée de la base avec une précision meilleure que le décimètre ;
- de déterminer la hauteur de la base par rapport à une référence précise et stable (ellipsoïde) avec une précision de quelques centimètres (GPS cinématique) ;
- enfin, de déterminer les composantes du vecteur instantané base-antenne avec une précision de quelques centimètres (centrales d'attitude).



Par ailleurs, les mesures d'altimétrie radar et le positionnement précis par satellites et les modèles de marée permettent à présent de déterminer le zéro hydrographique dans un système de référence terrestre mondial.

Il semble donc nécessaire de modifier les procédures actuelles, qui dégradent de fait la mesure en la rapportant par des moyens imprécis à une référence mal déterminée.

Solution proposée

Elle consiste à distinguer désormais la mesure et le changement de référence. La détermination d'une sonde se ferait alors en deux étapes :

- 1) détermination de la profondeur instantanée (sondeur) et de la hauteur instantanée de la base du sondeur (GPS cinématique), puis calcul de la cote du fond par rapport à l'ellipsoïde (voir schéma ci-dessous) : cette donnée constituerait le résultat du sondage, et c'est elle qui serait transmise à l'EPSHOM pour archivage dans la BDBS⁵.
- 2) dans un deuxième temps, en mission (si l'on souhaite y disposer de sondes) ou normalement à l'EPSHOM (en particulier, dans les zones où le zéro hydrographique n'a pas été déterminé), la cote du fond pourrait être calculée par rapport à la référence demandée par le client : zéro hydrographique pour les produits destinés à la navigation (sondes), zéro du nivellement terrestre pour les applications amphibies ou littorales⁶, géoïde pour les applications géophysiques...

Conclusion

Pour mettre en œuvre efficacement les sondeurs multifaisceaux petits fonds modernes dont le SHOM est en train de se doter, il faut prévoir d'autoriser les missions à réaliser des levés côtiers référés à l'ellipsoïde.

Ceci permettra non seulement d'améliorer la qualité intrinsèque des données produites, mais encore d'alléger les travaux sur le terrain en dissociant les sondages des mesures de marée, et certainement d'accélérer les traitements des levés actuellement fortement dépendants du traitement relatif à la réduction de marée (mises à l'eau et relevages de marégraphes, traitement et validation des mesures de marée et pour les levés le long des côtes de France, procédures de réduction des sondages impliquant les modèles de marée de l'EPSHOM).

Bien entendu, les mesures de marée restent nécessaires pour disposer à terme d'un modèle continu à haute résolution de la surface correspondant au zéro hydrographique, mais la programmation de ces mesures deviendrait ainsi totalement indépendante de celle des travaux bathymétriques.

⁵ on rappelle que la BDBS NG autorise l'archivage de données référées à une référence ellipsoïdale

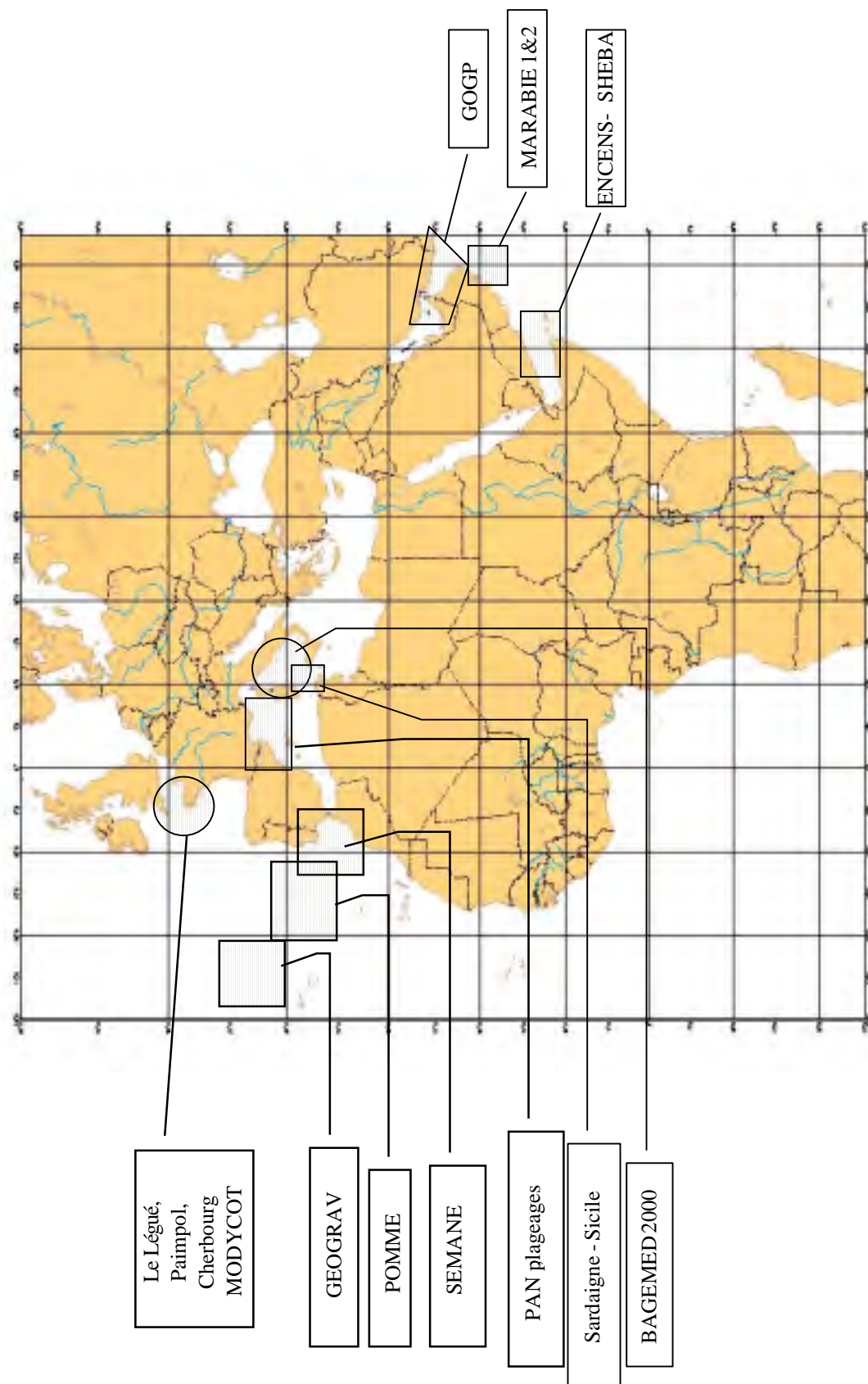
⁶ ce qui améliorerait d'ailleurs notablement ce type de produit, le décalage entre ellipsoïde et zéro du nivellement étant actuellement généralement connu avec une précision meilleure que le décalage entre zéro hydrographique et zéro du nivellement

Annexe 3 : Référence des principaux rapports

Objet	Numéro et date
Travaux bathymétriques et géophysiques en Atlantique et Méditerranée	
Campagne BAGEANE 1999	
Campagne BAGEMED 2000	210 MOA/-- du 21 septembre 2000
Levé Sardaigne : GAZELLE 1999 et 2000 Bathymétrie : Magnétisme :	197 MOA/DR du 31 juillet 2001 18 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
Levé Sardaigne : campagne ESPERANCE 2000 Bathymétrie : Gravimétrie : Levés en transit :	283 MOA/NP du 8 novembre 2000 96 MOA/NP du 2 avril 2001 254 MOA/NP du 20 octobre 2000
Campagne « GEGOGRAV » Bathymétrie :	218 MOA/NP du 4 octobre 2000 321 MOA/NP du 13 décembre 2000
Levé des Esquerquis	332 MOA/NP du 21 décembre 2000
Campagnes océanographiques en Atlantique nord-est	
<u>Campagnes SEMANE</u>	
<i>Campagne 2000-1</i>	
Rapport de campagne :	396 MHA/NP -163 MOA/NP du 18 juillet 2000
Données L-ADCP :	16 MOA/NP du 29 janvier 2001
<i>Campagne 2000-2</i>	
Rapport de campagne :	218 MOA/NP du 4 octobre 2000
Données de bathysondage :	24 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
<i>Campagne 2000-3</i>	
Rapport de campagne :	319 MOA/NP du 3 décembre
Données de bathysondage :	99 MOA/NP du 4 avril 2001
<i>Campagne 2001-1</i>	
Rapport de campagne :	182 MOA/NP du 17 juillet 2001
<u>Campagnes POMME</u>	
<i>Campagne POMMIER 2</i>	
Rapport de campagne :	136 MOA/NP du 30 mai 2000
<i>Campagne POMME 0</i>	
Rapport de campagne :	318 MOA/NP du 4 octobre 2000
Données de bathysondage :	24 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
<i>Campagne POMME 1</i>	
Rapport de campagne :	65 MOA/NP du 15 mars 2001
Données de bathysondage :	146 MOA/NP du 6 mai 2001.
<i>Campagne POMME 2</i>	
Rapport de campagne :	127 MOA/NP du 15 mai 2001
Données de bathysondage :	180 MOA /NP du 16 juillet 2001
Campagnes en Océan Indien	
<i>Campagne GOGP 99</i>	
Rapport de campagne :	70 MOA/DR du 23 février 2000
Données bathymétriques	329 MOA/NP du 21 décembre 2000
Levé du dôme de sel :	146 MOA/NP du 6 juin 2000
Données de bathysondage :	151 MOA/DR du 8 juin 2000
Magnétisme :	282 MOA/NP du 7 novembre 2000
<i>Campagne MARABIE 1</i>	
Rapport de campagne :	159 MOA/NP du 11 juillet 2000
Mesures bathymétriques :	143 MOA/DR du 31 mai 2001
Mesures de magnétisme :	22 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
<i>Campagne MARABIE 2</i>	
	30 MOA /DR du 2 février 2001

Objet	Numéro et date
Rapport de campagne :	108 MOA/DR du 18 avril 2001
Mesures bathymétriques :	118 MOA/NP du 4 mai 200
Mesures de magnétisme :	
<i>Travaux hydrographiques côtiers</i>	
<i>Travaux en Bretagne Nord</i>	
Accès au port du Légué	14 MOA/NP du 24 janvier 2001
Accès à Paimpol	158 MOA/NP du 25 juin 2001
<i>Travaux côtiers en Manche</i>	
Port de Cherbourg	41 MOA/DR du 12 février 2001
<i>Travaux côtiers en Méditerranée</i>	
Pointe de l'Artillerie	183 MOA/NP du 19 juillet 2001
Port-Pothuau	174 MOA/NP du 10 juillet 2001
Revue d'amers Languedoc-Roussillon	85 MOA/NP du 26 mars 2000
Darse d'Aspretto (Corse)	165 MOA/NP du 4 juillet 2001
<i>Autres travaux</i>	
Entrée de la Vilaine	258 MOA/NP du 24 octobre 2000
Plage du Moulin-Blanc (Brest)	130 MOA/NP du 16 mai 2001
<i>Travaux divers</i>	
<i>Guidage du porte-avions CDG</i>	334 MOA/NP du 22 décembre 2000 187 MOA/DR du 23 juillet 2001
<i>Levés de plage</i>	
Campo del Oro	140 MOA/NP du 28 mai 2001
Les Aresquiers	120 MOA/NP du 25 avril 2000
Corse	86 MOA/NP du 26 mars 2001
<i>Levés en transit</i>	
ZMAG 98-99 : bathymétrie	119 MOA/NP du 18 avril
ZMAG 98-99 : magnétisme	21 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
ZMAG 98-99 : gravimétrie	23 MOA/NP du 1 ^{er} février 2001
<i>Soutien à l'IFRTP</i>	
ENCENS-SHEBA : Campagne	203 MOA/ NP du 18 septembre 2000
Données bathymétriques	178 MOA/NP du 11 juillet 2001
Rotation scientifique hiver 2001	79 MOA/NP du 23 mars 2001

Annexe 4 : Localisation des zones de travaux



MISSION HYDROGRAPHIQUE EN TERRE ADÉLIE

(décembre 1995 - mars 1996 et décembre 1997 - mars 1998)

par

Erwan L'ARVOR, ingénieur des études et techniques d'armement
chef des détachements SHOM/IFRTP 1995/1996 et 1997/1998

SOMMAIRE

INTRODUCTION	13-2
CHAPITRE 1 : Généralités	
I.1. Travaux effectués.....	13-3
I.2. Personnel.....	13-5
I.3. Moyens mis en œuvre.....	13-6
I.4. Conditions d'emploi des équipements.....	13-9
CHAPITRE 2 : Levés des abords de la Terre Adélie	
II.1. Conditions d'exécution des campagnes SHOM/IFRTP.....	13-10
II.2. Géodésie.....	13-11
II.3. Localisation.....	13-13
II.4. Marée – Nivellement.....	13-14
II.5. Levé de l'Archipel de Pointe Géologie	13-18
II.6. Levé de reconnaissance de la côte est de la Terre Adélie.....	13-24
II.7. Travaux en transit.....	13-25
II.8. Topographie – Trajectographie.....	13-25
II.9. Information nautique – Toponymie.....	13-27
CHAPITRE 3 : Bilan	
III.1. Organisation de l'activité.....	13-29
III.2. Travaux hydrographiques à prévoir.....	13-30
III.3. Conclusion	
RÉFÉRENCES	13-31
ANNEXES	
<i>Annexe A</i> : Détermination des paramètres de passage entre le système WGS84 et le système local « Pointe Géologie - PERROUD 1950 ».....	13-32
<i>Annexe B</i> : Détermination des paramètres de passage entre le système ITRF et le système local « Port-Martin - PERROUD 1950 ».....	13-34
<i>Annexe C</i> : Points géodésiques - amers - points de spatiopréparation.....	13-35
<i>Annexe D</i> : Coordonnées de la station DGPS de l'Île des Pétrel.....	13-38
PLANCHES	13-39

INTRODUCTION

En réponse à une demande exprimée en juillet 1993 par l'Administrateur Supérieur des Terres Australes et Antarctiques Françaises, un protocole d'accord pour l'exécution de travaux hydrographiques en Terre Adélie fut signé entre :

- le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM),
- le Territoire des Terres Australes et Antarctiques Françaises (TAAF),
- et l'Institut Français pour la Recherche et la Technologie Polaires (IFRTP).

Deux détachements de la Mission Hydrographique de l'Atlantique (MHA) furent constitués pour opérer en Terre Adélie de décembre 1995 à mars 1996 pour le premier et de décembre 1997 à mars 1998 pour le second.

L'envoi de ces détachements a marqué la reprise des travaux hydrographiques en Terre Adélie après une interruption de plus de 30 ans, la dernière mission du SHOM en Antarctique ayant été effectuée de décembre 1961 à février 1962.

Ce rapport présente les travaux effectués au cours de ces huitième (SHOM/IFRTP 1995/1996) et neuvième campagnes (SHOM/IFRTP 1997/1998) d'hydrographie du SHOM en Terre Adélie.

CHAPITRE 1

GÉNÉRALITÉS

1.1. TRAVAUX EFFECTUÉS

Les travaux hydrographiques demandés par l'IFRTP avaient pour objectif la définition de voies recommandées dans l'Archipel de Pointe Géologie afin de permettre à des navires calant au plus 7 m de tirant d'eau d'accéder à la base Dumont d'Urville et au continent antarctique à proximité du cap André Prud'homme.

Trois zones de travaux avaient été fixées avec l'IFRTP (cf. planche 1) :

- ① Le levé de l'accès au continent antarctique par l'ouest de l'Île du Gouverneur (Zone 1),
- ② Le levé des accès à la base Dumont d'Urville et de la zone d'amarrage au sud de l'Île des Pétrels (Zone 2),
- ③ Le levé de l'accès au continent antarctique par l'est de l'Île du Gouverneur (Zone 3),

Pour la réalisation des travaux de sondage, il avait été convenu entre le SHOM et l'IFRTP que la vedette annexe de *L'Astrolabe* dénommée *Amélie* serait employée, *L'Astrolabe* étant un navire de la compagnie SEA WARD (filiale du groupe CHAMBON) affrété par l'IFRTP pour la desserte de la base Dumont d'Urville,.

Compte tenu des contraintes météorologiques et des rigueurs du climat en Antarctique, deux campagnes hydrographiques furent nécessaires pour réaliser les travaux demandés par l'IFRTP.

En parallèle à ces travaux dans l'Archipel de Pointe Géologie, le sondeur grands fonds de *L'Astrolabe* fut employé pour effectuer un levé de reconnaissance du Glacier de L'Astrolabe jusqu'à la frontière est de la Terre Adélie de manière à définir des routes conseillées aux bâtiments navigants dans ces parages.

Outre les sondages bathymétriques et les opérations nécessaires à leur exécution (géodésie complémentaire et observations de marée), les travaux suivants furent réalisés :

- recueil de données GPS dans le cadre de la campagne SCAR Epoch 96 ainsi que le rattachement au système géodésique ITRF de points principaux de la géodésie locale,
- trajectographie de la côte, de certaines îles de l'Archipel de Pointe Géologie, et des dangers aux abords de Port-Martin,
- identification de pixels pour le calage de scènes SPOT de la Terre Adélie,
- revue d'amers et mise à jour de l'information nautique.



Île des Pétrels - base Dumont D'Urville avec en arrière plan le Glacier de L'Astrolabe

Les traversées aller et retour de *L'Astrolabe* furent par ailleurs mises à profit pour effectuer quelques relevés bathymétriques aux approches de la Terre Adélie et participer à la campagne SURVOSTRAL de tirs XBT et XCTD.

