

**BALANÇO DE ENERGIA DA CAMADA DE MISTURA SUPERIOR OCEÂNICA – UMA REVISÃO**

CLAUDIO SOLANO PEREIRA e ANTONIO DIVINO MOURA

Instituto de Pesquisas Espaciais – INPE  
Caixa Postal 515 – 12201 São José dos Campos, SP

AFFONSO DA SILVEIRA MASCARENHAS JUNIOR

Instituto Oceanográfico da USP  
Caixa Postal 9075 – 05508 São Paulo, SP**RESUMO**

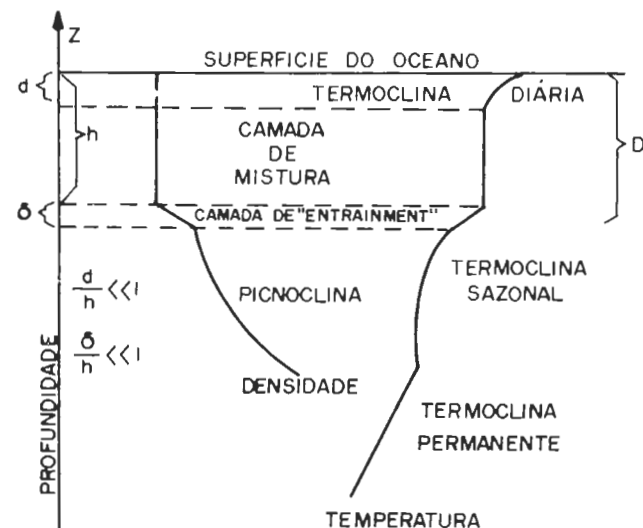
Entre os muitos processos físicos que envolvem a interação mútua entre oceano e atmosfera, este trabalho volta a atenção para aqueles que ocorrem na fina camada oceânica que recebe a ação da atmosfera. Além disso devido ao fato de que em oceano aberto as variações verticais de T e S são maiores do que as variações horizontais, só nos importa o comportamento unidimensional (vertical) da camada limite planetária oceânica sob a ação atmosférica. A atual impossibilidade de compreensão como um todo da ampla gama de movimentos que ocorrem simultaneamente na camada de mistura oceânica (c.m.), nos obriga a separá-los em três escalas temporais: a diurna, a ciclônica (sinótica) e a sazonal. Para cada uma destas escalas são dadas as características dos movimentos da c.m. em resposta às forçantes atmosféricas. Mais detalhadamente são analisadas as oscilações inerciais, pois estas em certas circunstâncias de fluxos de momentum na interface oceano-atmosfera, constituem a parte dominante da resposta oceânica, com a energia inercial sendo aproximadamente 2/3 da energia cinética total (D'Asaro 1985a, b). De uma análise qualitativa entre os modelos comumente usados para simulação dos movimentos na c.m., os modelos integrais ou de placa e os modelos de viscosidade turbulenta, são apontadas as diferenças básicas nos tipos de parametrizações utilizadas nestes modelos. Finalmente, são fundamentados os conceitos de se efetuar o balanço da energia cinética turbulenta e da energia potencial do oceano superior, e suas formas de conversão e dissipação.

**ABSTRACT**

This study is addressed to those interactive physical processes that take place between the upper layers of the oceans and the overlying atmosphere. It is examined only the vertical (unidimensional) response of the oceanic planetary boundary layer to an atmospheric forcing, due to the relative smallness of the temperature and salinity horizontal gradients. The complexity of motions in the mixing layer, spanning over a broad temporal spectrum does not allow one single integrated approach. Therefore, the mixing layer motions are classified according to their time scales into: diurnal, synoptic (cyclonic) and seasonal. The inertial oscillations are examined in a more detailed fashion for, under favorable atmospheric conditions conducive to a momentum flux into the ocean, they are the dominant oceanic response, with the inertial energy equal to approximately 2/3 of the kinetic energy (D'Asaro 1985a, b). A qualitative analysis of the most commonly used models (vertically integrated or slab models, and turbulent viscosity models) for simulating motions in the mixing layer gives the main differences in the parameterization schemes of these models. Finally, the necessary considerations to arrive at the balance of turbulent kinetic and potential energies in the upper ocean and their conversion and dissipation mechanisms are made.

## 1. INTRODUÇÃO

Basicamente, a estrutura vertical do oceano superior é composta por uma camada instável e turbulenta, que é limitada abaixo por uma camada estratificada estável, a termoclina sazonal (Fig. 1). Em geral, quantidades escalares tais como temperatura e salinidade estão bem misturadas verticalmente próximo à superfície do oceano. Esta região de águas bem misturadas é chamada de camada de mistura (c.m.), sendo caracterizada por estar em regime turbulento, pois está constantemente agitada pela tensão de cisalhamento do vento (t.c.v.) e pelo fluxo de "buoyancy" superficial. A profundidade ou espessura da c.m. abrange uma ampla faixa de valores, desde poucos metros até 100 ou 200 m, sendo que estas últimas são características das latitudes baixas e médias. Ressalva-se que, devido ao fato de o campo de velocidade não ter sido tão bem observado como os de temperatura e salinidade, ainda não está claro quanto o campo de velocidade é uniforme dentro da c.m., embora existam modelos on-



**Figura 1.** Representação esquemática da estrutura vertical do modelo de camada de mistura:  $d$ , espessura da região dominada pelas ondas;  $h$ , espessura da camada de mistura,  $\delta$ , espessura da camada de "entrainment".

de há a suposição básica da independência das correntes horizontais em relação à profundidade (seção 4).