Les tableaux ci-dessous présentent les principales données numériques des deux campagnes

Tableau 1
Données numériques de la campagne SHOM/IFRTP 1995-96

Durée totale d'absence (de Brest à Brest) (jours)	103
Durée de présence en Terre Adélie (jours)	76
Travaux effectués - Emploi des moyens :	
<u>Distance parcourue en sondage (km) :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	85
vedette <i>Amélie</i>	955
<u>Superficie sondée (km²) :</u>	
Archipel de Pointe Géologie - fonds inférieurs à 200 m - levé type A zone sondée en 1996	25,9
<u>Nombre de jours de travaux (séances journalières) :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	1
vedette <i>Amélie</i>	25
zodiac IFRTP	1
<u>Nombre d'heures de mer :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	6
vedette <i>Amélie</i>	175
zodiac IFRTP	5
<u>Nombre d'heures hélicoptère type LAMA :</u>	8
<u>Bathycélérimétrie (nombre) :</u>	4
<u>Observatoire de marée (nombre) :</u>	1
(durée totale en jours)	54
<u>Session de mesures GPS géodésie (nombre) :</u>	6
Emploi du personnel du détachement :	
Nombre de personnes (en Terre Adélie) :	3
Préparation (journée/homme) : 1994	95
1995	51
Exécution (journée/homme) :	216
Exploitation (journée/homme) :	299

Tableau 2
Données numériques de la campagne SHOM/IFRTP 1997/98

Durée totale d'absence (de Brest à Brest) (jours)	103
Durée de présence en Terre Adélie (jours)	83
Travaux effectués - Emploi des moyens :	
<u>Distance parcourue en sondage (km) :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	1 113
vedette <i>Amélie</i>	917
<u>Superficie sondée (km²) :</u>	
Archipel de Pointe Géologie - fonds inférieurs à 200 m - levé type A :	
zone sondée en 1997 :	16
zone sondée en 1998 :	17,9
Levé de reconnaissance - fonds supérieurs à 200 m - levé type B :	
zone sous responsabilité française - Terre Adélie :	
zone sondée en 1997 :	403
zone internationale (Baie Commonwealth - Baie Watt) :	
zone sondée en 1997 :	43,5
zone sondée en 1998 :	66,5
<u>Nombre de jours de travaux (séances journalières) :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	16
vedette <i>Amélie</i>	25
zodiac IFRTP	5
<u>Nombre d'heures de mer :</u>	
<i>L'Astrolabe</i>	302
vedette <i>Amélie</i>	183
zodiac IFRTP	26
<u>Nombre heures hélicoptère type LAMA :</u>	7,5
<u>Bathycélérimétrie (nombre) :</u>	3
<u>Observatoire de marée (nombre) :</u>	1
(durée totale en jours)	71
<u>Sessions de mesures GPS géodésie (nombre) :</u>	4
Emploi du personnel du détachement :	
Nombre de personnes (en Terre Adélie) :	4
Préparation (journée/homme) :	66
Exécution (y compris transit aller et retour) (journée/homme) :	309
Exploitation (en Terre Adélie et MHA) (journée/homme) :	244

I.2. PERSONNEL

Les détachements de la MHA étaient composés comme suit :

Campagne SHOM/IFRTP 1995/1996 :

- Ingénieur L'ARVOR Erwan,
- Major hydrographe THOMAS Hervé,
- Premier maître hydrographe FERREUX Gilles.

Campagne SHOM/IFRTP 1997/1998 :

- Ingénieur L'ARVOR Erwan,
- Major hydrographe THOMAS Hervé,
- Maître hydrographe LEVER Mikaël,
- Second maître manoeuvrier MENEUR Stéphane.

Le détachement a assuré l'armement de la vedette. Pour certains travaux (topographie ou mise en place de balise),

l'IFRTP a apporté le concours d'une à deux personnes.

En sondage, un hydrographe et le barreur embarquaient à bord de la vedette, l'hydrographe assurant à la fois la mise en oeuvre du système d'acquisition et le contrôle du fonctionnement du sondeur.

Lors des travaux avec sondeur latéral, un hydrographe supplémentaire a embarqué, ce qui était un maximum, compte tenu de la place à bord.

I.3. MOYENS MIS EN OEUVRE

I.3.1. Préparation et expédition du matériel

Le conditionnement des caisses de matériel en conteneur et le transport aller et retour furent pris en charge par l'IFRTP.

L'essentiel du matériel se composait :

- d'un système DGPS/HF pour assurer l'ensemble des opérations de localisation,
- des capteurs hydro-océanographiques (marégraphes, bathycélérimètre, sondeurs verticaux, sondeurs latéraux,...) nécessaires à l'exécution d'un levé hydrographique,
- de calculateurs, traceur et numériseur pour assurer les premiers traitements des données recueillies.

En 1995, lors de la préparation de la première campagne SHOM/IFRTP, le matériel du détachement était volontairement conséquent (rechanges) pour pallier toute défaillance des équipements. Ainsi, 19 caisses, pour un volume total de 24,6 m³ et un poids de 4 tonnes avaient été réparties dans 3 conteneurs de 9 m³.

En 1997, compte tenu de l'expérience acquise lors de la précédente campagne, la dotation en matériel fut réduite et la taille des caisses de conditionnement diminuée pour faciliter les opérations de manutention sur la base Dumont d'Urville. Le matériel fut conditionné en 25 caisses d'un volume total de 9,8 m³ et d'un poids de 2,6 tonnes. Les caisses qui étaient dans leur majorité des anciennes caisses de conditionnement d'équipements TRIDENT ont ainsi été réparties dans un seul conteneur de 9 m³.

Seule la caisse contenant une base hors bord de sondeur avait été traitée à part, compte tenu de son encombrement.

I.3.2. Installation des équipements à bord de la vedette

I.3.2.1. Descriptif de la vedette

La vedette annexe de *L'Astrolabe* appelée *Amélie* est de type "norvégienne". Elle a été construite par les chantiers



Conteneur de matériel sur le pont de L'Astrolabe

finlandais WATERMAN TURKU BOYAYARD. De 7 m de long, 2 m de large au maître couple et d'un poids de 1,8 tonne, elle est non pontée mais possède un petit roof à l'avant qui permet la mise en place des batteries et du matériel.



Vedette Amélie

La propulsion de l'embarcation est assurée par un moteur PERKINS 80 CV. Avec un réservoir de 120 l, la consommation par séance de sondage (environ 6 heures)

était de l'ordre de 40 l pour une vitesse comprise entre 6 et 8 noeuds.

Le poste de pilotage est excentré coté bâbord. La manoeuvrabilité de la vedette était très bonne et la commande des gaz rapide et efficace.

I.3.2.2. Installation des équipements à bord

Compte tenu de ses aménagements extérieurs et de sa taille, il fut décidé de ne pas ponter la vedette pour pouvoir :

- accoster et amarrer facilement l'embarcation,
- assurer au barreur le maximum de champ de vision pour éviter les glaces dérivantes,
- effectuer les bathycélérimétries.

Pour préparer la vedette à l'exécution de travaux hydrographiques, le détachement a réalisé :

① la confection d'un support en bois et sa mise en place sur le capot moteur afin de permettre l'installation :

- * de l'enregistreur du sondeur ATLAS DESO20,
- * du calculateur PC portable dédié à l'acquisition des données et au pilotage des travaux,

② la mise en place d'un dispositif d'alimentation 24 V/12 V des équipements en couplant une des 2 batteries SHOM (12 V-105 Ah) avec celle de la vedette pour recharger les batteries alimentant les équipements. Avec ce dispositif, aucun changement ou manutention de batteries n'a été nécessaire.



Vedette avec les équipements hydrographiques

La configuration adoptée pour l'alimentation des équipements était la suivante :

- le récepteur GPS SERCEL NR103 et l'indicateur droite-gauche étaient alimentés directement à partir du

bornier 12 V de la vedette ;

- le sondeur ATLAS DESO20 et le système d'acquisition étaient alimentés en 24 V par les deux batteries SHOM placées en série.

Seules les activités sondeur latéral ont nécessité la mise en place de deux batteries supplémentaires (12 V-105 Ah) destinées uniquement à l'alimentation de l'ensemble EGG 260. Dans cette configuration, l'enregistreur était installé à l'intérieur du roof avant.

I.3.2.3. Installation du sondeur

Lors de la première campagne, une base sondeur hors bord avait été installée à bord de la vedette pour permettre la réalisation des travaux de sondage. Cette configuration était contraignante car il fallait installer et démonter tous les jours la base hors bord pour éviter qu'elle soit endommagée par les glaces dérivantes lorsque la vedette était à son poste d'amarrage.

Lors de la préparation de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998, il fut décidé, en concertation avec l'IFRTP et le commandant de *L'Astrolabe*, de confectionner un appendice de coque sur la vedette *Amélie* pour permettre l'installation des bases sondeur. Cet appendice de coque fut réalisé par une entreprise civile à Hobart début décembre 1997 sous le contrôle du détachement SHOM et de l'IFRTP.



Bases sondeur « in board » de la vedette

Le fonctionnement du sondeur avec ce dispositif de base « in board » fut excellent tout au long de la campagne. A la fin des travaux, les deux transducteurs furent démontés et une plaque d'obturation mise en place sur l'appendice.

I.3.3. Installation des équipements à bord de *L'Astrolabe*

L'Astrolabe n'a été employé pour effectuer des levés hydrographiques que lors de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998 une fois validé le fonctionnement de la base sondeur grand fond.

I.3.3.1. Descriptif du navire

Le navire polaire *L'Astrolabe* est un bâtiment de type « supply » construit en 1986 à Glasgow et destiné à l'origine pour travailler sur les champs pétroliers en Arctique ou mers froides.



L'Astrolabe

Ses principales caractéristiques sont :

longueur = 64 m
largeur = 13 m
tirant d'eau hiver et glace = 4,6 m
tonnage brut = 1 700 Tx
puissance installée sur 2 moteurs (hélices à pales orientables) = 6 160 CV
vitesse max. = 14 nds vitesse éco. = 12 nds
Classification = LLOYD'S Register of Shipping 100
A1 LMC CARGO ICE Class 1 star
équipage : 13 officiers et matelots
nombre max. de passagers : 47

Sa coque est renforcée et les membrures espacées de 0,5 m. La proue est équipée d'un « couteau » qui permet au navire d'évoluer dans la banquise ou glace épaisse au plus d'1 m.

L'Astrolabe est équipé d'un petit SONAR de coque de type SIMRAD SL490, d'un sondeur vertical de type SIMRAD ED161 fréquence 50 kHz, et depuis sa refonte en 1988 pour les missions en Terre Adélie, d'une base sondeur EDO modèle 323, fréquence 12 kHz et puissance max. 2 kW.

Cette base sondeur grand fond se trouve au tiers avant du navire (arrière du « Cement Compartiment »), au niveau de l'arrière de la passerelle (immersion de l'ordre de 4,8 m), à la même hauteur que la base du SONAR de coque mais côté bâbord. Un petit sabot de hauteur 0,2 m et de forme

« lentille d'eau » a été mis en place en 1990 pour améliorer les performances de la base.

I.3.3.2. Installation du matériel hydrographique à bord

Le fonctionnement de la base sondeur grand fond ayant été validé, un système d'acquisition léger fut installé à la passerelle de *L'Astrolabe*. Ce système se composait :

- d'un récepteur GPS SERCEL NR103 ;
- d'un PC portable assurant l'acquisition de la position GPS et de ses paramètres de qualité (mode, qualité DGPS, GDOP, LPME) ;
- d'un ensemble RAYTHEON connecté à la base EDO et constitué :
 - * d'un émetteur/récepteur PTR105 RAYTHEON à la fréquence 12 kHz,
 - * d'un enregistreur graphique LSR1811 topé via le récepteur GPS.

Le fonctionnement de l'ensemble sondeur RAYTHEON/base EDO a été parfait sous réserve de respecter une vitesse surface inférieure à 7 nds. Au delà, il n'est plus possible d'obtenir une réponse du sondeur.

En respectant cette contrainte de vitesse, il a été possible de mesurer des profondeurs de 3 700 m à l'approche du continent Antarctique et d'effectuer le levé de reconnaissance jusqu'à mer 6.

I.3.4. Salle de traitement - stockage du matériel - moyens de transport

Une salle (ancien laboratoire magnétisme/sismique) du bâtiment « Laboratoire n°1 » de la base Dumont d'Urville a été mise à la disposition du détachement par l'IFRTP. Ce local a été parfait pour assurer le traitement des données et le suivi des activités.

Le stockage du matériel sur le site de la base Dumont d'Urville a pu être réalisé en utilisant des conteneurs vides de 9 m³ comme locaux de stockage. Ces conteneurs ont été transportés par hélicoptère jusqu'au site du débarcadère de l'Anse du Pré.

Grâce au concours du service technique de la base Dumont d'Urville, il a toujours été possible d'effectuer les manipulations de charge lourde et les transports nécessaires à l'installation du détachement ou aux travaux hydrographiques. L'hélicoptère, les grues POCLAIN, les deux véhicules tout terrains, les bulldozers et le tractopelle ont été de nombreuses fois sollicités.



Transport des caisses SHOM par hélicoptère

I.4. CONDITIONS D'EMPLOI DES ÉQUIPEMENTS

I.4.1. Équipements informatiques

Le fonctionnement des équipements a été satisfaisant et la tenue au froid excellente.

L'acquisition des données était assurée avec un ordinateur PC portable durci type KONTRON. Pour le traitement des données, le détachement disposait d'une station de travail HP sous système UNIX et d'un terminal X.

Le traceur feuille à feuille A0 OCE GRAPHICS 1835 du bureau technique de la base Dumont d'Urville avait été mis à la disposition du détachement par l'IFRTP pour permettre le contrôle des données de localisation et de bathymétrie. Une table à numériser permettait quant à elle de constituer les fichiers numériques de bathymétrie quand l'acquisition automatique de la sonde n'était pas correcte.

I.4.2. Station DGPS SERCEL NDS 200

Il n'y a eu aucune défaillance de la station DGPS SERCEL et le fonctionnement a été parfait tout au long de la campagne. Pour de prochains détachement isolés, il faudra conserver la fourniture d'un lot de cartes de rechange avec la station DGPS.

I.4.3. Récepteurs SERCEL GPS NR103

Le fonctionnement des récepteurs a été parfait quelles que soient les conditions de température.

I.4.4. Marégraphes MORS OT660, bathycélérimètre MORS SV510, capteurs MICREL

Les capteurs ont fonctionné sans problème dans une eau de température comprise entre -2°C et -1°C .

I.4.5. Ensemble sondeur RAYTHEON

Le fonctionnement de l'émetteur/récepteur PTR105 connecté avec la base EDO 12 kHz a été parfait tout au long de la campagne de travaux à bord de *L'Astrolabe*.

L'enregistreur graphique LSR1811 associé a, dans l'ensemble, bien fonctionné mais a nécessité une maintenance régulière pour obtenir des enregistrements de qualité.

I.4.6. Sondeur ATLAS DESO20

Le fonctionnement des bases sondeurs 30 et 210 kHz installées sur la vedette *Amélie* a été correct, l'enregistreur DESO20 ayant été configuré au préalable avec une carte émission/réception 30 kHz.

A noter que l'ouverture angulaire du transducteur 30 kHz ($r_1 = 15^{\circ}$ - $r_2 = 29^{\circ}$) étant plus large que celle du 210 kHz ($r_1 = r_2 = 8^{\circ}$), les sondes obtenues avec la fréquence 30 kHz sont plus courtes que celles obtenues avec la fréquence 210 kHz dès lors que l'on longe certaines vallées sous-marines.

I.4.7. Sondeur latéral EGG260TH et poisson 272TD

L'enregistreur ne fonctionne pas quand la température est inférieure à 0°C . Il faut que sa température interne soit supérieure à 5°C pour que la mise sous tension puisse se faire.

Une fois respectée cette contrainte de température, l'ensemble sondeur latéral a bien fonctionné. Si sa mise en oeuvre en travaux hydrographiques n'a posé aucun problème, les conditions de son installation (alimentation électrique, encombrement) à bord d'une petite embarcation sont contraignantes surtout en détachement isolé et dans des conditions climatiques rigoureuses.

I.4.8. Équipements pour la plongée

Pour plonger en Terre Adélie dans une eau à -1°C , une combinaison « sèche » de type « POSEÏDON Unisuit » avait été achetée. Utilisée pour les mises en place et récupérations de marégraphe, ainsi que pour les travaux de cotation de hauts-fonds et de topographie des récifs, cette combinaison s'est révélée parfaitement adaptée.

I.4.9. Protection contre le froid - habillement

Les vêtements fournis par l'IFRTP sont très bien adaptés aux conditions climatiques de la Terre Adélie.

En mer, le ciré rouge « All Mer » Marine Nationale a été utilisé pour se protéger des embruns.

Les bottes SOREL fournies par l'IFRTP se sont révélées parfaites pour travailler à bord de la vedette.

CHAPITRE II

LEVÉS DES ABORDS DE LA TERRE ADÉLIE

II.1. CONDITIONS D'EXÉCUTION DES CAMPAGNES SHOM/IFRTP

II.1.1. Déroulement de la campagne SHOM/IFRTP 1995/1996

Le détachement quitta Brest le 03 décembre 1995 pour rejoindre Paris et partir, le 04 décembre, par voie aérienne civile vers Hobart (Tasmanie).

Arrivé le 06 décembre, il embarqua à bord de *L'Astrolabe* avec les hivernants de la campagne T.A. 46 (46^{ème} expédition en Terre Adélie).

Le 07 décembre en soirée, après avoir embarqué les derniers conteneurs et un hélicoptère de type LAMA, *L'Astrolabe* appareillait pour l'Antarctique.

Le 13 décembre, après avoir essuyé trois dépressions, *L'Astrolabe* se trouvait bloqué dans le "pack" à 26 milles dans le nord est de l'Archipel de Pointe Géologie.

Dès lors, une lente progression dans la glace commença, entrecoupée de reconnaissance avec l'hélicoptère pour trouver les failles dans le « pack ». Le 18 décembre en fin d'après midi, *L'Astrolabe*, en « creusant » son chemin dans la glace, doublait le Rocher du Débarquement et parvenait jusqu'à l'Île des Péterels (où est installée la base Dumont d'Urville) pour aller accoster le long de la piste d'atterrissage désaffectée qui relie l'Île Cuvier, l'Île du Lion, et les Îles Buffon.

Le débarquement du matériel ne put commencer que le 20 décembre en raison de conditions météorologiques défavorables et, le 21 décembre, les conteneurs SHOM étaient entreposés sur la piste d'atterrissage et la vedette *Amélie* débarquée sur le terre plein.

Le 22 décembre, les caisses de matériel des 3 conteneurs étaient transportées par « sling » hélicoptère vers la base Dumont d'Urville.

A partir du 23 décembre, le détachement procédait à l'installation de la station DGPS/HF, la mise en place des calculateurs de traitement, et la préparation de la vedette pour ses activités hydrographiques.

Il fallut attendre le 05 janvier 1996 la débâcle effective des glaces pour que la mise à l'eau de la vedette soit possible et que les marégraphes soient mouillés.

Après l'installation des équipements et les essais à la mer, les travaux avec la vedette pouvaient débuter le 08 janvier.

Les avaries successives sur les équipements, les mauvaises conditions météorologiques mais aussi l'apprentissage de la navigation et du travail hydrographique dans les glaces ralentirent le déroulement du sondage.

Ce n'est qu'à partir du 19 janvier que le levé pouvait correctement progresser grâce à des conditions météorologiques clémentes. Le 23 janvier, le levé régulier de la zone 1 était achevé. La voie recommandée définie, l'activité de la vedette était consacrée, du 24 au 28 janvier, à l'investigation sondeur latéral de la route retenue et aux intercalaires.

Pour pouvoir définir une zone de mouillage proche du continent, le détachement procéda ensuite à l'analyse fine de la bathymétrie du 29 janvier au 02 février. Le 03 février, les travaux à la mer reprenaient avec l'investigation au sondeur latéral de la zone de mouillage, les compléments au levé et les études de relèvements de fond. A partir du 07 février, les conditions météorologiques devenaient moins favorables et ce n'est que le 18 février que les travaux à la mer purent être achevés.