Os vários fatores que contribuem para produção ou eliminação dos gradientes verticais de temperatura e salinidade no mar podem ser divididos em dois grupos: i) processos de transferência de energia na superfície do mar; ii) processos de transferência advectiva abaixo da superfície do mar (LaFond, 1954). São postuladas duas camadas de cisalhamento vertical: a zona próxima à superfície, que é a região dominada pelas ondas, e a zona entre a base da c.m. e o topo da termoclina, chamada de camada de "entrainment" (c.e.). Nesta c.e. há um transporte vertical de momentum e de calor para dentro da c.m.. Tanto a mistura vertical dentro da camada limite turbulenta, como a mistura por "entrainment" em sua base ocorrem em resposta à forçante atmosférica local, ou seja, à t.c.v. e ao fluxo de "buoyancy" na interface ar-mar. Abaixo da c.m. desaparecem os efeitos diretos desses fluxos turbulentos, e a pequena variabilidade encontrada nos campos de temperatura e salinidade é devida a ondas internas e movimentos quasi-geostróficos (Stevenson, 1980). Existem dezenas de contribuições na literatura especializada sobre o tópico de interações oceano-atmosfera, como os de Phillips (1977); Niiler & Kraus (1977); Pollard (1977); Garwood (1979); Mascarenhas (1981). Este trabalho aborda a dinâmica da c.m. sob o ponto de vista que enfatiza os processos turbulentos e de mistura que ocorrem dentro da camada limite planetária oceânica.

## 2. AS ESCALAS DE TEMPO DA C.M.

As camadas superiores do oceano servem como zona de amortecimento entre a atmosfera e a circulação profunda. Saber como o momentum transferido da atmosfera se distribui no oceano é fundamental para entender como a atmosfera força as várias escalas de movimento no oceano (Krauss, 1981; Greatbatch, 1984; D'Asaro 1985b). Outra questão que se coloca é como a atmosfera e o oceano interagem mutuamente em termos de trocas de calor (Prangma & Kruseman, 1984; Garwood et al., 1981), pois o calor que está distribuído de uma maneira não uniforme no oceano superior, determi-

ará anomalias de temperatura superficial do mar que é uma importante condição de contorno para a circulação da atmosfera (Malkus, 1962; Namias, 1973; Moura & Shukla, 1981). Esta é a realimentação nos processos de interação oceano-atmosfera.

Em resposta à atmosfera, a c.m. varia principalmente em três escalas de tempo: diurna, ciclônica e sazonal.

#### a) Escala diurna

Durante regimes de ventos leves, o ciclo de aquecimento diurno introduz uma importante escala de tempo no balanço de energia. Quando a radiação solar incidente for maior do que a soma da radiação de retorno de onda longa com os fluxos de calor latente e sensível, há a formação de uma camada de água menos densa próxima à superfície (acréscimo de "buoyancy"), que inibe fluxos turbulentos para baixo. Como a componente vertical da turbulência é insuficiente para transportar calor e momentum até a base da c.m., há retração desta c.m., podendo chegar mesmo a desaparecer. À noite, a emissão de radiação de onda longa e os fluxos de calor sensível esfriam a c.m., e a geração de turbulência convectiva e mecânica resulta na erosão das camadas estáveis formadas durante os períodos de aquecimento diurno (Stommel et al., 1969; Saltzman & Ashe, 1976).

#### b) Escala ciclônica (sinótica)

Simpson (1969) sugeriu que os fluxos de momentum e calor entre oceano-atmosfera, que são significativos nas latitudes médias, estão concentrados quase que inteiramente dentro dessa escala sinótica. Nesta escala, as variações no campo de temperatura e de velocidade no oceano estão associadas com a passagem de ciclones e anti-ciclones em movimento para leste.

No campo de temperatura, durante períodos de tempestades com fortes ventos e intenso fluxo de calor para cima, há a geração de mistura turbulenta que supera a tendência do aquecimento diurno em produzir uma camada estável próxima à superfície. Nas latitudes médias, quando da passagem de um ciclone extratropical, a resposta do oceano é caracterizada por um rápido afundamento e resfriamento da c.m.. Por causa da grande inércia térmica, da pequena inércia mecânica, e da fraqueza dos processos de dissipação na c.m., as tempestades podem gerar grandes e persistentes anomalias de temperatura da superfície do mar.

Para tempestades que perduram até um período inercial, a resposta inclui oscilações inerciais (seção 3). Para tempestades que perduram mais que um dia são

estabelecidos transportes de Ekman na camada superior resultantes do rotacional da t.c.v.. Uma das primeiras tentativas no estudo da resposta do oceano a uma única tempestade foi feita por Francis & Stommel, 1953. Desde o artigo de Kraus & Turner (1967) sobre a modelagem da c.m., muitos outros trabalhos tentam descrever os processos físicos que contribuem para a mistura e o movimento da camada superior do oceano (O'Brien & Reid, 1967; Geisler, 1970; Pollard et al., 1973; Halpern, 1974; Niiler, 1975; Mellor & Durbin, 1975; Price et al., 1978; De Szoeke, 1980; Klein & Coantic, 1981; Price, 1981; Greatbatch, 1983, 1984; Kundu & Thomson, 1985; D'Asaro, 1985a, b; Pereira, 1988). Todos estes autores descreveram processos que agem sobre o sistema em escalas de tempo relativamente curtas (horas até no máximo 2 semanas).

#### c) Escala sazonal

Por volta do início da primavera, quando a atmosfera já aquece a superfície do oceano, a temperatura da c.m. começa a aumentar, e esta a se tornar mais rasa. A retração devido ao aquecimento da c.m. continua por todo o verão, fazendo que se forme uma termoclina sazonal. No início do outono há uma reversão neste processo, e a c.m. inicia o afundamento com a consequente erosão da termoclina sazonal. Por todo outono e inverno, a c.m. continua a resfriar-se e a tornar-se cada vez mais profunda. Nos trabalhos de Kraus & Turner (1967), Gill & Niiler (1973), Denman (1973), Niiler (1975), Haney & Davies (1976), Gill & Turner (1976), há a descrição e simulação de todo ou parte deste ciclo sazonal.

Observa-se, entretanto, que as variações nas escalas de tempo da c.m. não são independentes. Por exemplo, variações diurnas tendem a ser maiores na primavera e verão quando o aquecimento solar é mais forte. Dois interessantes trabalhos onde são estudados o acoplamento entre as três escalas de tempo são os de Elsberry & Camp (1978), e de Camp & Elsberry (1978). Nestes trabalhos, a principal conclusão é que a transição de uma c.m. profunda (inverno) para uma c.m. rasa (verão) pode ocorrer em um único dia, dependendo da magnitude das tempestades e da duração dos ventos leves entre estas tempestades.

### 3. AS OSCILAÇÕES INERCIAIS NA C.M. OCEÂNICA

A t.c.v. sobre a superfície do oceano gera ondas inerciais de um modo intermitente. As principais características dos movimentos inerciais são correntes intermi-

tentes com velocidades típicas de 10 a 20 cm/s, cujo hodógrafo é aproximadamente um círculo que gira no sentido anti-horário (H.S.), com um período próximo ao período inercial local,  $1/f$ , onde  $f$  é a frequência inercial ( $f = \text{sen}(\text{latitude})/12 \text{ hr}$ ). Dentro da c.m. os movimentos inerciais são coerentes e em fase (Pollard, 1970; Pollard & Millard, 1970), aumentam em resposta à mudanças no vento local (Thomson & Huggett, 1981), e decaem em muitos períodos inerciais (Price, 1976; Kundu, 1986). Todos os registros oceanográficos são dominados pelas oscilações inerciais e pelas oscilações semidiurnas. O espectro de energia confirma o domínio dessas frequências, onde 60% a 80% da energia está na banda de baixa frequência, que inclui a corrente média (Pollard, 1980).

A quantidade de energia colocada nos movimentos inerciais pelas flutuações no campo de vento é basicamente dependente da profundidade da c.m. e do tempo que o vento atua, não sendo muito afetada pela estratificação nem pela escala horizontal da t.c.v.. Nas latitudes médias, as escalas de tempo dominantes da atmosfera são maiores do que  $1/f$ , com escalas de espaço entre 500-2000 km (Fissel, 1976). No entanto, as características do campo de vento que mais influenciam as oscilações inerciais são aquelas que tem escalas de tempo pouco menores do que um período inercial. Ainda que as grandes baixas estacionárias ou jatos zonais estacionários possam provocar fortes t.c.v. na superfície do oceano, esses distúrbios sinóticos não excitam oscilações inerciais na c.m. (D'Asaro, 1985b). Características atmosféricas com escalas da ordem de 100 km, na direção de advecção, passam por uma dada localização com uma escala de tempo de aproximadamente  $1/f$ . Esses eventos associados com passagens de frentes frias ou pequenas baixas secundárias contribuem com a maior fração para a produção de energia cinética turbulenta (e.c.t.) para mistura nas camadas superiores do oceano (Elsberry & Raney, 1978; Haney et al., 1981). Desta forma, eles são muito eficazes para gerar no oceano variações de mesoescala (30-2000 km) (Orlanski & Polinsky, 1983), como também para excitar fortes oscilações inerciais. Nessas circunstâncias de fluxos de momentum na interface oceano-atmosfera, as oscilações inerciais constituem a parte dominante da resposta oceânica, com a energia inercial sendo aproximadamente 2/3 da energia cinética total (D'Asaro, 1985a, b).

No início, as oscilações inerciais estão concentradas na c.m. e propagam-se para baixo com uma velocidade de grupo, que varia proporcionalmente com a estratificação, em torno de 0,03 a 3 m/dia (Pollard, 1980). Devido a esta pequena velocidade de grupo elas submetem-se a uma forte atenuação por dispersão turbulenta, sendo improvável que as amplitudes que são observadas nos pacotes de oscilações inerciais abaixo da c.m., sejam gera-

das pela ação de uma única tempestade na superfície do mar. Esta propagação de energia para baixo está associada com uma propagação de fase para cima (Kundu & Thomson, 1985).

As ondas inerciais podem viajar milhares de quilômetros antes de serem dissipadas. Porém, ao longo do caminho estas podem ser distorcidas por numerosos fatores como, por exemplo, pelo escoamento médio que pode aprisionar e amplificar essas ondas. As oscilações inerciais tem um período de duração da ordem de mais ou menos 1 semana. Pelo fato das ondas de gravidade serem mais rápidas do que as ondas inerciais, quando elas viajam para fora da região sob influência do vento formam uma configuração de ondas moduladas com frequências que crescem de uma forma gradual.

Ainda não está muito claro como a energia nas frequências quasi-inerciais é removida das camadas superiores. Parece improvável que somente a dispersão seja o único mecanismo responsável pela perda de energia. A esta deve ser suplementada outros mecanismos tais como a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, a turbulência, a atuação de um segundo vento, que poderiam causar oscilações de curta duração (Pollard, 1980).

A resposta baroclínica do oceano à atuação de tempestades em movimento pode ser dividida de um modo conveniente, em duas componentes distintas:

- i) uma componente independente do tempo, a componente geostrófica, e que fica confinada na região forçada abaixo da tempestade;
- ii) outra componente dependente do tempo, a componente ondulatória com frequência quasi-inercial, e que é espalhada lateralmente.

Quando uma tempestade move-se mais rápida do que a velocidade de fase da onda interna ( $c = (g'H)^{1/2}$ , com valor típico da ordem de 2 m/s) prevalece a segunda componente (Geisler, 1970; Price, 1983; Gill, 1984). Às tempestades severas que são acompanhadas por fortes rajadas de ventos cobrem o espectro completo de frequências no domínio das ondas internas. Quando a velocidade de translação dá tempestade for menor do que a velocidade de fase da onda interna, há produção de correntes quasi-geostróficas. O caso limite é obtido quando a tempestade está parada e a resposta é um escoamento estacionário, geostrófico, forçado pelo vento (Orlanski & Polinsky, 1983).

#### 4. TIPOS DE MODELOS DE C.M.

Assim, as camadas superiores do oceano estão constantemente submetidas aos efeitos atmosféricos na

interface ar-mar. Duas classes de modelos fundamentalmente distintos, os modelos integrais (ou de placa) e os modelos de viscosidade turbulenta, procuram simular o comportamento da c.m. sob condições forçadas (Elsberry & Garwood, 1980). A diferença mais significativa entre estes modelos é que, enquanto o modelo integral assume uma corrente uniforme na c.m., o modelo de viscosidade turbulenta assume a presença de um gradiente de velocidade média (cisalhamento).