Jusqu'au 23 février, date à laquelle l'activité hydrographique fut arrêtée, les travaux du détachement furent consacrés à l'achèvement du nivellement, de la revue d'amer, et de la topographie. A noter qu'à partir du 18 février, le détachement fut réduit à deux personnes compte tenu de l'indisponibilité du Major hydrographe Hervé THOMAS suite à une chute sur une plaque de glace.

Le 24 février débutaient le démontage et le conditionnement du matériel. Le 27 février au soir, toutes les caisses étaient fermées et prêtes au transport.

Le 28 février au matin, *L'Astrolabe* était de retour pour sa dernière rotation. Après le transport des caisses par hélicoptère sur la piste d'atterrissage, le conditionnement en conteneurs était effectué par l'IFRTP et ces derniers étaient embarqués à bord le 29 février.

Le 04 mars au matin, *L'Astrolabe* quittait la base Dumont d'Urville et rejoignait Hobart le 09 mars après une traversée sans encombre.

Du 10 au 12 mars furent organisés les derniers préparatifs relatifs au rapatriement sanitaire du Major hydrographe Hervé THOMAS et le 13 mars, le détachement quittait Hobart par voie aérienne civile pour rallier la métropole le 14 mars.

II.1.2. Déroulement de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998

Le 27 novembre, le Major hydrographe Hervé THOMAS

quittait Brest pour rallier, par voie aérienne civile, Hobart (Tasmanie) le 30 novembre afin de :

- suivre la confection et l'installation d'un appendice de coque sur la vedette *Amélie* destiné à la mise en place des bases du sondeur ATLAS DESO 20,
- valider le fonctionnement du sondeur grand fond à bord de *L'Astrolabe*.

Le 02 décembre, le reste du détachement quittait Brest pour rejoindre le 05 décembre Hobart.

Le détachement embarqua le 05 décembre en soirée à bord de *L'Astrolabe* avec les hivernants de la campagne T.A. 48 (48^{ème} expédition en Terre Adélie).

Le 06 décembre au matin, *L'Astrolabe* appareillait pour l'Antarctique. Après une traversée sans encombre dans de bonnes conditions météorologiques, *L'Astrolabe* se retrouvait le 11 décembre au soir bloqué dans le « pack » à moins de 15 milles de la base Dumont d'Urville. Le 12 décembre, après s'être frayé un chemin dans la glace, *L'Astrolabe* accostait au niveau de la piste d'atterrissage désaffectée, à proximité de la base.

Le 13 décembre, le conteneur contenant le matériel du détachement était débarqué avec les engins de levage disponibles sur la piste et l'ensemble des caisses transportées par « sling » hélicoptère vers la base Dumont d'Urville.

Du 14 au 17 décembre, le détachement procédait à l'installation de la station DGPS/HF sur l'Île des Pétrils, à la mise en place du matériel informatique de traitement des données, et au mouillage de deux marégraphes.

La débâcle des glaces n'étant pas encore complète pour permettre les travaux avec la vedette *Amélie*, le détachement profita d'une mission de *L'Astrolabe* le long des côtes est de la Terre Adélie pour débiter, du 18 au 28 décembre, un levé de reconnaissance entre le Glacier de *L'Astrolabe* et les abords de Port-Martin.

Le 28 décembre, *L'Astrolabe* était de retour à Dumont d'Urville et la vedette *Amélie* était mise à l'eau le même jour.

Du 29 au 31 décembre, les équipements hydrographiques étaient installés à bord de la vedette et des essais à la mer permettaient de valider le fonctionnement de tout le matériel.

Le 01 janvier, les travaux hydrographiques avec la vedette débutaient par l'investigation au sondeur latéral d'une voie recommandée entre l'Île des Pétrils (Base Dumont d'Urville) et le Cap André Prudhomme sur le continent

Antarctique (zone 3) puis, par les études des relèvements de fond au sondeur vertical.

Le 14 janvier, les travaux dans la zone 3 étant achevés, le levé régulier entre le Rocher du Débarquement et l'Île des Pétrils (zone 2) pouvait débiter.

Du 15 au 16 janvier, le détachement embarquait à nouveau sur *L'Astrolabe* pour effectuer des travaux de compléments au levé de reconnaissance des côtes est de la Terre Adélie.

Du 17 au 19 janvier, le commandant de *L'Astrolabe* effectuait des sondages de reconnaissance à l'ouest du Glacier Mertz au niveau de la Baie Watt.

Le 31 janvier, le levé régulier en zone 2 était achevé et les travaux se poursuivaient par l'investigation au sondeur latéral de la zone de mouillage se trouvant devant l'ex-Île Cuvier, de la voie recommandée entre le Rocher du Débarquement et l'Île des Pétrils puis, par les études des hauts-fonds bordant cette voie recommandée. Ces travaux furent achevés le 15 février.

Du 16 au 22 février, le levé de l'Anse du Lion, comprise entre la piste d'atterrissage désaffectée et l'Île des Pétrils, était effectué.

Le 22 février au soir, les travaux à la mer étaient terminés. Le 23 février, le démontage et le conditionnement du matériel commençaient pour s'achever le 27 février. Le 28 février, tout le matériel de détachement était embarqué à bord de *L'Astrolabe*.

Le 05 mars au matin, *L'Astrolabe* quittait la Terre Adélie. La traversée se déroula sans encombre même si le passage des latitudes 50^{ème} fut un peu remuant et le 10 mars en début d'après midi *L'Astrolabe* arrivait à Hobart.

Le 13 mars au matin, le détachement quittait la Tasmanie par voie aérienne civile pour revenir en France le 14 mars.

II.2. GÉODÉSIE

II.2.1. Système géodésique local de l'Archipel de Pointe Géologie

La première triangulation de l'Archipel de Pointe Géologie a été effectuée par l'ingénieur géographe Paul PERROUD en septembre 1951 à partir d'un point astronomique déterminé en 1950 sur l'Île du Lion.

Le système géodésique associé à cette triangulation a été appelé « Pointe Géologie - PERROUD 1950 » par l'Institut Géographique National (IGN).

L'ensemble des positions ayant été calculé en coordonnées géographiques par M. Paul PERROUD, l'ingénieur

hydrographe principal Bertrand IMBERT adopta en 1957, pour la transformation en coordonnées rectangulaires, la projection stéréographique polaire sécante suivant le 67^{ème} parallèle, l'ellipsoïde de référence étant l'« Ellipsoïde International ».

Ce système géodésique local ainsi que la projection associée ont été conservés par les Expéditions Polaires Françaises (EPF) puis par l'IFRTP pour l'ensemble des travaux de topographie ou de cartographie réalisés dans l'Archipel de Pointe Géologie.

Les instructions techniques prescrivant de réaliser les travaux en projection UTM fuseau 54 rapportée au système géodésique WGS84, les paramètres de passage entre le système géodésique local de l'Archipel de Pointe Géologie et le WGS 84, limités à une translation, ont été déterminés.

La connaissance des coordonnées dans les deux systèmes du point DORIS de la base Dumont d'Urville a permis la définition de ces paramètres de passage. Le détail du calcul se trouve en annexe A.

Tableau 3

*Paramètres de transformation utilisés
Pointe Géologie - PERROUD 1950 ---> W.G.S. 84*

Tx	+324,8 m
Ty	+153,6 m
Tz	+172,1 m

La précision obtenue avec l'emploi de ces paramètres est meilleure que le mètre.

II.2.2. Travaux de géodésie spatiale

II.2.2.1. Campagne d'observations GPS SCAR Epoch 96

Lors de la campagne SHOM/IFRTP 1995/1996, le détachement apporta son concours à l'IGN dans le cadre de la campagne SCAR Epoch 96. Il s'agissait d'effectuer des observations GPS pendant 20 jours sur le pilier géodésique construit par l'IGN en 1995 sur l'Île des Pétrils et de rattacher des points du système géodésique local à ce pilier par l'intermédiaire de mesures de GPS géodésie. Le traitement des observations fut réalisé par l'IGN avec le logiciel GEOLAB.

II.2.2.2. Rattachement de points fondamentaux au système ITRF

Lors de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998, le repère fondamental de l'observatoire de marée de la base Dumont d'Urville et le point M3-Mont Chauve faisant partie de la triangulation principale du réseau géodésique de Port-

Martin furent rattachés au système ITRF à l'aide de mesures GPS effectuées entre ces points et le pilier géodésique IGN de l'Île des Pétrils.



Préparation mesures GPS sur le Mont Chauve

Le pilier fondamental de Port-Martin, créé en 1950, n'a pas été retrouvé, le site (abri d'observation) étant englacé sur une hauteur de 2 m.

Les paramètres de passage du système géodésique local de Port-Martin vers l'ITRF 94 Epoque 95 ont pu être déterminés avec une précision meilleure que 0,1 m. Ils sont indiqués dans le tableau suivant :

Tableau 4

*Paramètres de transformation utilisés
Port-Martin - PERROUD 1950 ---> ITRF94 Epoque 1995*

Tx	+217,8 m
Ty	-219,8 m
Tz	+105,9 m

Le détail du calcul de ces paramètres est donné en annexe B.

II.2.2.3. Station GPS permanente

Au cours de la campagne d'été 1997/98, un récepteur GPS de type ASHTECH Z12, avec une antenne GPS conique haute d'environ 30 cm, a été mis en place sur l'Île des Pétrils. L'antenne est installée sur le pilier géodésique IGN et l'acquisition des données GPS est faite en permanence.

Ce programme, financé par l'IFRTP et suivi par le laboratoire de géologie de l'école normale supérieure, a pour objectif l'étude du comportement de la calotte glaciaire antarctique.

II.2.3. Détermination des positions des amers et points géodésiques

Il n'y a pas eu de travaux de géodésie classique au cours des campagnes de travaux. Le détachement a effectué une revue d'amers de la zone de l'Archipel de Pointe Géologie et des fiches ont été rédigées pour quelques points géodésiques situés sur l'Île des Pétrels.

Pour la plupart des amers, les positions ont été déterminées en projection UTM54 dans le système WGS84 par trajectographie DGPS à pied ou à l'aide de l'hélicoptère.

Pour les points géodésiques et amers restants, les coordonnées proviennent des recueils de points IGN ou EPF et sont exprimées dans le système géodésique local « Pointe Géologie - PERROUD 1950 » en projection stéréographique polaire sécante.

Un logiciel dénommé « STEREOK », développé en langage C par le détachement, a été utilisé pour le calcul des coordonnées géographiques à partir des coordonnées en projection stéréographique polaire sécante.

Tous les points ou amers ayant fait l'objet de rédaction de fiche sont indiqués en annexe C.

II.3. LOCALISATION

II.3.1. Système de coordonnées - Moyen de localisation utilisé

Les travaux ont été menés et rédigés dans le système géodésique WGS84 en projection UTM54. La localisation a été assurée à l'aide du :

① GPS différentiel pour les levés réalisés aux abords de l'Archipel de Pointe Géologie et le levé de reconnaissance entre le Glacier de l'Astrolabe et la Pointe Alden marquant la limite est de la Terre Adélie.

Une station portable DGPS/HF de type SERCEL NDS 200 MR (puissance max. 8 W) était installée sur l'Île des Pétrels.

② GPS naturel pour les travaux effectués en transit vers la Terre Adélie, dans la Baie Commonwealth et la Baie Watt.

Le site sur lequel la station DGPS avait été installée se trouvait au sommet de l'Île des Pétrels à proximité du pilier géodésique IGN. Cette installation a résisté, au cours des campagnes, à des vents de 160 km/h.

Les fréquences HF utilisées par la station différentielle étaient :

F1 = 1 897 kHz

F2 = 3 154,6 kHz

Ce site était bien approprié car il est situé :

- à proximité de l'abri n°43 ("Shelter Chantal") ce qui permet d'installer la station au sec et au chaud et de pouvoir la connecter au réseau électrique de la base Dumont d'Urville via des batteries tampons.

- au sommet de l'Île des Pétrels où le terrain est à peu près plat pour l'installation des plans de sol des deux antennes HF d'émission des corrections DGPS.



Station DGPS/HF Île des Pétrels

L'antenne GPS de la station DGPS était installée sur un point secondaire créé en 1995 à proximité du pilier géodésique IGN. Ce point est désigné par l'IGN sous le nom "RBGM hémisphérique scellé près du shelter Chantal". Les coordonnées adoptées pour l'antenne GPS sont précisées en annexe D.

A noter, cependant, que l'abri n°43 étant situé à proximité de la cave sismique, l'émission des corrections différentielles et les interventions sur la station lors des reprises d'accord d'antenne perturbent les acquisitions du sismographe.

II.3.2. Configuration utilisée pour la vedette Amélie

La configuration de localisation utilisée à bord de la vedette était composée d'un récepteur GPS SERCEL NR103 connecté au système d'acquisition. Les paramètres d'initialisation du récepteur GPS étaient :

Tableau 5

Paramètres d'initialisation du récepteur GPS SERCEL NR 103

Élévation minimum	8°
HDOP ou GDOP	non réglable
Système géodésique	WGS 84
Hauteur du géoïde	non réglable
Mode de calcul	non réglable
Différentiel	ON
Paramètres de calcul	néant

La position adoptée en temps réel à bord de la vedette était la position élaborée par le récepteur GPS SERCEL NR103. Le contrôle de la qualité de la position a été ensuite effectué lors des premières phases de traitements en adoptant les seuils minimum suivants :

Tableau 6

Seuils minimums adoptés pour l'acquisition GPS en mode différentiel

Seuil 1 - GDOP	5
Seuil 2 - Mode	3D
Seuil 3 - Qualité	7

II.3.3. Configuration utilisée à bord de *L'Astrolabe*

La configuration de localisation utilisée à bord de *L'Astrolabe* et les conditions d'emploi du récepteur GPS étaient identiques à celles de la vedette.

Comme pour les travaux effectués avec la vedette, la qualité a été contrôlée en temps différé lors du traitement des données en adoptant cependant les seuils suivants lorsque le récepteur GPS ne recevait pas les corrections différentielles :

Tableau 7

Seuils minimums adoptés pour l'acquisition GPS en mode naturel

Seuil 1 - GDOP	25
Seuil 2 - Mode	3D
Seuil 3 - Qualité	1

II.3.4 Précision du point DGPS

Des cibles d'acquisition au point fixe ont été réalisées pour évaluer la précision statique de la localisation DGPS. Une antenne GPS NAP 3, associée à une antenne de réception de corrections différentielles, a été installée sur le toit du laboratoire n°2 de la base Dumont d'Urville et centrée sur un point déterminé par l'IGN.

Ce point est désigné sous le nom "Plaquette cible - point SCAR92 - Toit du laboratoire n°2". Ses coordonnées, connues dans le système "Pointe Géologie - PERROUD 1950", ont été transformées dans le système WGS84 à l'aide des paramètres de passage définis en annexe A.

Au bilan, en erreur de position horizontale, pour les deux campagnes de travaux en Terre Adélie, le 2DRMS est inférieur à 2 m et le rayon à 95% inférieur à 2,2 m.

Compte tenu de ces résultats, on a admis que la précision globale du système DGPS était compatible avec la réalisation d'un levé à une échelle inférieure ou égale au 1/2 500. Dans le cas où la localisation était au GPS naturel, on a admis que la précision globale était compatible avec la réalisation d'un levé à une échelle inférieure ou égale au 1/50 000.

II.3.5. Performances de la station DGPS/HF de Dumont d'Urville

Avec une puissance d'émission des corrections réglée à la valeur maximale de 8 W, les performances de la station DGPS ont été excellentes. Les corrections ont été reçues :

- au nord, jusqu'à 240 milles de la base Dumont d'Urville,
- à l'est, lors du levé de reconnaissance, *L'Astrolabe* recevait encore les corrections au niveau de l'Île StillWell (G = 143°56'E), point le plus à l'est atteint au cours de la campagne d'été 1997/1998,
- au sud, jusqu'à la latitude 66°50'S.

On note que :

- ① il n'est pas possible de disposer de localisation DGPS dans les abords immédiats de Port-Martin (réception perturbée) et à la Baie Commonwealth (Cap Denison).
- ② tout le levé « large » de la Terre Adélie peut être effectué en localisation DGPS avec une station installée à Dumont d'Urville.

II.4. MARÉE - NIVELLEMENT

II.4.1. Observations de marée

La marée a été observée à l'aide de marégraphes MORS de type OT 660. Pour les deux campagnes de travaux, un marégraphe a été mis en place par plongeurs à proximité de l'Île des Pétrels dans l'enrochement de la piste d'atterrissage désaffectée à une profondeur de 15 mètres environ. Ce site présente l'intérêt de protéger les appareils des « bergs » ou glaces dérivantes.

La période d'échantillonnage et la durée d'intégration ont été fixées respectivement pour tous les marégraphes à 5 minutes et 4 minutes.

Les observations de marée réalisées au cours des deux campagnes sont récapitulées dans le tableau ci-après :

Tableau 8*Observations de marée en Terre Adélie*

Situation	Désignation du marégraphe	Période
Enrochement piste d'atterrissage base Dumont d'Urville	MORS OT 660 n°847	du 03/01/96 au 27/01/96
	MORS OT 660 n°853	du 27/01/96 au 23/02/96
	MORS OT 660 n°1073	du 17/12/97 au 25/02/98

En décembre 1997, un marégraphe fut mouillé à Port-Martin à proximité du site de l'ancien observatoire permanent créé en 1951. Ce marégraphe ne fut pas retrouvé lors des opérations de relevage menées en février 1998 malgré plusieurs plongées de recherche. Le marégraphe a a priori été emporté par les glaces dérivantes.

Compte tenu de cette perte, le calage par concordance des observations de marée de Dumont d'Urville au zéro de réduction des sondes défini à Port-Martin en 1951 n'a pas pu être réalisé.

Si une nouvelle installation de marégraphe était prévue à Port-Martin, il faudrait mouiller le marégraphe par fonds plus importants (de l'ordre de 15 m) dans des enrochements pour limiter les risques créés par les glaces dérivantes.

II.4.2. Traitement des observations de marée

II.4.2.1. Calage des observations

En Antarctique, le calage des observations de marée par les méthodes habituelles (tirants d'air, hauteur échelle) est gêné par la présence de glaces épaisses résiduelles autour de toutes les îles et rochers. Cette calotte de glace est appelée communément "banquette".

Pour caler les observations au zéro de réduction des sondes, le détachement a, dans un premier temps, mis en place un repère au niveau du débarcadère de l'Anse du Pré (Île des Pétrels) à partir duquel des mesures des tirants d'air ont été réalisées.