Nos modelos de placa (Kraus & Turner, 1967; Denman, 1973; Niiler & Kraus, 1977) considera-se uma região totalmente turbulenta do oceano superior que está limitada acima pela interface ar-mar, e abaixo por uma massa d'água que é dinamicamente estável. O vento e o fluxo de "buoyancy" intermitentes da superfície são as fontes de energia mecânica para a geração desta turbulência. Fluxos verticais pouco intensos abaixo da c.m., juntamente com a alta intensidade da turbulência dentro da camada, resultam em uma aproximada uniformidade vertical na densidade e na velocidade média. Esta aparente homogeneidade é a raiz do termo placa.

Os modelos de viscosidade turbulenta (Mellor & Durbin, 1975; Kundu, 1980) assumem que há alguma mudança na velocidade com a profundidade, e que a transferência de momentum devido ao gradiente de velocidade pode ser modelado por um processo difusivo turbulento. Geralmente, para a parametrização dos fluxos turbulentos são usados os métodos de fechamento de segunda ordem (Klein, 1980).

Esta diferença fundamental entre modelos de placa e de viscosidade turbulenta pode não ser tão importante em condições atmosféricas amenas, mas quando extrapoladas para tempestades, os perfis previstos pelos dois modelos podem ser significativamente diferentes (Gordon, 1982). Não importa se modelo de coeficientes turbulentos ou se modelo de placa, o fato é que nos dois tipos de modelos há a necessidade de se parametrizar fluxos turbulentos para se fechar o conjunto de equações governantes. Os dois tipos básicos de parametrizações comumente usados nos modelos de c.m., até agora são:

#### a) Transferência de momentum via viscosidade turbulenta

A idéia desta transferência de momentum devido ao cisalhamento da velocidade origina-se da comparação com processos de difusão molecular. Nesta analogia, supõe-se que a transferência turbulenta de momentum será proporcional ao gradiente médio da velocidade. O objetivo é determinar o coeficiente de viscosidade turbulento que apropriadamente traduza a relação entre cisalhamento e t.c.v., ou seja, estimar os valores das difusivida-

des turbulentas  $K_m$ . A falta de consenso em relação ao valor desses coeficientes, ou suas relações com outros parâmetros físicos, tais como a estratificação, provocam incertezas nas teorias de coeficientes turbulentos para condições oceânicas.

#### b) Transferência de momentum via balanço de energia mecânica

Nos modelos do tipo placa é usado o conceito de "entrainment" na base da c.m.. O estudo de processos de mistura que ocorre numa interface agitada apenas por um lado, mostra que não se cumpre a expectativa que esta agitação viesse a suavizar os gradientes interfaciais. Pelo contrário, verifica-se que a interface torna-se mais nítida, com transferência de matéria sempre do fluido não-turbulento para dentro do fluido turbulento, onde rapidamente torna-se bem misturado. Esse fenômeno é chamado de "entrainment". Há basicamente dois tipos de mecanismos através dos quais ocorre o "entrainment" (Turner, 1968; Kantha & Phillips, 1977), sendo que os modelos de c.m. diferem entre si no peso atribuído a estes fatores:

- i) fluxos de calor, sal e momentum na superfície do mar geram turbulência na camada superficial. Vórtices turbulentos aí gerados, propagam-se para baixo, até colidir com a interface de densidade existente na c.e., fazendo com que haja uma deflexão desta interface, que por reação injeta fluido para dentro da c.m. (Kraus & Turner, 1967; Phillips, 1972; Denman, 1973; Garwood, 1977);
- ii) cisalhamento entre a c.m. e as águas profundas. Esta instabilidade de cisalhamento na c.e. provoca ondas de Kelvin-Helmholtz que, à medida que crescem, carregam consigo fluido para dentro da c.m., que é imediatamente misturado (Pollard et al., 1973; Price et al., 1978; D'Asaro, 1978).

A taxa de "entrainment",  $W_e$ , é a velocidade com que as partículas de fluidos movem-se verticalmente na base da c.m. relativamente ao fundo da c.m., e está relacionada com a aquisição líquida de massa d'água na c.m.. Esta taxa é obtida através da integração vertical da equação da continuidade na c.m., e é expressa por:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (h \langle v \rangle) = \frac{dh}{dt} + W(-h) = W_e \quad (1)$$

onde  $h$  é a profundidade da c.m.,  $\langle v \rangle$  é a velocidade horizontal da c.m. medida na vertical, e  $w(-h)$  é a velocidade vertical na base da c.m..

A espessura da camada pode mudar pela divergência do transporte naquela camada, que é chamado de

“stretching”, e pelo “entrainment”. O “stretching” pode aumentar ou decrescer  $h$ ; o “entrainment” pode somente causar o aumento da espessura da c.m..

Se a geração da e.c.t. não for suficiente para misturar o “buoyancy”, que pode estar sendo adicionado à superfície do mar, não haverá “entrainment”. Durante este processo, chamado “detrainment”, o fluido deixa a c.m. retendo os mesmos valores de “buoyancy” e velocidade quando da sua permanência na c.m.. Portanto, no processo de “detrainment” não se verifica saltos nos campos de velocidade e de “buoyancy” na base da c.m..

Os modelos do tipo placa, pelo fato de não requererem perfis dentro da c.m., utilizam, para as parametrizações dos fluxos turbulentos nos limites superior e inferior da c.m., os princípios do balanço de energia mecânica. No entanto, a aplicação desses princípios geram uma importante controvérsia, se é o balanço da energia cinética do escoamento médio (Pollard et al., 1973; Thompson, 1976), ou se é o balanço da e.c.t. (Kraus & Turner, 1967; DeSzoek & Rhines, 1976; Garwood, 1977) o responsável pela taxa de “entrainment”. Esta taxa é a quantidade chave para a determinação da dinâmica da c.m.; se o fluxo de “entrainment” não estiver certo, os fluxos interiores da c.m. não estarão corretos.

## 5. BALANÇO DA E.C.T. E DA ENERGIA POTENCIAL NO OCEANO SUPERIOR

As várias interações que transferem energia entre a atmosfera e o oceano geram ondas internas, correntes, e modificam o perfil de densidade. O fluxo de energia turbulenta a partir da atmosfera é especificado em termos da t.c.v.. Assim, a taxa de trabalho por unidade de área pela t.c.v. a 10 m de altura é:

$$E_a = |\tau| \bar{U}_a = \rho_a C_D \bar{U}_a^3 \quad (2)$$

onde  $|\tau|$  é o módulo da t.c.v.,  $\rho_a$  é a densidade do ar próximo à superfície oceânica,  $C_D$  é o coeficiente adimensional de arrasto, e  $\bar{U}_a$  é a velocidade do vento médio a 10 m de altura.

A escala de velocidade apropriada para a água é:

$$u_* = \left( \frac{|\tau|}{\rho_o} \right)^{1/2} = \left( \frac{\rho_a}{\rho_o} \right)^{1/2} C_D^{1/2} \bar{U}_a \quad (3)$$

onde  $\rho_o$  é a densidade de referência para a água, e  $u_*$  é a velocidade de fricção.

Portanto, a taxa de transferência de energia turbulenta para a água é:

$$E_w = |\tau| u_* \left( \frac{\rho_a}{\rho_o} \right)^{1/2} C_D^{1/2} E_a \quad (4)$$

Sem contar que parte de  $E_a$  é dissipada no ar antes de alcançar a superfície do mar, desta relação vê-se que somente uma pequena fração é acoplada através da interface ar-mar.

Do momentum transportado para dentro do oceano pela t.c.v., a maior parte é usada para gerar ondas superficiais (Dobson, 1971). Parte dessa energia ondulatória é advectada para longe, parte é transformada em turbulência através da arrebentação das ondas na superfície, e parte é transferida para as correntes de deriva. Além da arrebentação das ondas, normalmente são considerados três mecanismos para a produção de e.c.t. (D'Asaro, 1985b):

- i) produção por cisalhamento induzido pelo vento próximo a superfície, que é normalmente parametrizado por um múltiplo de  $u_*^3$ ;
- ii) produção por cisalhamento na base da c.m.;
- iii) produção pela convecção devido aos fluxos superficiais de “buoyancy”.

A e.c.t. gerada pode ser usada para aumentar a energia potencial da coluna d'água, através da realização de trabalho contra as forças de flutuação, para aumentar a energia cinética do escoamento médio, e o restante é dissipado. A taxa de aumento da energia potencial do oceano superior por unidade de área,  $E_p$ , devido ao trabalho feito pela mistura, é aproximadamente uma fração constante  $m$  da taxa de energia turbulenta transferida para baixo pela t.c.v. a 10 m acima da superfície (Turner, 1969):

$$E_p = m E_w \quad (5)$$

No cálculo de  $m$  estão implícitas as suposições referentes ao coeficiente de arrasto  $C_D$ . Tem-se então,

$$m = \frac{\text{mudança na energia potencial}}{\text{taxa de produção de energia turbulenta pela t.c.v.}}$$

Os valores de  $m$  podem ser estimados a partir de perfis de temperatura do oceano superior. Algumas sugestões sobre esses valores são:  $m = 0,01$  (Turner, 1969);  $m = 0,0015$  (Kato & Phillips, 1969);  $m = 0,0012$  (Denman, 1973);  $m = 0,0039$  (Halpern, 1974). A dissipação de energia dentro da c.m. está incluída na avaliação de  $m$ . No entanto, a dissipação deve ser tratada de modo explícito, se forem consideradas várias faixas de velocidade de vento ou trocas de calor na superfície do mar.

Antes de abordar as energias envolvidas na c.m., deve-se notar que há duas quantidades básicas relacio-

nadas à t.c.v., mas que são diferentes quanto aos efeitos no oceano superior. A primeira é  $u_*^3$ , que está relacionada à taxa total de produção pelo vento da energia turbulenta disponível para mistura nas camadas superiores do oceano. A segunda é a componente vertical do rotacional da t.c.v., que está relacionada ao divergente da corrente de deriva (Ekman) superficial.

Assim,  $u_*$  e  $\text{rot}_z \tau$  estão diretamente relacionados a dois processos oceânicos distintos: a mistura vertical e o "pumping Ekman".

**a) Balanço da ECT**

A equação unidimensional que expressa o balanço da energia cinética média do movimento turbulento, por unidade de massa, e com a suposição que todos os fluxos que ocorrem na c.m. sejam verticais, é representada por (Gill, 1982):

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{e}_k = \underbrace{-\overline{u'w'}}_A \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \underbrace{\overline{w'b'}}_B - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'(p' + \bar{e}_k)}}_C - \underbrace{\epsilon}_E \quad (6)$$

onde,

$$\bar{e}_k = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2}, \quad \text{e} \quad b' = -g \frac{\rho'}{\rho}$$

As variáveis linhas são perturbações a partir da média para a densidade  $\rho$ , a pressão  $p$ , e as componentes de velocidade  $u, v, w$  nas direções  $x, y, z$ , respectivamente. A velocidade média  $\bar{u}$  está no plano  $xz$ .

O significado dos termos em (6) é:

- A) Variação local da e.c.t. média. A e.c.t. é da ordem de  $3/2 u_*^2$ , onde  $u_*^2$  é a velocidade de fricção na água (Denman, 1973). Para ventos de 10 m/s,  $u_* \approx 1$  cm/s. Para escalas de tempo da ordem de 1 dia, o termo  $\partial \bar{e}_k / \partial t$  é da ordem de  $10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>. Comparado com valores, por exemplo, de  $\epsilon$ , esse termo é sempre menor do que 1% e a e.c.t. é suposta estar num estado quasi-estacionário (Niiler & Kraus, 1977; Davis et al., 1981; Oakey & Elliott, 1982), de tal modo que conversões de energia são realizadas pela redistribuição entre os termos da direita de (6).
- B) Produção de  $\bar{e}_k$  pelo cisalhamento, onde somente é considerado o cisalhamento vertical da corrente horizontal. É o termo de conversão de energia cinética média  $E_k$ , e a e.c.t.  $\bar{e}_k$ .