Banquette

L'Anse du Pré étant régulièrement encombrée par des glaces dérivantes, une échelle de marée a ensuite été installée au Rocher Jakobsen, proéminence rocheuse située dans la partie ouest de l'Île des Pétrels.

Le choix du site du Rocher Jakobsen a été guidé par les deux points suivants :

- les fonds sont bien accores à l'aplomb même du rocher, ce qui n'est pas le cas pour les parties côtières sud et est de l'Île des Pétrels,
- le repère de nivellement SH n°2 (appelé aussi RN1 dans la documentation IFRTP), situé à moins de 20 m, permet le calage du zéro de l'échelle.

Ce site avait déjà été retenu en 1960 par le détachement SHOM mené par l'ingénieur hydrographe Régis LEFAS.

II.4.2.2. Exploitation des observations

Pour permettre l'exploitation des données des marégraphes, le détachement a :

- recueilli, pour toute la période d'observation, les pressions atmosphériques observées par la station météorologique de la base Dumont d'Urville et réduites au niveau de la mer,
- effectué des prélèvements d'eau de mer pour la détermination de la densité.

II.4.3. Nivellement

II.4.3.1. Archipel de Pointe Géologie - Base Dumont d'Urville

Les repères mis en place par les détachements SHOM précédents ont été retrouvés sans problème. Le repère fondamental se trouve sur l'Îlot du Marégraphe. Il s'agit d'une croix gravée au sommet de l'îlot dont la cote par rapport au zéro de réduction des sondes a été déterminé en

septembre 1951 par concordance par rapport à l'observatoire principal de l'ancienne base de Port-Martin.

A noter qu'un bras de mer, large d'une centaine de mètres, sépare l'Îlot du Marégraphe de l'Île des Pétrils.

En 1960, l'ingénieur hydrographe Régis LEFAS avait implanté et coté deux autres repères :

- le repère SH n°1 sur l'Îlot du Marégraphe à proximité du repère fondamental,
- le repère SH n°2 sur le Rocher Jakobsen, partie ouest de l'Île des Pétrils. Ce dernier repère est appelé aussi RN1 dans les recueils de points géodésiques et de nivellement des Expéditions Polaires Françaises (EPF).

La cote du repère SH n°2 avait été déterminée avec une précision de l'ordre de 6 mm compte tenu de conditions opératoires difficiles (vent avec rafales à 24 m/s) et sachant qu'une des portées était égale à 120 m (bras de mer).

Un repère de nivellement appelé RN2 a été implanté par la suite par les EPF en 1961 à proximité du repère SH n°2. La cote de RN2 a été déterminée par le service Topographie des EPF par rapport au repère SH n°2.

Au cours de la campagne SHOM/IFRTP 1995/96, la cote de tous les repères existants a fait l'objet d'un nivellement de contrôle aller et retour à partir du repère SH n°1 dont la cote par rapport au repère fondamental avait été initialement confirmée.

Cinq nouveaux repères, dont deux intermédiaires, ont été implantés et cotés pour disposer d'un repère de mesure de tirant d'air au niveau du débarcadère de l'Anse du Pré et de repère de nivellement à proximité du site du marégraphe permanent de la base Dumont d'Urville (cf. § II.4.4.).

Ces travaux de nivellement ont montré une différence de 11 mm entre les cotes 1996 et 1960 des repères SH n°2 et RN 2. Compte tenu des conditions opératoires, les cotes déterminées en 1996 annulent et remplacent les anciennes valeurs des repères de nivellement SH n°2 et RN2.



Travaux de nivellement sur l'Île des Pétrils

La situation de tous les repères de l'observatoire de marée de la base Dumont d'Urville est indiquée sur la planche n°2 ci-après. Le tableau ci-dessous donne les cotes des différents repères.

Tableau 9

Cote des repères de nivellement de l'observatoire de marée de la base Dumont d'Urville

Désignation	Description	Cote rapportée au zéro de réduction des sondes	Cote rapportée au zéro EPF 52	Cote rapportée à l'ellipsoïde GRS 80 ITRF 94 Epoch 95
A Repère fondamental	Croix gravée au sommet de l'Îlot du Marégraphe - (croix gravée RN dans le livret descriptif des points géodésiques - cf. p 15 fiche RN).	6,76 m 1951	5,58 m	-37,985 m
B	Repère SH n°1 - Repère en fonte scellé horizontalement dans la roche à proximité du repère fondamental - Îlot du Marégraphe - (repère SH-RN dans le livret descriptif des points géodésiques - cf. p 15 fiche RN).	6,568 m +/- 3 mm 1960		
C	Repère SH n°2 - Repère en fonte scellé horizontalement dans la roche - Île des Pétrils - Rocher Jakobsen - (repère RN1 dans le livret descriptif des points géodésiques - cf. p 15 fiche RN1).	5,522 m +/- 1 mm 1960		
D	Repère RN2 dans le livret des points géodésiques (cf. p15 fiche RN2) - Repère en fonte scellé horizontalement dans la roche - Île des Pétrils - Le Toboggan.	4,820 m +/- 1 mm		

F	TB1 excentré - Sommet de cornière en acier scellée verticalement - Île des Pétrels - Rocher Jakobsen - (TB1 excentré dans le livret des points géodésiques - cf. p 15 fiche TB1).	5,283 m +/- 1 mm		
G	Repère SH en laiton scellé horizontalement dans la roche - Île des Pétrels - Sud du Mont des Géants.	3,873 m +/- 1 mm 1996		
H	Repère SH en laiton scellé horizontalement dans le socle du portique de l'anse du Pré - Île des Pétrels - Anse du Pré.	2,034 m +/- 1 mm 1996		
I	Repère SH en laiton scellé horizontalement dans la base en béton du hangar bleu - Île des Pétrels - Anse du Pré.	5,221 m +/- 1 mm 1996		
J	Repère SH en laiton scellé horizontalement dans la roche - Île des Pétrels - Anse de la Baleinière - Mont Joli.	6,234 m +/- 2 mm 1996		
K	Repère en fonte scellé horizontalement dans la roche près de la station pompe à eau de mer - Île des Pétrels - Cap des Léopards - Val du Bénitier.	4,132 m +/- 2 mm 1996		
L	Repère en laiton scellé horizontalement dans la roche près de la station pompe eau de mer - Île des Pétrels - Cap des Léopards - Val du Bénitier.	3,749 m +/- 2 mm 1996		

II.4.3.2. Port-Martin

Les anciens repères mis en place lors des hivernages de 1950 et 1951 ont été recherchés. Les restes du support de l'ancien marégraphe permanent ont été retrouvés mais pas le repère fondamental se trouvant sur une table de granit dite des « Roches Plates ». Ce repère, matérialisé par un petit cercle creusé dans la pierre et entouré de peinture rouge, a vraisemblablement disparu sous les fientes des manchots et les sables/gravier qui se sont déposés sur le site depuis l'abandon de la base de Port-Martin.

Le repère secondaire créé en 1950 a par contre été retrouvé. Il s'agit d'une croix gravée sur un rocher à la base du mât de pavillon appelé aussi point M13. Ce repère a servi de référence pour la détermination des cotes des nouveaux repères implantés à Port-Martin.



Port-Martin - site de l'ancien observatoire de marée

Au cours des travaux effectués en décembre 1997, trois nouveaux repères de nivellement ont été définis et cotés. Ils se trouvent à proximité immédiate du site de l'ancien marégraphe permanent de Port-Martin. L'un de ces repères est constitué par le sommet d'un des pitons qui maintenaient la potence de l'ancien marégraphe. Les deux autres repères ont été scellés avec de la résine dans des anfractuosités rocheuses.

Deux nivellements aller et retour ont été effectués entre le piton et la croix gravée du mât de pavillon. Compte tenu de la présence de glace et congère de neige sur le trajet et des conditions de dégel lors des travaux de nivellement, un écart de 5 mm a été observé entre les dénivelées aller et retour. La précision de ce nivellement est donc inférieure ou égale à 5 mm.

Ce piton a été adopté comme nouveau repère fondamental de l'observatoire de marée de Port-Martin.

Les deux autres nouveaux repères ont été nivelés par rapport au piton avec une précision inférieure ou égale à 1 mm.

Le tableau et la planche n°3 ci-après donnent le détail de l'implantation et cotes des repères de l'observatoire de marée de Port-Martin.

Tableau 10*Cotes des repères de nivellement de l'observatoire de marée de Port-Martin*

Désignation	Description	Cote rapportée au zéro de réduction des sondes	Cote Rapportée au Zéro EPF 52
A Repère fondamental	Sommet d'un des pitons du support de l'ancien marégraphe permanent.	3,64 m +/- 0,01 m 1997	
B	Croix gravée dans le rocher à 2,75 m dans le 100° de l'ancien mât de pavillon - Point M13	13,62 m +/- 0,01 m 1950	12,45 m
C	Boulon gravé SH scellé dans le rocher à 2,75 m dans le 290° du repère A.	3,94 m +/- 0,01 m 1997	
D	Boulon gravé SH scellé dans le rocher à 1 m dans l'est de l'abri en bois situé à une quinzaine de mètres au sud du repère A.	5,57 m +/- 0,01 m 1997	

II.4.4. Programme NIVMER - marégraphe permanent de Dumont d'Urville

Le programme NIVMER a été mis en place dans le cadre de la participation française au projet international WOCE (*World Ocean Circulation Experiment*). Une partie du programme NIVMER consiste à mesurer le niveau de la mer à partir de stations installées sur les différentes îles françaises de l'Océan Indien sud et à partir de la base Dumont d'Urville. Le responsable français du programme est M. LE PROVOST de l'Institut de Mécanique de Grenoble.

Un premier support pour ce marégraphe avait été construit en février 1996 mais le marégraphe n'avait pas pu être installé suite à un problème électronique sur la centrale d'acquisition. Lors de l'hivernage 1996, le support fut emprisonné dans une épaisse « banquette » de glace et à la débâcle, en décembre 1996, il fut arraché du rocher malgré la mise en place de nouveaux haubanages destinés à renforcer la structure.

Suite à cette expérience, les services techniques de l'IFRTP décidèrent de construire un support complètement immergé à environ 7 m de profondeur. La nouvelle implantation fut définie devant la station de pompage eau de mer de la base Dumont d'Urville et le support construit par plongeur au cours de la campagne d'été 1996/97.

Le capteur du marégraphe MORS type HT200 (transmission des données via ARGOS) fut mis en place en février 1997 mais après quelques semaines de fonctionnement, les données devinrent erronées en raison de problèmes d'étanchéité sur les connexions immergées.

Au cours de l'été austral 1997/98, les connexions défectueuses (prise JUPITER) et une partie du câble de liaison furent remplacées. Le marégraphe fut de nouveau opérationnel début mars 1998.

II.5. LEVÉ DE L'ARCHIPEL DE POINTE GÉOLOGIE

Les sondages ont été effectués avec la vedette *Amélie*. Les planches 4-1 et 4-2 précisent les travaux effectués au cours des deux campagnes.



La vedette *Amélie* en sondage aux abords de l'île du Gouverneur

Le sondeur ATLAS DESO 20 a été mis en oeuvre sur l'ensemble des profils. Pour assurer l'investigation complète de la voie recommandée et des zones de mouillage définies, un sondeur latéral EGG 260 TH a été employé. Le tableau ci-dessous récapitule les paramètres d'emploi de ces équipements.

Tableau 11
Paramètres d'emploi des capteurs

Sondeur ATLAS DESO 20	
Échelles	0 - 20 m à 100 - 300 m
Fréquences	30 - 210 kHz

Sondeur latéral EGG 260 TH	
Échelles	50 à 300 m
Fréquences	100 kHz
Inclinaison des transducteurs	20 °

II.5.1. Réduction des sondages

II.5.1.1. Réduction de la marée

Les sondages effectués aux abords de l'Archipel de Pointe Géologie ont été réduits de la marée observée à l'Île des Pétrels. Le zéro de réduction des sondes, situé à 6,76 m au dessous du repère fondamental (croix gravée) de l'Îlot du Marégraphe, a été conservé.

II.5.1.2 Célérité moyenne adoptée

Un profil unique de célérité a été adopté pour chacune des deux campagnes en adoptant jusqu'à 50 m la célérité observée (constante sur toute la colonne d'eau) à l'aide d'un bathycélérimètre puis au delà de 50 m en déterminant une célérité moyenne à partir des données des sondages XBT/XCTD disponibles pour la zone Terre Adélie au centre de données METOC du Centre Militaire d'Océanographie (CMO).

Ces profils de célérité moyenne garantissent une précision meilleure que 1% de la profondeur pour la réduction des sondages.

Tableau 12
Célérité moyenne adoptée pour la campagne SHOM/IFRTP 1995/1996

Profondeur	Célérité moyenne
0 m	1 443,5 m/s
100 m	1 443,5 m/s
200 m	1 443,5 m/s

Tableau 13
Célérité moyenne adoptée pour la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998

Profondeur	Célérité moyenne
0 m	1 442 m/s
100 m	1 442 m/s
200 m	1 444 m/s
400 m	1 448 m/s
500 m	1 450 m/s
1 000 m	1 457 m/s
1 500 m	1 461,5 m/s
4 000 m	1 483 m/s

II.5.1.3. Immersion de la base sondeur

L'immersion de la base sondeur a été déterminée par étalonnage à la barre.

II.5.2. Travaux effectués

Les sondages ont été exploités suivant les procédures habituelles avec la chaîne de traitement des données en vigueur au SHOM. Compte tenu des travaux effectués, un choix de sonde à l'échelle 1/2 500 fut appliqué pour l'ensemble des profils sauf pour la zone d'accostage de *L'Astrolabe* au niveau de la piste d'atterrissage désaffectée où un choix de sonde à l'échelle 1/1 000 fut adopté. Le plan de coupures était le suivant :

- une minute de bathymétrie/topographie au 1/1 000 pour la zone comprise entre l'Île des Pétrels et la piste désaffectée, appelée aussi Anse du Lion,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/2 500 pour l'Anse du Pré,
- une minute de bathymétrie au 1/2 500 pour le haut-fond situé dans le nord-ouest de l'Île du Gouverneur,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/5 000 pour les abords de l'Île des Pétrels,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/5 000 pour la zone allant de l'Île des Pétrels à l'Île du Gouverneur,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/5 000 pour la zone allant de l'Île du Gouverneur à l'Île Sainte Blanche,
- une minute de bathymétrie au 1/10 000 pour la zone nord Île du Gouverneur,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/10 000 pour la zone allant du Rocher du Débarquement à l'Île des Pétrels,
- une minute de bathymétrie/topographie au 1/20 000 pour la zone au nord du Rocher du Débarquement.

Les travaux de sondage effectués par *L'Astrolabe* au nord du Rocher du Débarquement ont été intégrés avec les données recueillies par la vedette. Les enregistrements du sondeur RAYTHEON ont dans ce cas été traités de façon identique à ceux du levé de reconnaissance des abords de la Terre Adélie (§ II.6) avec une échelle de choix de sonde fixée à 1/25 000.

La corrélation entre les travaux effectués et les levés anciens est bonne. Dans les zones ayant fait l'objet d'un levé régulier complet, tous les relèvements de fond détectés par les précédentes missions (1957 à 1962) ont été retrouvés hormis une sonde 15 m (position CM 6285 : 66°38,76'S - 140°00,36'E) dans le nord-ouest du l'Île La Baleine où la sonde la plus courte relevée lors de l'étude effectuée au sondeur vertical était de 20 m.

Compte tenu du maillage plus serré des travaux effectués de 1996 à 1998, de nouveaux hauts-fonds ont été détectés et signalés par avis urgent aux navigateurs pour ceux pouvant présenter un danger pour la navigation.

A noter qu'en dehors de la zone explorée au sondeur latéral et en deçà de l'isobathe 20 m, les recherches de roches et études au sondeur vertical n'ont pas toutes été effectuées et les zones sondées doivent être considérées comme incomplètement hydrographiées.

Seules les roches découvrantes ou affleurantes situées à proximité immédiate des zones investiguées au sondeur latéral ont fait l'objet d'une cotation. En dehors de cette zone, les travaux se sont limités à confirmer l'existence du danger avec dans certains cas leur délimitation par trajectographie DGPS.

Les zones de dangers ainsi délimitées et les roches affleurantes ou découvrantes confirmées ont été portées sur les minutes avec la représentation de l'ouvrage SH 1D.

II.5.3. Levé ouest Île du Gouverneur - Zone 1

Les travaux dans cette zone ont été effectués au cours de la campagne SHOM/IFRTP 1995/1996. L'ensemble de cette zone a fait l'objet d'un levé régulier à l'échelle 1/10 000 au nord de l'Île du Gouverneur et 1/5 000 de l'Île du Gouverneur au Cap André Prudhomme. Toute la partie intéressant les zones de mouillage a été complétée à l'échelle 1/2 500 par des profils intercalaires et les études des relèvements de fonds dangereux pour la navigation effectuées.

Ce levé a permis de définir (cf. planche 5) :

- ① une voie recommandée permettant à des navires calant au plus 7 m de tirant d'eau d'accéder aux abords immédiats du Cap André Prudhomme,
- ② une zone de mouillage dans l'ouest de l'Île du Gouverneur,
- ③ une zone de mouillage dans le nord est de l'Île Midwinter.

L'investigation complète de la voie recommandée et des zones de mouillage a été effectuée au sondeur latéral jusqu'aux fonds de 70 m. Un essai de suivi avec *L'Astrolabe* de cette voie recommandée a été effectué avec succès en février 1999.

A noter que le débarcadère de Cap André Prudhomme n'est accessible qu'aux barges et embarcations de faible tirant d'eau.

La voie recommandée est définie par 4 segments reliant

les points suivants :

Tableau 14

*Coordonnées des axes du chenal ouest Île du Gouverneur
Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84*

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
A	452 752	2 608 253	139°55'55,4910"	66°38'27,0204"
B	452 781	2 606 690	139°55'55,6743"	66°39'17,5049"
C	452 592	2 604 530	139°55'37,2666"	66°40'27,1451"
D	452 990	2 603 490	139°56'08,2427"	66°41'00,9462"
E	452 272	2 603 065	139°55'09,1316"	66°41'14,2705"

Segment A-B :

Ce segment correspond à un relèvement au 180°. Comme aucun amer ou détail topographique ne permet d'appuyer ce segment, il doit être réalisé à cap constant en prenant des distances de garde sur les îles La Selle, Lattanzi (ex Les Damiers), et Le Lama. A ce niveau, la largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 300 m et les fonds compris entre 50 et 100 m.

Le principal danger situé à proximité est le haut-fond coté 0,7 m situé à 600 m dans l'ouest de l'axe A-B.

Segment B-C :

Ce segment correspond à l'alignement au 186° du Récif du Merle par le sommet de l'Île Midwinter. La largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 200 m et les fonds compris entre 30 et 60 m.

Deux dangers sont situés à proximité de cette partie de la voie recommandée, un récif affleurant dans l'ouest de l'Île aux Champignons et un haut-fond de 7 m dans le nord immédiat de l'Île du Gouverneur.

Segment C-D :

Ce segment de la voie recommandée permet d'accéder aux abords immédiats du Cap André Prudhomme en empruntant un bras de mer compris entre les Îles Roméo et Juliette d'une part et l'Île Le Rocher Gris d'autre part. Compte tenu des dangers situés à proximité immédiate, cette voie d'accès ne doit être empruntée que par d'excellentes conditions météorologiques.

A ce niveau, la largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 180 m. Le segment C-D s'appuie sur un relèvement constant au 160° sur un récif découvrant dénommé Récif Amélie. Une balise composée de 2 fûts de 200 l et surmontée d'un espar fut installée en janvier 1998 sur le récif mais détruite par une tempête en février 1998. L'axe de la balise est toujours en place et l'IFRTP a prévu l'installation d'une nouvelle balise plus solide lors d'une prochaine campagne d'été.



Mise en place de la balise sur le récif Amélie

Tableau 15

Position du Récif Amélie

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
Récif Amélie (balise)	453 276	2 602 782	139°54'43,2637''	66°41'20,3583''

Quatre dangers bordent ce segment de voie recommandée, trois hauts-fonds cotés respectivement 7,7 m, 7,8 m et 9,7 m et un récif découvrant coté -0,2 m.

Segment D-E :

Pour arriver aux abords du portique de Cap André Prudhomme, ce dernier segment de la voie recommandée s'appuie sur un relèvement constant au 240° sur le centre du portique du Cap André Prudhomme. Le point E correspond à la limite de la zone investiguée au sondeur latéral, la largeur de la voie recommandée étant à ce niveau égale à 300 m.

Tableau 16

Position du portique du débarcadère de Cap André Prudhomme

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
Portique Cap André Prudhomme	451 958	2 602 871	139°54'43,2637''	66°41'20,3583''

Les deux zones de mouillage définies au cours des travaux sont situées l'une dans l'ouest de l'Île du Gouverneur et l'autre dans le nord-est de l'Île Midwinter. Ces zones de mouillage ont fait l'objet d'une investigation complète au sondeur latéral et assurent un rayon d'évitement de 200 m minimum pour les navires au mouillage. L'analyse des enregistrements sondeur latéral montre dans les deux cas des fonds a priori sédimentaires.

Mouillage « Ouest Île du Gouverneur » :

Ce point de mouillage se situe par fonds moyens de 38 m à l'intersection des relèvements suivants :

- la balise P8 au sommet de l'Île du Gouverneur au 095°,
- le point G ou 6 au 140°.

A partir de la voie recommandée, on peut parvenir au point de mouillage en prenant un relèvement constant au 095° sur la balise P8.

Ce mouillage est abrité des vents dominants qui soufflent principalement du secteur SE. Sa position est la suivante :

Tableau 17

Mouillage « Ouest Île du Gouverneur »

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
Mouillage Ouest Île du Gouverneur	452 933	2 604 886	139°56'05,5399''	66°40'15,8388''

Mouillage « nord-est Île Midwinter » :

Ce point de mouillage se situe par fonds moyens de 41 m à l'intersection des relèvements suivants :

- la balise Moraine du Cap André Prudhomme au 262°,
- le portique du Cap André Prudhomme au 251,5°,
- le récif Amélie au 122,5°.

Il peut être atteint à partir du point D de la voie recommandée en prenant un relèvement constant au 220° sur le sommet de l'Île Midwinter.

Sa position est la suivante :

Tableau 18

Mouillage « nord-est Île Midwinter »

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
Mouillage nord-est Île Midwinter	452 697	2 603 129	139°55'43,8604''	66°41'12,4407''

II.5.4. Levé des accès à l'Île des Pétrels - Zone 2

Les travaux dans cette zone ont été effectués au cours de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998. Ce levé avait pour objectif l'investigation complète de la route suivie par *L'Astrolabe* du Rocher du Débarquement jusqu'à la base Dumont d'Urville (Île des Pétrels). Il a été réalisé à l'échelle 1/10 000 pour la partie nord et à l'échelle 1/5 000 pour la partie sud proche de l'Île des Pétrels. Toute la partie intéressant les approches immédiates de l'Île des

Pétrels a été complétée par des profils intercalaires et par les études des relèvements de fonds dangereux pour la navigation.

L'investigation complète de la voie recommandée et des zones de mouillage a été effectuée au sondeur latéral jusqu'aux fonds de 70 m.

Ces travaux ont permis de (cf. planche 5) :

- ① définir une voie recommandée permettant à des navires calant **au plus 7 m** de tirant d'eau d'accéder aux abords immédiats de l'Île des Pétrels à partir du Rocher du Débarquement,
- ② définir une zone de mouillage entre la piste désaffectée et l'Île La Baleine.

Pour matérialiser l'axe de présentation de la voie recommandée, une balise a été installée en février 1998 sur l'Île Le Sagittaire.

La voie recommandée est définie par 2 segments reliant les points suivants :

Tableau 19

Coordonnées des axes du chenal du Rocher du Débarquement à l'Île des Pétrels

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
A'	457 140	2 612 300	140°01'57,574''	66°36'18,653''
B'	455 440	2 607 400	139°59'33,047''	66°38'56,007''
C'	455 480	2 605 010	139°59'33,162''	66°40'13,201''

Segment A'-B' :

Ce segment correspond à un relèvement au 200° sur la balise de l'Île Le Sagittaire. A ce niveau, la largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 300 m et les fonds compris entre 40 m et 120 m.

Il n'y a pas de danger à proximité de cette voie recommandée. Des distances de garde devront être prises par rapport au Rocher du Débarquement (1 200 m) et l'Île La Baleine (450 m) située au sud de ce segment de la voie recommandée.

Segment B'-C' :

Ce segment correspond à un relèvement au 180°. À ce niveau, la voie recommandée a une largeur de 200 m et les fonds sont compris entre 40 m et 70 m. Comme aucun amer ou détail topographique ne permet d'appuyer ce segment, il doit être réalisé à cap constant en prenant des distances de garde sur l'Île des Pétrels et les Îles Le Bélier et Les Poissons de manière à passer au centre du chenal ouest de l'Île des Pétrels.

Les principaux dangers situés à proximité sont :

- le haut-fond coté 7,3 m au nord de l'Île Le Verseau (440m de la voie recommandée),
- le haut-fond coté 8,1 m dans le sud-ouest de l'Île La Baleine (250 m de la voie recommandée),
- le plateau rocheux coté 2,1 m à l'ouest immédiat de l'Île des Pétrels dans le sud-ouest du Rocher Jakobsen (150 m de la voie recommandée),
- le plateau rocheux coté 3,1 m et 2,9 m au sud de l'Île Le Bélier (140 m de la voie recommandée).

Une zone de mouillage a été définie au cours des travaux dans le nord de l'Île des Pétrels entre la piste désaffectée dite du Lion et l'Île La Baleine. Cette zone de mouillage a fait l'objet d'une insonification complète au sondeur latéral et assure un rayon d'évitement de 200 m minimum pour les navires au mouillage.

L'analyse des enregistrements sondeur latéral montre des fonds a priori sédimentaires.

Ce point de mouillage se situe par fonds moyens de 40m à l'intersection des relèvements suivants :

- la vigie du hangar aviation de la piste désaffectée au 135°,
- la balise de l'Île Le Sagittaire au 220°.

À partir de la voie recommandée, on arrive au point de mouillage en prenant un relèvement constant au 135° sur la tour de contrôle du hangar aviation.

Ce mouillage est abrité des vents dominants qui soufflent principalement du secteur SE. Sa position est la suivante :

Tableau 20

Mouillage « nord Île des Pétrels »

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
Mouillage nord Île des Pétrels	455 781	2 606 785	140°00'00''	66°39'16''

II.5.5. Levé de l'Île des Pétrels à Cap Prud'homme et à l'Île du Gouverneur - Zone 3

Le levé régulier de cette zone a été réalisé à l'échelle 1/5 000 en 1996 mais aucune étude de haut-fond n'avait été effectuée et la voie recommandée restait à définir. Lors de la campagne 1997/98, les travaux furent complétés par l'investigation complète au sondeur latéral d'une voie recommandée, puis l'étude au sondeur vertical des hauts-fonds et la cotation des récifs découvrants ou affleurants situés à proximité.

Pour matérialiser les axes de cette voie recommandée, deux balises furent confectionnées et installées, l'une sur

l'Île La Vierge et l'autre sur le récif Amélie. Comme indiqué au § II.5.3., cette dernière balise fut détruite en fin de campagne lors d'une tempête mais l'IFRTP a prévu l'installation d'une nouvelle balise au même emplacement.

Ces travaux ont permis de définir une voie recommandée permettant à des navires calant **au plus 7 m** de tirant d'eau d'accéder aux abords immédiats du Cap André Prudhomme. Un essai de suivi avec *L'Astrolabe* de cette voie recommandée a été effectué avec succès en février 1999.

Cette voie recommandée est définie par 3 segments reliant les points indiqués dans le tableau ci-dessous :

Tableau 21

Coordonnées des axes du chenal

Coordonnées exprimées dans le système géodésique WGS 84

Désignation du point	WGS84 X	UTM54 Y	Longitude (Est)	Latitude (Sud)
C'	455 480	2 605 010	139°59'33,162''	66°40'13,201''
D'	454 480	2 604 940	139°58'11,618''	66°40'14,934''
E'	453 707	2 603 550	139°57'06,755''	66°40'59,401''
F'	452 337	2 603 025	139°55'14,373''	66°41'15,598''

Segment C'-D' :

Ce segment correspond à l'alignement au 267° de la balise de l'Île La Vierge par la balise P8 située au sommet de l'Île du Gouverneur. À ce niveau, la largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 200 m et les fonds compris entre 10 m et 30 m. Compte tenu des dangers situés à proximité immédiate, cette voie d'accès ne doit être empruntée que par d'excellentes conditions météorologiques.

Les principaux dangers situés à proximité sont :

- le plateau de roches au sud de l'Île Le Bélier coté à 2,9 m (190 m de la voie recommandée),
- les récifs découvrants au sud de l'Île Le Sagittaire (310 m de la voie recommandée),
- le haut-fond coté 5,5 m situé dans le nord est de l'Île La Vierge (190 m de la voie recommandée),
- le plateau rocheux coté à 2,0 m situé dans le nord de l'Île La Balance (255 m de la voie recommandée).

Ces hauts-fonds ou récifs découvrants ont fait l'objet d'études complètes au sondeur vertical.

Segment D'-E' :

Ce segment correspond à un relèvement au 210° de la de la balise du Récif Amélie. La largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 300 m et les fonds compris entre 15 m et 60 m.

Les principaux dangers situés à proximité sont :

- le plateau de roches au sud de l'Île La Vierge coté à 7,7 m (220 m de la voie recommandée),
- le haut-fond coté à 7,4 m situé dans le sud de l'Île du Gouverneur (320 m de la voie recommandée),
- le haut-fond coté à 8,7 m situé dans le sud de l'Île du Gouverneur (290 m de la voie recommandée).

Segment E'-F' :

Ce dernier segment de la voie recommandée permet d'accéder à la zone de mouillage définie en 1996 aux abords immédiats du Cap André Prudhomme. A ce niveau, la largeur de la voie recommandée investiguée au sondeur latéral est de 200 m et les fonds sont compris entre 30 et 40 m. Le segment s'appuie sur un relèvement constant au 250° sur le portique de Cap André Prud'homme.

Un seul danger borde ce segment de voie recommandée. Il s'agit d'un haut-fond coté 5,7 m situé à 150 m dans le sud de la voie recommandée.

II.5.6. Levé de la zone d'amarrage sud Île des Pétrels - Anse du Pré

Cette zone d'amarrage est réservée à *L'Astrolabe* qui vient s'emboîser dans l'Anse du Pré pour effectuer les mouvements de fuel et gazole destinés à la centrale électrique de la base Dumont d'Urville.

Le levé régulier à l'échelle 1/2 500 a été réalisé en 1996 et des intercalaires ont été effectués à l'occasion des transits aller et retour vers les autres zones de travail. Une investigation au sondeur latéral complète a été réalisée.

Un plateau rocheux de cote minimale 2,6 m situé entre l'Île des Pétrels et l'Îlot du Marégraphe a été découvert à l'occasion du levé et étudié. Présentant un danger pour l'accès à la zone d'amarrage de l'Île des Pétrels, un avis urgent aux navigateurs a été émis.

II.5.7. Levé de la zone d'amarrage entre l'Île du Lion et l'Île des Pétrels

Ces travaux ont été réalisés en 1998. Le levé régulier à l'échelle 1/2 500 a été effectué puis complété au 1/1 000 pour la partie empruntée par *L'Astrolabe*. Une investigation complète a été effectuée au sondeur latéral et tous les relèvements de fonds ont fait l'objet d'études au sondeur vertical.

Un plateau rocheux de cote minimale 7,6 m, située entre l'Île des Pétrels et la piste, a été découvert et étudié. Pouvant présenter un danger pour l'accès à la zone d'amarrage, il a été signalé par avis urgent aux navigateurs.

Aucun autre danger n'a été découvert et la comparaison avec les levés anciens n'a pas montré d'autres différences.

II.5.8. Positionnement et cotation de récifs découvrants - Nord Archipel de Pointe Géologie

Les récifs Norsel et Tottan ont été topographiés et cotés. Par contre le récif Charcot (L = 66°31,1'S - G = 139°54,2'E) n'a pas été retrouvé malgré une recherche circulaire de 1 mille effectuée avec l'hélicoptère autour de la position carte marine.

Après recherche auprès de l'EPSHOM, il s'avère que l'origine de ce récif est inconnue. Il apparaît pour la première fois en 1955 sur la carte marine 6100 édition n°2 établie à partir des reconnaissances effectuées de 1949 à 1952 par MM. BOUVIER et DU MOULIN DE LABARTHÈTE, lieutenants de vaisseau à bord de l'avisos *Commandant Charcot*.

Ce récif a dû être confondu avec le récif Tottan (L = 66°32,7'S - G = 139°55,2'E) qui a été signalé pour la première fois en 1957 lors des relevés bathymétriques effectués par l'ingénieur hydrographe principal IMBERT. Aucune recherche n'ayant pu être effectuée avec *L'Astrolabe*, l'existence de ce récif est douteuse. La mention « ED » a été portée sur les documents rédigés.

Compte tenu des conditions météorologiques et des contraintes liés au programme d'activités de *L'Astrolabe*, il n'a pas été possible de rechercher les brisants (L = 66°24,2'S - G = 140°02,9'E) portés en position approchée sur la carte marine à environ 30 km dans le nord de la base Dumont d'Urville.

II.5.9. Chenal situé entre les Îles Buffon et Lamarck

La construction de la piste d'atterrissage a modifié les courants et, par là même, la circulation des glaces dérivantes autour de l'Île des Péterles. De nombreux « bergs » ou « growlers » provenant du Glacier de *L'Astrolabe* empruntent maintenant ce chenal situé entre les Îles Buffon et Lamarck pour venir obstruer toute la partie est de l'Anse du Pré.

Aucun travaux de sondage n'a pu être réalisé dans ce chenal au cours des deux campagnes de travaux hydrographiques et cette voie d'accès à l'Anse du Pré est à déconseiller car la sécurité de la navigation n'y est pas assurée.

II.6. LEVÉ DE RECONNAISSANCE DE LA CÔTE EST DE LA TERRE ADÉLIE

Les essais de l'ensemble sondeur grand-fond mis en place à bord *L'Astrolabe* lors de la campagne SHOM/IFRTP 1997/1998 ayant été concluants, un levé de reconnaissance

des côtes est de la Terre Adélie a ensuite été réalisé de manière à sonder la route empruntée par *L'Astrolabe* pour aller de l'Archipel de Pointe Géologie à Port-Martin. Les transits vers la Baie Commonwealth et la Baie Watt ont aussi été mis à profit pour recueillir des données dans des zones quasiment vierges de tout sondage. La planche 6 illustre les travaux réalisés.

II.6.1. Réduction des sondages

II.6.1.1. Réduction de la marée

Les sondages effectués lors de ce levé de reconnaissance n'ont pas été réduits de la marée.

II.6.1.2. Célérité moyenne adoptée

On a adopté le même profil de célérité moyenne que celui adopté pour la réduction des sondages du levé des abords de l'Archipel de Pointe Géologie (cf. § II.5.1.2.). Ce profil de célérité moyenne garantit une précision meilleure que 1% de la profondeur pour la réduction des sondages.

II.6.1.3. Immersion de la base sondeur

L'immersion de la base sondeur EDO de *L'Astrolabe* a été déterminée à partir de la valeur du tirant d'eau milieu relevée sur la coque à laquelle a été ajouté 0,2 m, la base EDO étant située 0,2 m sous la quille du navire.

II.6.2. Travaux effectués

Les données ont été traitées suivant les procédures habituelles. Les enregistrements RAYTHEON ont fait l'objet d'un choix de sonde à l'échelle 1/25 000 et d'une numérisation manuelle.

Pour ces travaux, le plan de coupure suivant a été adopté :

- une minute de bathymétrie/topographie au 1/25 000 pour les accès à Port-Martin,
- une minute de bathymétrie au 1/50 000 pour la zone levée entre le Glacier de *L'Astrolabe* et le Glacier de la Zélée,
- deux minutes de bathymétrie au 1/50 000 pour les routes en transit du Glacier de la Zélée à Baie Commonwealth,
- une minute de bathymétrie au 1/50 000 pour la Baie Watt.

Les travaux effectués avec *L'Astrolabe* ont permis de réaliser un levé à l'échelle 1/50 000 entre le Glacier de *L'Astrolabe* et le Glacier de la Zélée ainsi que le levé de la voie d'accès à Port-Martin.

Les zones étaient quasiment vierges de tout sondage puisque les derniers levés en date provenaient des travaux en transit effectués par l'Avisos *Commandant Charcot* entre 1949 et 1952.

Au cours de ces travaux, un nouveau haut-fond a été découvert aux environs de Port-Martin à proximité de l'Île Ronde et une sonde de 35,3 m située dans le nord du Glacier de la Zélée.

Compte tenu de la connaissance bathymétrique des abords de Terre Adélie et de ce levé de reconnaissance, les routes conseillées pour une navigation sûre sont les suivantes :

Pour aller de la base Dumont d'Urville (Île des Pétreles) à Port-Martin :

Une fois passé le Rocher du Débarquement, poursuivre la route au 020° pour rallier la latitude 66°32'S.

Continuer ensuite cap à l'est sur le parallèle 66°32'S. Une fois passé le méridien 140°14'E, rejoindre la latitude 66°38'S. Poursuivre ensuite une route au 090°. Arrivé à la longitude 141°02'E, prendre une route au 145° pour rallier les abords de Port-Martin en veillant à passer à une distance de garde de 0,8 mille de l'Île La Houle et 0,5 mille de l'Île Verte pour parer les dangers et récifs découvrants bordant l'axe de cette route.