- C) Produção ou perda de  $e_k$  pelo fluxo vertical de "buoyancy". Se este fluxo for para baixo, isto é,  $\overline{w'b'} < 0$ , a e.c.t. diminui com o conseqüente aumento da energia potencial. É o termo da conversão entre e.c.t. e energia potencial.
- D) O 1º e 2º termos de D compõem a divergência do fluxo de e.c.t.. Representam uma redistribuição de energia pela advecção turbulenta e pelo trabalho da força de pressão.
- E) Dissipação. Um valor típico de  $\epsilon$  dentro da c.m., mas abaixo da zona de arrebenção das ondas, é da ordem de  $10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/s<sup>3</sup> (Grant et al., 1968). Já a escala de tempo característica da dissipação,  $(\epsilon/\nu)^{1/2}$ , onde  $\nu$  é a viscosidade, é da ordem de dezenas de segundos. Nesta escala de tempo não é importante a advecção de e.c.t..

Na hipótese de Garwood (1977) a convergência do fluxo de e.c.t. na base da c.m. é proporcional a componente vertical da e.c.t., a e.c.t. total na c.m., e inversamente proporcional à distância que esta energia é transportada, ou seja:

$$\left[ -\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'(p' + \bar{e}_k)} \right]_{-h} = m_4 \frac{\langle \overline{w'w'}^{1/2} \rangle \langle \bar{e}_k \rangle}{h} \quad (7)$$

onde  $m_4$  é um dos parâmetros que representam a eficiência dos processos de conversão de energia. Portanto, a partir de (6), se não considerarmos a produção de e.c.t. pelo cisalhamento do escoamento médio, tampouco a dissipação, tem-se para o estado estacionário da e.c.t.:

$$\left[ -\overline{w'b'} \right]_z = -h = m_4 \frac{\langle \overline{w'w'}^{1/2} \rangle \langle \bar{e}_k \rangle}{h} \quad (8)$$

Assim, o fluxo de "buoyancy" na c.e.,  $-\overline{w'b'}$  (-h), é função dos valores médios na c.m. da e.c.t., e da sua componente vertical. Isto permite incluir os efeitos da distribuição relativa da e.c.t. entre as componentes horizontal e vertical, esta última sendo importante no caso em que haja retração da c.m. ( $\partial h / \partial t < 0$ ).

**b) Balanço da Energia Potencial**

A energia potencial da c.m. por unidade de área é dada por:

$$P = g \int_{-D}^0 \rho (z - z_0) dz \quad (9)$$

onde  $-D = -h = -\delta$  é um nível imediatamente abaixo da c.m. em que os fluxos turbulentos e radiativos de calor

são desprezíveis, e  $z_0$  é um nível de referência para a energia potencial.

A equação de balanço para P é obtida da equação da energia termodinâmica que pode ser expressa como:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla + W \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\alpha}{c_p} q + \overline{w' \rho'} \right) = 0 \quad (10)$$

onde  $q(z)$  é o fluxo do calor radiativo para baixo,  $\alpha$  é o coeficiente de expansão térmica, e  $c_p$  é o calor específico para a água do mar.

A multiplicação da equação (10) por  $g(z - z_0)$ , e a integração por partes, desde  $z = -D$  até  $z = 0$ , resulta:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \underbrace{-g \int_{-D}^0 (z - z_0) (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho + w \frac{\partial \rho}{\partial z}) dz}_{A} + \underbrace{\frac{\alpha g}{c_p} [ Q_0 z_0 + \int_{-D}^0 q dz ]}_{B} - \underbrace{g \int_{-D}^0 \overline{w' \rho'} dz}_{C} \quad (11)$$

com

$$Q_0 = q(z=0) + \frac{c_p}{\alpha} \overline{w' \rho'}(z=0) \quad (12)$$

A quantidade  $Q_0$  representa o fluxo líquido de calor na superfície do oceano. Dentro do contexto da dinâmica da c.m., os termos A e B em (11) são considerados como influências externas para o balanço de energia potencial. O termo advectivo A é determinado primariamente pelas condições do oceano profundo, e o termo B pelas condições atmosféricas. O termo C, que é fluxo vertical de "buoyancy" integrado, mede a taxa do processo dinâmico interno.

Quando se está interessado na dinâmica da c.m., pode-se escrever a energia potencial ajustada:

$$P^* = P - \int_0^t (A + B) dt \quad (13)$$

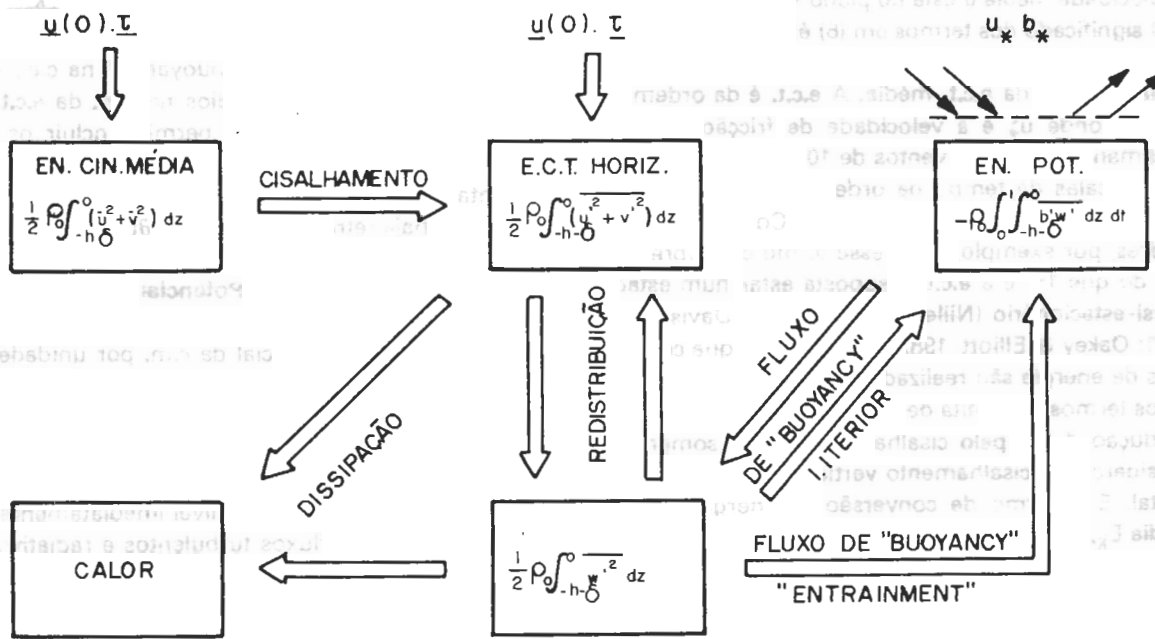
Desta forma fica claro que:

$$\frac{\partial P^*}{\partial t} = C$$

en.pot.  $\Leftrightarrow$  e.c.t.

Uma representação esquemática do balanço de energia mecânica para a c.m. pode ser vista na Fig. 2.

Figura 2. Balanço de energia mecânica para a camada de mistura oceânica, por unidade de área da seção transversal da coluna d'água.





## 6. COMENTÁRIOS FINAIS

A fim de se fazer uma análise crítica das principais limitações dos modelos de c.m. oceânica, vamos classificar seus erros em quatro categorias:

- i) erros devido à incerteza nos cálculos das forças atmosféricas;
- ii) erros devido às condições iniciais mal colocadas;
- iii) erros devido às limitações físicas do modelo, ou seja, suas hipóteses simplificadoras e aproximações;
- iv) erros devido à imprecisão das soluções numéricas.

Na primeira categoria, um procedimento típico para especificar os fluxos de momentum e de calor na superfície do mar é usar as equações aerodinâmicas globais que incluem necessariamente dados sobre velocidade do vento, temperatura do ar, temperatura do ponto de orvalho, cobertura de nuvens, temperatura da superfície do mar, além de valores empíricos de coeficientes adimensionais.

Há vários estudos específicos sobre avaliações quantitativas das influências desses parâmetros sobre os cálculos das forças atmosféricas através das fórmulas aerodinâmicas globais (Friedé & Schmitt, 1976; Fissel et al., 1977; Foken, 1984; Stravisi & Crisciani, 1986). Um resumo das principais conclusões são repetidas aqui:

- a) A velocidade do vento é muito importante, pois seu efeito é triplo na dinâmica do oceano superior. Primeiro, que é a fonte indutora de correntes superficiais. Segundo, que provoca mudanças na profundidade da c.m., porque a produção de e.c.t. é diretamente proporcional ao cubo da velocidade de fricção. Terceiro, que controla a transferência de calor latente e sensível entre a atmosfera e o oceano.
- b) A temperatura do ponto de orvalho é importante, pois entra no cálculo do fluxo de calor latente.
- c) A temperatura da superfície do mar é importante, pois ela é elevada à quarta potência no cálculo da emissão de radiação infravermelho.
- d) A temperatura do ar próximo à superfície, e a estimativa da cobertura de nuvens não são tão importantes como são os outros parâmetros, pois entram linearmente no cálculo do fluxo de calor sensível, e no termo de aquecimento (radiação solar) ou resfriamento (radiação de onda longa), respectivamente.
- e) A seleção de um valor para os coeficientes adimensionais depende das condições específicas para as quais o modelo é proposto. Diante deste quadro empírico, é natural a existência de uma ampla faixa de valores encontrados na literatura (Hidy, 1972) mas que, normalmente, não levam em conta a estratificação da coluna d'água.

Portanto, a incerteza na estimativa da t.c.v. é a

fonte de erro em todos os modelos de previsão do comportamento térmico e dinâmico do oceano superior, principalmente quando tratam de condições severas de ventos.

Na segunda categoria, os estudos específicos sobre a influência das condições iniciais nos modelos de previsão, através do uso da técnica de assimilação de dados (Elsberry & Warrenfeltz, 1982), ainda não são conclusivos. No modelo de c.m. desenvolvido por Martin (1982), para estudo da resposta do oceano à passagem do furacão Eloise, foi verificado que, embora houvesse algumas incertezas nas condições iniciais, os resultados foram razoavelmente similares. No entanto, são poucos os trabalhos onde é manifesta a preocupação em avaliar os efeitos dos diferentes perfis iniciais de temperatura e de velocidade sobre a previsão da evolução da c.m..

Na terceira categoria, os modelos se distinguem pelas diferentes hipóteses e aproximações utilizadas em suas formulações. Podemos, no entanto, citar algumas dessas que geralmente são comuns aos diversos modelos:

- a) a omissão dos efeitos da salinidade na dinâmica do oceano superior, o que não permite, por exemplo, considerar aspectos característicos da resposta do oceano a eventos atmosféricos como a precipitação (Miller, 1976);
- b) a mistura horizontal é representada por um termo de difusividade turbulenta, com coeficiente constante, que parametriza os efeitos dispersivos dos movimentos não resolvidos pelos modelos. Tem-se que admitir que o uso da difusividade turbulenta é uma pobre parametrização do efeito na mistura horizontal em um campo que é fortemente não-homogêneo;
- c) os coeficientes que representam a eficiência da conversão de e.c.t. e potencial são empíricos, o que, portanto, são possíveis de alteração. Por exemplo, pode-se aumentar a influência do termo dissipativo o que conduziria a um afundamento mais lento da c.m. quando esta é submetida a um intenso campo de ventos;
- d) ainda que o processo de "entrainment" é possível através das adoções ad hoc e parametrizações do fluxo de "buoyancy" na base da c.m., estas parametrizações não têm nenhum suporte experimental incontestável. A sensibilidade dos resultados para as parametrizações, dos processos de "entrainment", mistura horizontal, dissipação, deve ser objeto de estudos posteriores;
- e) instabilidades podem ocorrer quando algum parâmetro dinâmico alcança um valor típico. Os modelos de c.m. utilizam o número gradiente de Richardson ( $R_i$ ), que, embora relacione grandezas termodinâmicas

(diferenças de densidade) com grandezas dinâmicas (cisalhamento vertical na velocidade), é inerente que seja muito dependente de distâncias sobre as quais se estima os saltos nas variáveis em jogo. É da adequação dessas distâncias que se pode fazer com que um valor crítico seja alcançado ou não, o que se traduz em se basear em um critério não muito rigoroso para provocar ou não instabilidades na coluna d'água.