Après avoir reconnu le récif affleurant à la position L = 66°47,98'S et G = 141°22,12'E, *L'Astrolabe* vient entre l'Île des Rescapés et l'Île de l'Empereur pour passer ensuite entre l'Île des Rescapés et le Mont Chauve en maintenant une distance de garde de 0,15 mille par rapport à l'Île des Rescapés.

A noter que *L'Astrolabe* a déjà mouillé par fonds de 30 m devant le Mont Chauve.

De Port-Martin à la frontière est de la Terre Adélie (Pointe Alden) :

Reprendre la route inverse au 325° pour rejoindre la latitude 66°38'S. Ensuite poursuivre sur ce parallèle pour aller au-delà de la frontière est de la Terre Adélie vers Baie Commonwealth.

II.7. TRAVAUX EN TRANSIT

II.7.1. Sondage en transit aux approches de la Terre Adélie

Les données ont été traitées suivant les procédures habituelles et des minutes de bathymétrie à l'échelle 1/100 000 ont été rédigées. Les sondages ont été réduits de la célérité adoptée pour les travaux de l'Archipel de Pointe Géologie et du tirant d'eau moyen *L'Astrolabe*. Aucune correction de marée n'a été appliquée.

II.7.2. Travaux d'océanographie effectués par *L'Astrolabe*

Cette campagne, appelée *SURVOSTRAL (SURVey of the Ocean South of auSTRALia)*, est effectuée lors des rotations R0 (novembre), R2 (janvier) et R4(fin février-

début mars). Elle fait partie du projet WOCE (*World Ocean Circulation Experiment*) lui-même dépendant du programme WCRP (*World Climate Research Program*).

Elle est cofinancée par l'Australie (CSIRO : équivalent du CNRS), les USA (SCRIPPS - Institut of oceanography - La Jolla - California) et la France (IFRTP et ORSTOM).

L'IFRTP a cofinancé l'opération pour la partie matériel d'acquisition, localisation (récepteur GPS MAGELLAN) et bien sûr participation de *L'Astrolabe*.

Les sondes XBT (type T7 Deep Blue) et XCTD (1 000 m) sont fournies par les américains.

L'exploitation des données est effectuée par les australiens et les données traitées sont intégrées dans la banque de données subsurface IFREMER/ORSTOM à Brest.

Le matériel d'acquisition est composé comme suit :

- ① Un ensemble MK12 SIPPICAN,
- ② Un récepteur GPS type MAGELLAN,
- ③ Un PC relié à l'ensemble MK12 pour piloter l'acquisition et assurer l'archivage des données.

L'acquisition des données XBT est effectuée à partir d'un logiciel "maison" tandis que l'acquisition des données XCTD se fait à partir du logiciel SIPPICAN.

Les sondes XBT et XCTD sont lancées à partir de la plateforme hélicoptère (hauteur au dessus de l'eau de l'ordre de 10 m) sans réduction d'allure de *L'Astrolabe* (vitesse en transit de 11 noeuds).

En parallèle à cette activité, *L'Astrolabe* est équipé d'un thermosalinographe Sea Bird SBE 21 qui fait l'acquisition en continu de la température de surface et de la conductivité.

Un PC, relié directement au récepteur GPS MAGELLAN, assure, sans intervention de la passerelle, le pilotage de l'acquisition et l'archivage des données GPS, de température de surface et de conductivité.

Cette activité est suivie par l'ORSTOM et le CSIRO dans le cadre du programme *VOS (Voluntary Observing Ship)*.

Pendant toutes les traversées retour, le détachement a participé à ces campagnes de tirs XBT et XCTD.

II.8. TOPOGRAPHIE - TRAJECTOGRAPHIE

Aucune opération de topographie n'a été menée avec des moyens classiques. Les travaux ont été effectués à l'aide de l'hélicoptère localisé en GPS différentiel ou, par cheminement, avec une perche topo muni d'une antenne DGPS.

Compte tenu des conditions opératoires, la précision de la topographie effectuée avec l'hélicoptère est de 10 m.

L'acquisition des données a été réalisée à l'aide d'un ordinateur PC portable connecté directement à un récepteur GPS SERCEL NR103.

II.8.1. Travaux de topographie aux abords de l'Archipel de Pointe Géologie

Ces travaux réalisés au cours des campagnes SHOM/IFRTP avec l'hélicoptère, le zodiac de l'IFRTP ou perche plongeur ont été les suivants :

- Détermination du trait de côte de l'extrémité nord du Glacier de l'Astrolabe au Cap Géodésie avec l'hélicoptère. Ce trait de côte a été reporté sur une minute de synthèse à l'échelle 1/20 000.

- Topographie, avec l'hélicoptère ou le zodiac, des îles, îlots rocheux ou récifs compris dans la zone de sondage. Ces travaux ont mis en évidence les trois anomalies de topographie suivantes :

① Île Lattanzi (ex. Les Damiers) : La topographie indiquée sur la carte marine 6285 n'est pas correcte tout comme celle indiquée sur les plans de l'IFRTP. L'Île Lattanzi se compose de 3 îlots rocheux. Pour corriger la carte marine, il faut reprendre les travaux de topographie effectués par l'ingénieur hydrographe Régis LEFAS utilisés lors de la publication en 1960 de la carte marine 6285.

② l'Île située à 600 m dans l'ouest de l'Île Lattanzi est mal positionnée sur la carte. Sa topographie a été déterminée à l'aide de l'hélicoptère et rédigée sur une minute de synthèse à l'échelle 1/20 000 et sur une minute de bathymétrie/topographie à l'échelle 10 000. La position réelle de l'Île se trouve à 100 m environ dans l'est de la position carte marine.

③ l'Îlot rocheux situé à 450 m dans le sud de l'Île Lattanzi est mal positionné. Il se trouve en réalité 50 m dans le nord de sa position carte marine. La topographie de cet îlot a été effectuée en trajectographie DGPS à l'aide de l'hélicoptère et rédigée sur une minute de synthèse à l'échelle 1/20 000 et sur une minute de bathymétrie/topographie à l'échelle 1/10 000.

- Topographie de la piste du Lion

La piste d'atterrissage désaffectée dite « Piste du Lion », dont la construction a été achevée en 1994, n'apparaît pas sur la carte marine ni sur la scène SPOT. Une topographie de cette piste a été réalisée à pied par trajectographie DGPS.

Cette piste d'atterrissage a été construite en reliant par remblais en mer les cinq îles ou îlots suivants :

- l'Île Cuvier,
- l'Île du Lion,
- les Îlots Pollux et Zeus,
- les Îles Buffon.

Les remblais ont été prélevés sur les îles et îlots précités d'où une modification de leur morphologie. Ces îles et îlots font maintenant partie intégrante de la piste. Une minute de topographie à l'échelle 1/2 500 a été rédigée sur laquelle ont été reportés les bâtiments construits sur le site (hangar avions, magasins techniques...).

II.8.2. Travaux de topographie aux abords de Port-Martin

Les îlots rocheux et récifs découvrants situés à proximité de la route empruntée par les navires pour rallier Port-Martin ont fait l'objet d'une topographie avec l'hélicoptère équipé en moyen de trajectographie DGPS.

Ces travaux ont mis en évidence une anomalie :

- L'Île Bleue situé à proximité immédiate de l'Île Verte qui est indiquée sur la minute de synthèse des travaux de topographie effectués en 1950/1951 n'est pas portée sur la carte marine 6100. La topographie de cette île, déterminée à l'aide de l'hélicoptère en 1998, a été portée sur la minute de bathymétrie/topographie rédigée à l'échelle 1/25 000 pour les abords de Port-Martin.

II.8.3. Travaux de spatiopréparation

II.8.3.1. Archipel de Pointe Géologie

Le détachement disposait :

① d'une scène SPOT de 1987 niveau 1A à une échelle voisine de 1/47 000,

② de 3 zooms à l'échelle 1/7 500 (environ) concernant les zones suivantes :

- l'Île des Pétrels où se trouve la base Dumont d'Urville,
- l'Île du Gouverneur,
- l'Île Fram.

Seuls les deux premiers zooms ont fait l'objet de travaux d'identification et de positionnement de pixels remarquables.

Zoom Île des Pétrels

Trois points situés sur l'Île des Pétrels et un îlot rocheux ont été identifiés et positionnés sur cet

agrandissement. Quatre fiches de spatiopréparation ont été rédigées.

Zoom Île du Gouverneur

Les pointes nord de l'Île du Gouverneur et de l'Île Roméo ont été identifiées et positionnées sur cet agrandissement. Deux fiches de spatiopréparation ont été rédigées.

Scène SPOT générale

La position du débarcadère (portique) du Cap André Prudhomme a été identifiée et une fiche de spatiopréparation a été rédigée.

II.8.3.2. Côte est de la Terre Adélie

En prévision de la mission 1997/1998 de *L'Astrolabe* le long des côtes est de la Terre Adélie, une scène SPOT, couvrant une zone allant de la Pointe Alden (frontière est de la Terre Adélie) jusqu'au Cap Gray, avait été fournie au détachement afin d'effectuer une spatiopréparation.

Seul le zoom intéressant le Cap Denison (zoom n°3) a été exploité. Un pixel a été identifié et positionné par une session GPS géodésie effectuée à l'aide d'un récepteur ASHTECH Z12.

II.8.4. Topographie portée sur les minutes

Pour faciliter l'exploitation des minutes de bathymétrie, il a été décidé de reporter la topographie des minutes anciennes en trait continu marron sur les documents. Hormis pour l'Anse du Pré, où la topographie provient des travaux effectués à l'échelle 1/5 000 en 1959-60 par l'ingénieur hydrographe Régis LEFAS, toutes les informations de topographie proviennent du plan n° P372 à l'échelle 1/10 000 des EPF (mis à jour en 1986) transformées dans le système géodésique WGS84.

Compte tenu de l'échelle du document des EPF et des travaux anciens, la précision de la topographie portée en trait continu marron sur les documents définitifs est de :

- 10 m pour les informations issues des documents des EPF ;
- 5 m pour la topographie provenant des travaux de la mission 1959-60.

II.8.5. Recueil de documentations

Le Service Technique de l'IFRTP a remis une copie des documents de topographie et de cartographie en sa possession et des recueils de points.

Tous ces documents ont été transmis à l'EPSHOM pour exploitation et archivage. Il faut notamment mettre à jour les infrastructures de la base Dumont d'Urville, de la piste d'atterrissage et du site de débarquement de Cap Prud'homme qui sont portées approximativement sur les cartes marines.

II.9. INFORMATION NAUTIQUE - TOPONYMIE

II.9.1- Revue d'amers

Il n'y avait jusqu'à présent à l'EPSHOM aucune fiche relative aux amers portés sur la carte marine 6285. Une revue de tous les amers de l'Archipel de Pointe Géologie a été effectuée et des fiches rédigées.

II.9.2. Toponymie

Les toponymes portés sur les cartes marines sont corrects. Cependant il faudrait, sous réserve de l'accord de la commission de toponymie de l'IFRTP, porter quelques baptêmes :

- Le « Récif Amélie », pour le récif situé dans l'est de l'Île Midwinter,
- « Le Lama », pour l'îlot rocheux situé à 450 m dans le sud de l'Île Lattanzi,
- « Le Souffleur », pour le récif affleurant situé à l'est de l'Île La Selle,
- « Le Lionceau », pour le récif découvrant se trouvant à proximité du poste d'amarrage de *L'Astrolabe* sur la piste désaffectée,
- « L'Anse du Lion », pour la partie maritime se trouvant entre l'Île des Pétrels et la piste désaffectée.

Ces propositions de nouveaux toponymes ont été indiquées sur les cartes renseignées et sur les minutes de synthèse.

II.9.3.- Corrections à apporter aux cartes marines

Carte marine 6285 :

Toutes les corrections à apporter à la carte marine 6285 ont été définies au cours de la campagne SHOM/IFRTP 95/96 et indiquées sur la carte renseignée.

Carte marine 6100 :

Les corrections à apporter à cette carte marine ont été indiquées sur la carte renseignée. Elles concernent la bathymétrie et la topographie des dangers et îlots rocheux aux abords de Port-Martin.

Carte marine 6101 :

Les corrections à apporter à cette carte marine ont été indiquées sur la carte renseignée et concernent la

topographie terrestre suivante :

Mont Madigan :

position relevée au GPS : L = $67^{\circ} 06,724'S$ G = $143^{\circ} 29,986'E$ altitude = 757 m

Mont Correll :

position relevée au GPS : L = $67^{\circ} 35,03'S$ G = $144^{\circ} 16,41'E$ altitude = 77 m

Mont Aurora :

position relevée au GPS : L = $67^{\circ} 23,34'S$ G = $144^{\circ} 14,29'E$ altitude = 454 m

CHAPITRE III

BILAN

III.1. ORGANISATION DE L'ACTIVITÉ

III.1.1. Durée de la campagne de travaux

Les campagnes de travaux ont duré chacune près de trois mois et demi, du 03 décembre 1995 au 14 mars 1996 et du 02 décembre 1997 au 14 mars 1998.

Cette période correspond à un départ avec la rotation appelée « R1 » et un retour avec la dernière rotation. L'intérêt d'arriver avec la rotation R1 est, même si la glace est toujours présente, d'installer tous les équipements et d'être paré à travailler dès que la débâcle est effective.

III.1.2. Moyens nautiques et infrastructures portuaires en Terre Adélie

A la base Dumont d'Urville, l'IFRTP dispose des moyens nautiques suivants :

- deux embarcations légères type PRAM utilisées principalement pour les rotations de personnel vers la piste d'atterrissage désaffectée.
- deux embarcations pneumatiques Zodiac équipées chacune de moteur hors bord 40 CV qui servent à la fois au transport de personnel et aux différentes activités des scientifiques.
- une embarcation pneumatique à coque rigide équipée de deux moteurs hors bord de 40 CV qui sert pour les liaisons rapides et d'embarcation de sécurité. C'est cette embarcation qui a été utilisée pour les travaux de topographie des récifs découvrants.
- une barge de type « Sea Truck » permettant le transport de conteneur 20 pieds et d'engins jusqu'au débarcadère de Cap Prud'homme. Cette barge est aussi utilisée pour les opérations scientifiques (biologie marine).
- des pontons flottants type Flexifloat qui servent principalement de poste d'amarrage.

Pour les travaux hydrographiques, l'IFRTP disposait en plus de la vedette *Amélie*.

Lorsqu'elles ne sont pas utilisées, les embarcations pneumatiques sont mises au sec au niveau du débarcadère de l'Anse du Pré, situé sur l'Île des Pétrels. Les embarcations type PRAM sont quant à elle mises au sec

sur la roche au niveau du Cap des Léopards sous le bâtiment « BIOMAR ».

Pour toutes les interventions nécessitant une mise au sec de la vedette *Amélie*, le portique du débarcadère a été employé.



Embarcations au sec - Portique de l'Anse du Pré

Ce débarcadère découvrant à marée basse et les glaces dérivantes restants souvent bloquées dans l'Anse du Pré, le poste d'amarrage habituel du "Sea Truck" et de la vedette se trouvait au niveau de la piste d'atterrissage désaffectée dite du Lion. Ce poste d'amarrage est composé des pontons flottants cités précédemment.



La vedette et le Sea Truck le long de la piste

La construction d'un débarcadère pour les embarcations est prévue au niveau du Cap des Léopards pour faciliter les rotations de personnel vers la piste du Lion ainsi que les mouvements de matériel.

L'absence de quai impose, lorsque *L'Astrolabe* doit débarquer ou embarquer du matériel lourd ou volumineux (conteneurs, engins de travaux), d'employer les pontons Flexifloat pour permettre au bâtiment de disposer de ras-déborder et d'un poste d'amarrage. Le « Sea Truck » et la vedette viennent alors s'amarrer à couple.



Arrivée de L'Astrolabe

L'Astrolabe vient aussi s'emboîser dans l'Anse du Pré quand il s'agit d'effectuer les opérations de transfert de gazole et autres produits pétroliers.

III.1.3. Organisation de l'activité - Emploi de la vedette

4 heures d'activités hydrographiques continues en vedette sous ces latitudes et en plein air est une limite qu'il ne faut pas dépasser.

Les conditions météorologiques changeant de façon radicale en quelques heures, le travail a été organisé en demi-journée.

Les horaires de travail de la vedette étaient :

- départ le matin vers 08h30 et retour vers 11h45,
- départ l'après midi vers 13h45 et retour vers 18h15.

La préparation de la vedette aux travaux hydrographiques imposait :

① Avant le début de la séance de sondage :

- de rallier en embarcation légère la vedette,
- de vérifier les niveaux huile et liquide de refroidissement du moteur,
- d'installer les équipements (sondeur, IDG, câblage) qui, compte tenu du froid, étaient stockés à l'abri dans le roof avant de la vedette,
- d'installer le PC portable dédié à l'acquisition.

② Après les travaux de sondage :

- de faire éventuellement le plein de gazole,
- de démonter tous les équipements.

Compte tenu de ces contraintes, les horaires effectifs étaient :

- départ le matin de la base-vie vers 08h00 et retour vers 12h00,
- départ l'après midi de la base-vie vers 13h30 et retour vers 18h45.

III.1.4. Conditions météorologiques pour l'exécution de travaux avec la vedette

Un vent maximum de 25 nœuds et l'absence de précipitation de neige sont les conditions météorologiques à respecter pour minimiser les risques aussi bien pour le personnel que pour le matériel lors des travaux à la mer.

Il faut garder à l'esprit, qu'en cas de problème, les moyens d'intervention (hélicoptère ou autre embarcation) ne peuvent intervenir qu'entre 5 et 10 minutes, au mieux.

Pour de prochains travaux en détachement isolé, les points suivants méritent d'être étudiés :

- le remplacement des enregistreurs des sondeurs ATLAS DESO 20 :

la manutention de ces enregistreurs et leur emploi dans des environnements difficiles ont montré la vieillesse et leurs limites notamment au niveau du système mécanique d'entraînement des bandes de sonde.

Le module de numérisation impose aussi des interventions de l'opérateur dès lors que les fonds sont bien bahutés.

- l'achat de sondeurs latéraux plus faciles de mise en oeuvre que le sondeur latéral EGG 260 :

en effet, il serait intéressant de disposer d'équipements portables car, en détachement isolé, les conditions de manutention de l'enregistreur EGG 260 ainsi que son installation et son alimentation électrique ne sont pas toujours simples.

III.2. TRAVAUX HYDROGRAPHIQUES À PRÉVOIR

Le détachement a mené à son terme tous les travaux demandés par l'administration des TAAF et l'IFRTP.

Si les accès à la base Dumont d'Urville sont désormais correctement hydrographiés, ce n'est pas le cas du reste des côtes de la Terre Adélie. En effet, le levé de reconnaissance et les transits vers la Baie Commonwealth ont confirmé que, dans certaines zones, les conditions de navigation ne sont pas saines et qu'il convient de s'y aventurer avec toutes les précautions d'usage.

Si de futures campagnes d'hydrographie en Terre Adélie étaient décidées, il serait intéressant de programmer les

travaux suivants :

- poursuite du levé de reconnaissance en privilégiant la zone ouest Terre Adélie, de la base Dumont d'Urville à la Pointe du Pourquoi-Pas?, et le levé à petite échelle du plateau continental,

- définition de routes conseillées pour accéder au Cap de la Découverte,

- positionnement et cotation des récifs découvrants situés au nord et à l'ouest de l'Archipel de Pointe Géologie :

* les brisants situés à la position

L = 66° 24,2' S G = 140° 02,9'E,

* le récif situé à la position

L = 66° 20' S G = 139° 23'E,

III.3. CONCLUSION

Pendant les deux campagnes de travaux, le détachement a pu compter sur les concours efficaces et la disponibilité de l'ensemble des personnes des 46^{ème} et 48^{ème} expéditions en Terre Adélie et des commandants et équipage du navire polaire *L'Astrolabe*.

Sans eux, nous n'aurions pas pu mener à terme notre programme de travaux ni effectuer ce premier levé de reconnaissance entre le Glacier de L'Astrolabe et Port-Martin. Je tiens à les remercier pour leur totale coopération.

Une refonte de la couverture cartographique est désormais en cours pour prendre en compte les besoins des navigateurs et exploiter les documents rédigés à l'issue de ces deux campagnes de travaux hydrographiques.

Travailler en Antarctique parmi les icebergs et les glaces dérivantes reste une expérience unique aussi bien d'un point de vue professionnel que personnel.

RÉFÉRENCES

PERROUD P.- Expéditions Polaires Françaises - Terre Adélie 1951-1952 - Astronomie - Géodésie - Cartographie.

IMBERT B.-Expéditions Polaires Françaises - Terre Adélie 1950-1952 - Marée.

TABUTEAU F.

MARRET M.

LEFAS R.- Mission Hydrographique de Terre Adélie (17 novembre 1959 - 01 avril 1960)

Annales Hydrographiques, 4^{ème} série, tome XI 1961-62.

VICARIOT J. - Mission Hydrographique de Terre Adélie (1960 - 1961)

Annales Hydrographiques, 4^{ème} série, tome XI 1961-62.

PIEJUS P.- Mission Hydrographique de Terre Adélie (1960 - 1962)

Annales Hydrographiques, 4^{ème} série, tome XI 1963-64.

GERVAISE A.- compte rendu IGN/CR/G n° 60 ARC : 27 834 - mai 1995.

ANNEXE A

O B J E T : Détermination des paramètres de passage entre le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950" et le système WGS 84.

La détermination de ces paramètres de passage a été effectuée à partir des coordonnées du point DORIS connues dans le système "ITRF91 époque 1993" et dans le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950".

1.- DETERMINATION DES COORDONNEES WGS84 DU POINT DORIS

Les coordonnées trirectangles du point DORIS dans le système "ITRF91 époque 1993" sont :

$$\begin{aligned} X &= -1\,941\,059,676 \text{ m} \\ Y &= 1\,628\,659,379 \text{ m} \\ Z &= -5\,833\,613,486 \text{ m} \end{aligned}$$

Les paramètres de passage du système "ITRF91 - époque 1993" vers le système WGS84 sont :

ITRF 91 - époque 1993 ---> W.G.S. 84

Tx	0,061 m
Ty	-0,521 m
Tz	-0,239 m
S	0,999 999 989 3
Ex	0,018 3 "
Ey	-0,000 3 "
Ez	0,007 0 "

Les paramètres ci-dessus sont issus de la combinaison des paramètres de passage de l'ITRF91 - époque 1993 vers l'ITRF90 et de l'ITRF90 vers le WGS84 qui sont fournis dans les tables des notes techniques n°12 et n°13 de l'IERS.

On en déduit les coordonnées trirectangles du point DORIS dans le système WGS84, à savoir :

$$\begin{aligned} X &= -1\,941\,059,641 \text{ m} \\ Y &= 1\,628\,659,292 \text{ m} \\ Z &= -5\,833\,613,521 \text{ m} \end{aligned}$$

2.- COORDONNEES DU POINT DORIS DANS LE SYSTEME "POINTE GEOLOGIE - PERROUD 1950"

Dans le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950", les coordonnées géographiques du point DORIS sont :

$$\begin{aligned} L &= 66^\circ 39' 45,5217'' \text{ S} \\ G &= 140^\circ 00' 31,7524'' \text{ E} \\ h &= 44,33 \text{ m} \end{aligned}$$

Les altitudes sont de type orthométriques et exprimées dans le référentiel altimétrique EPF 1952.

En assimilant les altitudes à des hauteurs au-dessus de l'ellipsoïde international, on détermine les coordonnées trirectangles du point DORIS :

$$\begin{aligned} X &= -1\,941\,384,431 \text{ m} \\ Y &= 1\,628\,505,747 \text{ m} \\ Z &= -5\,833\,785,616 \text{ m} \end{aligned}$$

3.- PARAMETRES DE PASSAGE

Connaissant les coordonnées trirectangles du point DORIS dans les deux systèmes, on en déduit les paramètres de passage entre le système WGS84 et le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950". Ces paramètres de passage ont été limités à une translation.

Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{aligned} T_x &= X_{\text{WGS84}} - X_{\text{PERROUD 1950}} = 324,790 \text{ m} \\ T_y &= Y_{\text{WGS84}} - Y_{\text{PERROUD 1950}} = 153,545 \text{ m} \\ T_z &= Z_{\text{WGS84}} - Z_{\text{PERROUD 1950}} = 172,095 \text{ m} \end{aligned}$$

4.- CONTROLE DES PARAMETRES AVEC UN AUTRE POINT

Un contrôle de la validité de ces paramètres a été effectué avec les coordonnées du point géodésique P3 appartenant à la triangulation de l'Île des Pétrils. Ce point est situé à proximité du point DORIS.

Le vecteur (ΔX , ΔY , ΔZ) calculé par l'IGN entre le point DORIS et le point P3 est le suivant :

Point DORIS ---> Point P3

$$\begin{aligned} \Delta X &= 6,586 \text{ m} \\ \Delta Y &= -8,100 \text{ m} \\ \Delta Z &= -1,986 \text{ m} \end{aligned}$$

On en déduit les coordonnées trirectangles du point P3 dans le système WGS84 :

$$\begin{aligned} X &= -1\,941\,053,055 \text{ m} \\ Y &= 1\,628\,651,192 \text{ m} \\ Z &= -5\,833\,615,507 \text{ m} \end{aligned}$$

Les annales hydrographiques donnent les coordonnées du point P3 en projection UTM54 dans le système géodésique

"Pointe Géologie - PERROUD 1950". Ces coordonnées sont :

$$\begin{aligned} X &= 456\,185,234 \text{ m} \\ Y &= 2\,605\,679,626 \text{ m} \end{aligned}$$

L'altitude calculée par l'IGN est égale à :

$$H = 42,09 \text{ m}$$

La transformation en coordonnées trirectangles dans le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950" donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} X &= -1\,941\,377,835 \text{ m} \\ Y &= 1\,628\,497,891 \text{ m} \\ Z &= -5\,833\,787,535 \text{ m} \end{aligned}$$

On en déduit les paramètres de passage suivants entre les deux systèmes :

$$\begin{aligned} T_x &= X_{\text{WGS84}} - X_{\text{PERROUD 1950}} = 324,780 \text{ m} \\ T_y &= Y_{\text{WGS84}} - Y_{\text{PERROUD 1950}} = 153,301 \text{ m} \\ T_z &= Z_{\text{WGS84}} - Z_{\text{PERROUD 1950}} = 172,028 \text{ m} \end{aligned}$$

La comparaison avec les paramètres calculés à partir des coordonnées du point DORIS montre les différences suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta T_x &= 0,010 \text{ m} \\ \Delta T_y &= 0,244 \text{ m} \\ \Delta T_z &= 0,067 \text{ m} \end{aligned}$$

5.- PARAMETRES ADOPTES POUR LES TRAVAUX

Les paramètres de passage ci-dessous ont été adoptés pour les transformations de coordonnées entre le système géodésique local de l'Archipel de Pointe Géologie et le système WGS84 :

$$\begin{aligned} T_x &= X_{\text{WGS84}} - X_{\text{PERROUD 1950}} = 324,8 \text{ m} \\ T_y &= Y_{\text{WGS84}} - Y_{\text{PERROUD 1950}} = 153,6 \text{ m} \\ T_z &= Z_{\text{WGS84}} - Z_{\text{PERROUD 1950}} = 172,1 \text{ m} \end{aligned}$$

Ils correspondent à la détermination effectuée à partir des données du point DORIS arrondies au décimètre.

La précision de la transformation de coordonnées système "Pointe Géologie - PERROUD 1950" vers WGS84 avec ces paramètres de passage est meilleure que le mètre.

ANNEXE B

O B J E T : Détermination des paramètres de passage entre le système géodésique "Port-Martin - PERROUD 1950" et le système ITRF94 époque 1995.

La détermination de ces paramètres de passage a été effectuée à partir des coordonnées du point M3 - Mont Chauve connues dans le système "ITRF94 époque 1995" et dans le système géodésique "Port-Martin - PERROUD 1950".

1.- COORDONNEES DU POINT M3 - MONT CHAUVE DANS LE SYSTEME ITRF94 EPOQUE 1995

Les coordonnées géographiques de ce point dans le système « ITRF94 époque 1995 » ont été déterminées par session d'observation GPS à partir du pilier IGN de la base Dumont d'Urville.

$$\begin{aligned}L &= 66^{\circ} 49' 06,89411'' \text{ S} \\G &= 141^{\circ} 23' 12,99892'' \text{ E} \\H &= -11,185 \text{ m}\end{aligned}$$

On en déduit les coordonnées trirectangles de ce point :

$$\begin{aligned}X &= -1\,967\,386,756 \text{ m} \\Y &= 1\,571\,278,340 \text{ m} \\Z &= -5\,840\,468,372 \text{ m}\end{aligned}$$

2.- COORDONNEES DU POINT M3 MONT CHAUVE DANS LE SYSTEME "PORT MARTIN - PERROUD 1950"

Le rapport « Terre Adélie 1951-1952 - Astronomie - Géodésie - Cartographie » de l'ingénieur géographe Paul PERROUD donne les coordonnées du point M3-Mont Chauve déterminées lors de l'établissement du réseau de triangulation principal de Port-Martin (page 85) à savoir :

$$\begin{aligned}L &= 66^{\circ} 49' 01,259'' \text{ S} \\G &= 141^{\circ} 23' 10,064'' \text{ E} \\h &= 33,39 \text{ m}\end{aligned}$$

Les altitudes sont de type orthométriques et exprimées dans le référentiel altimétrique EPF 1952.

En assimilant les altitudes à des hauteurs au-dessus de l'ellipsoïde international, on détermine les coordonnées trirectangles du point M3 :

$$\begin{aligned}X &= -1\,967\,604,572 \text{ m} \\Y &= 1\,571\,498,157 \text{ m} \\Z &= -5\,840\,574,331 \text{ m}\end{aligned}$$

3.- PARAMETRES DE PASSAGE

Connaissant les coordonnées trirectangles du point M3 dans les deux systèmes, on en déduit les paramètres de passage entre le système ITRF94 époque 1995 et le système géodésique "Port Martin - PERROUD 1950". Ces paramètres de passage ont été limités à une translation.

Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{aligned}T_x &= X_{ITRF94} - X_{PERROUD\ 1950} = 217,816 \text{ m} \\T_y &= Y_{ITRF94} - Y_{PERROUD\ 1950} = -219,817 \text{ m} \\T_z &= Z_{ITRF94} - Z_{PERROUD\ 1950} = 105,959 \text{ m}\end{aligned}$$

Compte tenu de la précision des coordonnées qui est meilleure que 0,1m, les valeurs de ces paramètres de passage ont été arrondies au décimètre

$$\begin{aligned}T_x &= X_{ITRF94} - X_{PERROUD\ 1950} = 217,8 \text{ m} \\T_y &= Y_{ITRF94} - Y_{PERROUD\ 1950} = -219,8 \text{ m} \\T_z &= Z_{ITRF94} - Z_{PERROUD\ 1950} = 105,9 \text{ m}\end{aligned}$$

ANNEXE C

1.- POINTS GEODESIQUES

Points géodésiques dont les coordonnées sont exprimées dans le système géodésique « Pointe Géologie - PERROUD 1950 » en projection stéréographique polaire sécante

Point		Désignation	X	Y	Z
Île des Pétrels - Pilier DUM	1	Pilier	300 412,28	237 377,07	42,21
	2	RBPM	300 423,96	237 381,45	42,99
	3	RBGM	300 409,78	237 374,45	41,06
	4	RBPM	300 412,12	237 384,77	41,48
Île des Pétrels - Point P1	1	Tube scellé	300 589,68	237 552,34	40,42
Île des Pétrels - Point P2	1	Tube scellé	300 437,52	237 372,84	44,76
	2	Balise	300 435,97	237 370,10	/
Île des Pétrels - Point P3	1	Tube scellé	300 392,52	237 635,80	42,20
	2	RBGM	300 402,80	237 622,02	41,10
	3	RBPM	300 377,00	237 619,90	42,47
	4	Plaquette cible	300 391,76	237 649,62	44,09
Îlot du Marégraphe	1	Croix gravée	300 365,04	236 935,99	5,58

Point géodésique dont les coordonnées sont exprimées dans le système géodésique « Port-Martin - PERROUD 1950 » en projection UTM54

Point		Désignation	X	Y	Z
Mont Chauve	1	point M3 - croix	516 963,40	2 588 775,95	33,39

Point géodésique dont les coordonnées sont exprimées dans le système géodésique WGS84 en projection UTM54

Point		Désignation	X	Y	Z
Nunatak du bon Docteur	1	tube scellé	456 334	2 604 748	/

2.- AMERS

Amers dont les coordonnées sont exprimées dans le système géodésique « Pointe Géologie - PERROUD 1950 » en projection stéréographique polaire sécante

Point		Désignation	X	Y	Z	Classement
Île Claude Bernard	1	Point P7 -Balise	301 305,82	237 685,61	/	peu visible
Île du Gouverneur Point P8	1	Balise	297 846,22	236 672,43	25,92	peu visible
	2	Tube scellé	297 845,37	236 673,82	25,96	/
Île du Gouverneur - Point Gou 6	1	Tube scellé	297 827,98	236 252,19	9,5	peu visible
Île La Balance	1	Point P9 - Espar	299 402,00	236 245,43	/	peu visible
Cap André Prudhomme -	1	Balise	296 291,17	234 825,31		bien visible
Balise Moraine	2	Tube scellé	296 294,12	234 824,90	31,53	/
Île des Pétrels	1	Croix centre	300 184,09	237 793,38		peu visible
Croix Prudhomme	2	Croix gravée	300 184,67	237 794,28	15,78	/
Île des Pétrels - Radôme	1	Radôme	300 372	237 628		peu visible
Île des Pétrels - Mât Ionosphérique	1	Pylône	300 372	237 138	77	important
Île des Hydrographes	1	Balise	300 205	236 735		peu visible
Rocher Jakobsen	1	Balise TB1	300 237,95	237 313,82		peu visible
Balise TB1	2	TB1 excentré	300 239,02	237 307,49	4,09	

Amers dont les coordonnées sont exprimées dans le système géodésique WGS84 en projection UTM54

Point		Désignation	X	Y	Z	Classement
Rocher du Débarquement	1	sommet rocher - socle antenne	458 545	2 612 323	/	peu visible
Île Derby	1	Balise	459 165	2 609 355	/	peu visible
Île Curie	1	Point G42 - Balise	457 691	2 607 907	/	peu visible
Île Les Damiers	1	Balise	453 997	2 606 835	/	peu visible
Île Le Taureau	1	Balise	454 641	2 606 287	/	peu visible
Piste du Lion	1	Vigie hangar avion	456 181	2 606 398	19,1	bien visible
Île des Pétrels - Portique	1	Portique	456 097	2 605 482	7,6	peu visible
Cap André Prudhomme - Portique	1	Portique	451 958	2 602 871	10,3	bien visible
Cap Géodésie	1	Balise P12	448 729	2 604 502	8,6	peu visible
Îles Fram	1	Point P13 - Balise	447 964	2 608 608	/	peu visible
Récif Amélie	1	Balise	453 276	2 602 782	4,3	peu visible
Île La Vierge	1	Balise	454 174	2 604 919	15,5	peu visible
Île Le Sagittaire	1	Balise	454 832	2 605 625	26,5	peu visible

3.- FICHES DE SPATIOPREPARATION - PIQUAGE SPOT

Les coordonnées sont exprimées en projection UTM 54 rapportée au système géodésique WGS84 :

N° Pixel		Désignation des repères	X	Y
N°3-1	1	Île des Pétrels - Pointe Noire - Bitte d'amarrage	456 289	2 605 566
N°3-2	1	Île des Pétrels - Pointe Blanche	456 299	2 605 789
N°3-3	1	Île des Pétrels - Rocher Jakobsen	455 703	2 605 528
N°4	1	Cap André Prudhomme - Portique	451 958	2 602 871
N°6	1	Ouvert ouest Anse du Pré - îlot rocheux	455 834	2 605 053
N°7	1	Île du Gouverneur - Pointe nord	453 403	2 605 181
N°9	1	Île Roméo - Pointe nord	453 007	2 604 568

Les coordonnées sont exprimées en projection UTM 54 rapportée au système géodésique ITRF94 - Epoque 1995 :

N° Pixel		Désignation des repères	X	Y
N°3-4	1	Cap Denison - Extrémité rocheuse	572 489	2 567 135

ANNEXE D

O B J E T : Coordonnées de la station DGPS/HF installée sur l'Île des Pétrels

1.- SITE RETENU POUR L'IMPLANTATION

L'antenne GPS de la station DGPS/HF SERCEL NDS 200 a été placée au-dessus du point désigné sous le nom "RBGM hémisphérique scellé près du shelter Chantal". Ce point a été créé par l'IGN au cours de la campagne SCAR Epoch 1995.

Les coordonnées géographiques de ce point dans le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950" sont :

$$\begin{aligned}L &= 66^{\circ} 39' 54,2772'' \text{ S} \\G &= 140^{\circ} 00' 33,3200'' \text{ E} \\H &= 41,06 \text{ m}\end{aligned}$$

L'altitude orthométrique est exprimée dans le référentiel altimétrique EPF 1952.

2.- CONDITIONS D'INSTALLATION DE L'ANTENNE GPS

La base de l'antenne GPS a été fixée dans un tube qui a été scellé (résine Epoxy) à la verticale du repère RBGM. Un haubanage en nylon a permis d'assurer l'ensemble du montage. La hauteur de l'antenne par rapport au repère était égale à 1,58 m.

3.- COORDONNEES WGS 84 DE LA STATION

La transformation des coordonnées géographiques exprimées dans le système géodésique "Pointe Géologie - PERROUD 1950" dans le système WGS 84 a été effectuée à l'aide des paramètres de passage définis en annexe A.

Les coordonnées géographiques de la station DGPS exprimées dans le système WGS84 sont :

$$\begin{aligned}L &= 66^{\circ} 39' 54,3756'' \text{ S} \\G &= 140^{\circ} 00' 06,7455'' \text{ E} \\H &= -2,415 \text{ m}\end{aligned}$$

Les coordonnées ont été initialisées dans la station DGPS en dixième de minute (format imposé par SERCEL), à savoir :

$$\begin{aligned}L &= 66^{\circ} 39,9063' \text{ S} \\G &= 140^{\circ} 00,1124' \text{ E} \\H &= -2,42 \text{ m}\end{aligned}$$

hauteur de l'antenne par rapport au sol = 1,58 m

Planche n° 1

Zones de travaux hydrographiques

Système géodésique WGS84
projection UTM 54
Echelle 1/50 000

||| Profils à sonder (prévisions)



Planche n° 2

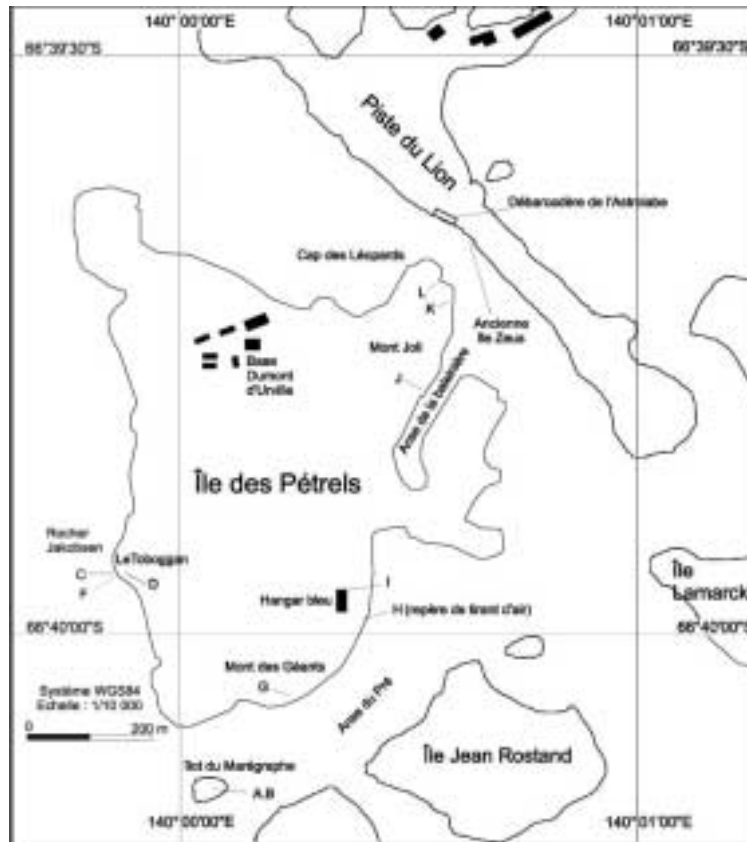


Planche n° 3

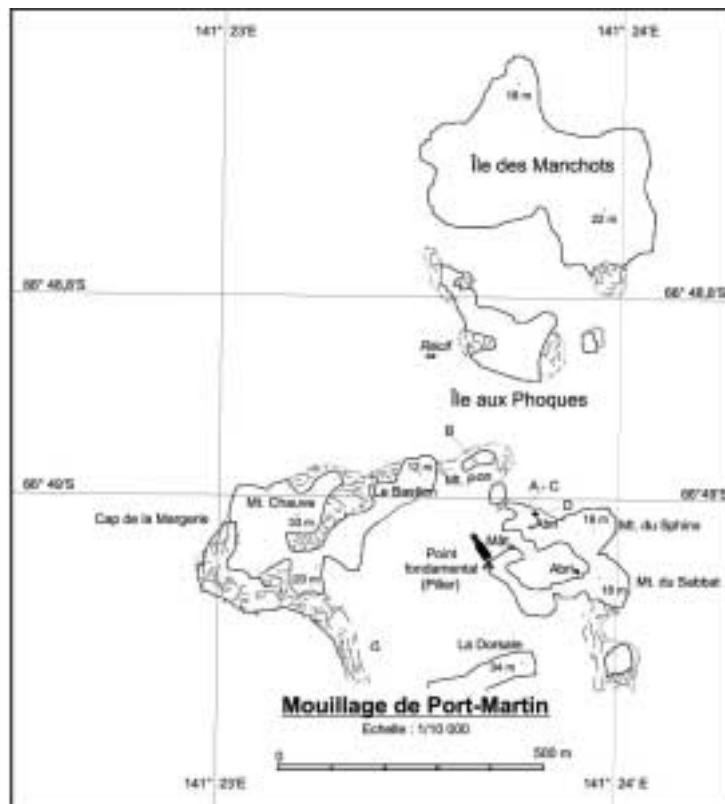


Planche n° 4-1

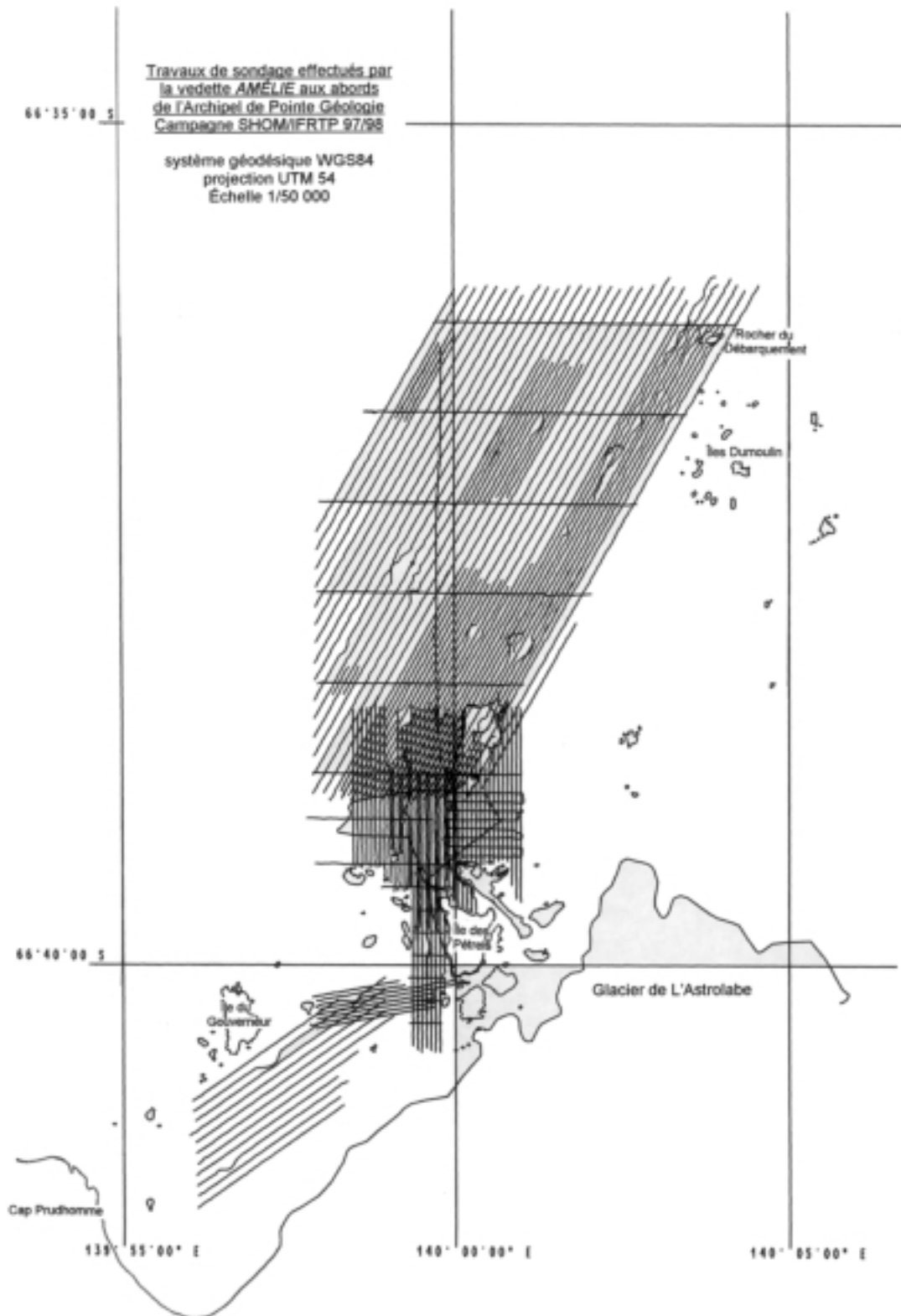


Planche n° 4.2

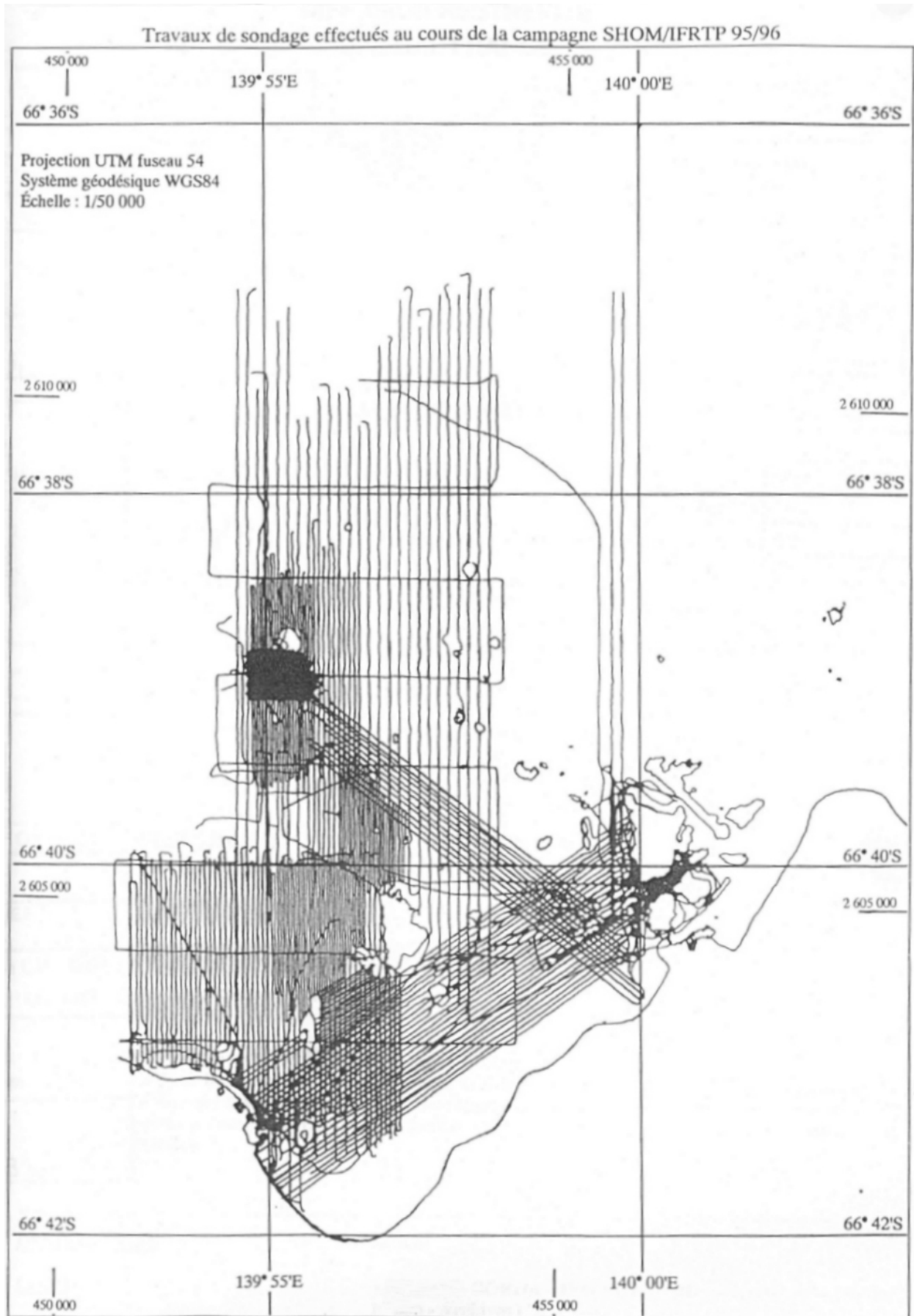
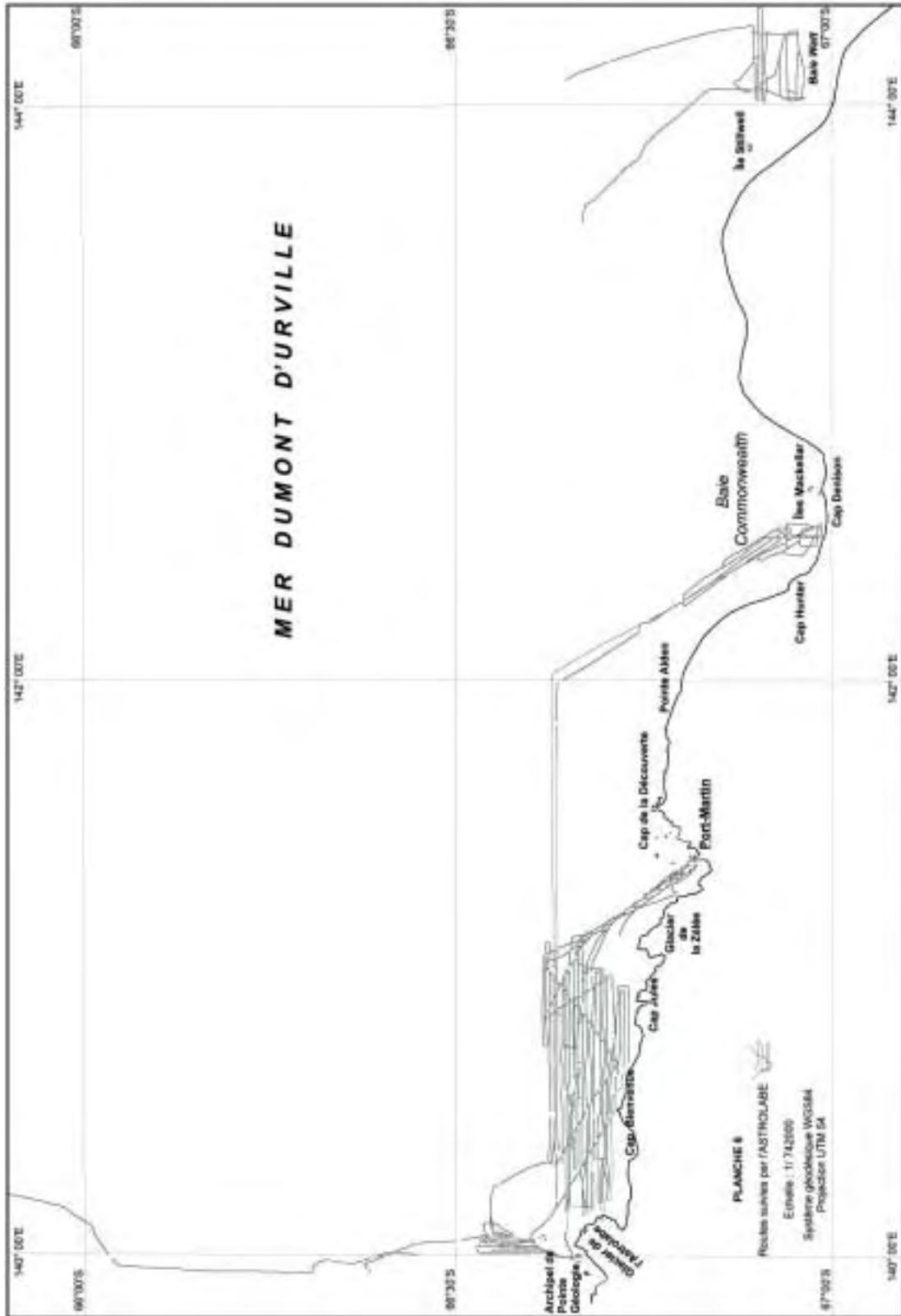


Planche n° 6



Imprimerie de l'Etablissement Principal
du Service Hydrographique
et Océanographique de la Marine
BP 30316 – 29603 Brest Cedex
Septembre 2004

Dépôt légal troisième trimestre 2004
Numéro d'éditeur : 2577

Sommaire

Première partie

Biographie de l'IGA Bernard SCHRUMPF (1930 – 2004), par l'IGA Y. DESNOËS

Waves and operational oceanography,
by F. ARDHUIN, A.D. JENKINS, D. HAUSER, A. RENIERS and B. CHAPRON

Impact of the sea state on the atmosphere and ocean,
by P. A.E.M. JANSSEN, O. SAETRA, C. WETTRE, H. HERSBACH and J. BIDLOT

Lagrangian and surface-following coordinate approaches to wave-induced currents and air-sea momentum flux in the open ocean, by A.D. JENKINS

Towards reliable breaking wave forecasts at sea, by M. BANNER, E. KRIEZI and R. MORISON

Some new observations regarding the attenuation and growth wind-forced waves, by W.L. PEIRSON

The wave-driven ocean circulation: basic formalism and applications to surface drift,
by F. ARDHUIN, B. CHAPRON and T. ELFOUHAILY

The influence of Langmuir cells on the velocity structure in the mixed layer,
by S. CARNIEL, M. SCLAVO and L. H. KANTHA

Coupling waves and currents in POLCOMS with measurements from the coastal observatory,
by J. WOLF

A note on Hasselmann's energy-transfer model, by M. STIASSNIE

Cartographie détaillée par l'emploi d'un sondeur multifaisceau,
par H. BISQUAY et P. MICHAUX

Deuxième partie

Mission océanographique de l'Atlantique – (août 1999 – août 2001),
par C. LE VISAGE

Mission hydrographique en Terre Adélie
(décembre 1995 – mars 1996 et décembre 1997 – mars 1998),
par E. L'ARVOR

ANNALES HYDROGRAPHIQUES 772



ISBN 2-11-093790-4