Na quarta categoria, os esquemas numéricos empregados nos modelos devem garantir a estabilidade numérica sob todas as circunstâncias durante o período de interesse para integração (Mesinger & Arakawa, 1976). Além disso, a imposição das condições de contorno é um ponto fundamental na adequação numérica à realidade física.

## 7. CONCLUSÕES

Modelos de previsão do oceano superior baseiam-se em problemas de valor inicial e de contorno, que são

muito dependentes da disponibilidade das observações meteorológicas e oceanográficas. Em adição, os resultados gerados por qualquer modelo devem ser comparados quantitativamente com observações oceânicas reais. Porém, as interpretações desses resultados devem ser feitas com precauções pois, até o momento, a falta de dados adequados para simulações numéricas é o maior obstáculo para o desenvolvimento geral dos modelos de previsão da estrutura térmica e dinâmica do oceano superior.

## 8. AGRADECIMENTOS

Este trabalho é parte da tese de doutorado do primeiro autor, apresentada no Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE). Os autores agradecem aos Drs. Luiz B. de Miranda, Belmiro M de Castro Filho, Y. Viswanadham, João A. Lorenzetti, pela análise crítica e sugestões apresentadas durante a elaboração da tese.

## REFERÊNCIAS

- CAMP, N.T.; ELSBERRY, R.L., 1978. Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing II. The role of one-dimensional processes. *Journal Physical Oceanography*, **8**(8): 215-224.
- D'ASARO, E.A., 1978. Mixed layer velocities induced by internal waves. *Journal of Geophysical Research* **83**(C5): 2436-2438.
- D'ASARO, E.A., 1985a. Upper ocean temperature structure, inertial currents, and Richardson numbers observed during strong meteorological forcing. *Journal of Physical Oceanography*, **15**(7): 943-962.
- D'ASARO, E.A., 1985b. The energy flux from the wind to near-inertial motions in the surface mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **15**(8): 1043-1059.
- DAVIS, R.E.; HALPERN, D.; NIILER, P., 1981. Variability in the upper ocean during MILE. Part I: The heat and momentum balances. *Deep-Sea Research*, **28A**(12): 1427-1451.
- DENMAN, K.L., 1973. A time-dependent model of the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **3**(1): 173-184.
- DeSJOEKE, R.A.; RHINES, P.B., 1976. Asymptotic regimes in mixed layer deepening. *Journal of Marine Research*, **34**(1): 111-116.
- DeSJOEKE, R.A., 1980. On the effects of horizontal variability of wind stress on the dynamics of the ocean mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(9): 1439-1454.
- DOBSON, F.W., 1971. Measurements of atmospheric pressure on wind generated sea waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **48**(1): 91-127.
- ELSBERRY, R.L.; CAMP, N.T., 1978. Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing I. Characteristics of forcing events. *Journal of Physical Oceanography*, **8**(2): 206-214.
- ELSBERRY, R.L.; RANEY, S.D., 1978. Sea surface temperature response to variations in atmospheric wind forcing. *Journal of Physical Oceanography*, **8**(5): 881-887.
- ELSBERRY, R.L.; GARWOOD JR., R.W., 1980. Numerical ocean prediction models-goal for the 1980's. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **61**(12): 1556-1566.
- ELSBERRY, R.L.; WARRENFELTZ, L.L., 1982. Data assimilation test with an oceanic mixed layer model. *Journal of Physical Oceanography*, **12**(8): 839-850.
- FISSEL, D.B.; POND, S.; MIYAKE, M., 1976. Spectral analysis of surface atmospheric quantities at ocean weather-ship. *Atmosphere*, **14**(2): 77-97.
- FISSEL, D.B.; POND, S.; MIYAKE, M., 1977. Computation of surface fluxes from climatological and synoptic data. *Monthly Weather Review*, **105**(1): 26-36.
- FOKEN, TH., 1984. The parameterization of the energy exchange across the air-sea interface. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **8**(3): 297-305.
- FRANCIS, J.R.D.; STOMMEL, H., 1953. How much does a gale mix the surface layers of the ocean. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **79**: 534-536.
- FRIEHE, C.A.; SCHMITT, K.F., 1976. Parameterization of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by the bulk

- aerodynamic formulas. *Journal of Physical Oceanography*, **6**(6): 801-809.
- GARWOOD JR., R.W., 1977. An oceanic mixed layer model capable of simulating cyclic states. *Journal of Physical Oceanography*, **7**(3): 455-468.
- GARWOOD JR., R.W., 1979. Air sea interaction and dynamic of the surface mixed layer. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **17**(7): 1507-1524.
- GARWOOD JR., R.W.; RABE, K.M.; BRANDLT, H.W., 1981. Ocean frontal formation due to shallow water cooling effects as observed by satellite and simulated by a numerical model. *Journal of Geophysical Research*, **86**(C11): 11000-11012.
- GEISLER, J.E., 1970. Linear theory of the response of a two layer ocean to a moving hurricane. *Geophysical Fluid Dynamics*, **1**: 249-272.
- GILL, A.E.; NIILER, P.P., 1973. The theory of seasonal variability in the ocean. *Deep-Sea Research*, **20**(2): 141-177.
- GILL, A.E.; TURNER, J.S., 1976. A comparison of seasonal thermocline models with observations. *Deep-Sea Research*, **23**(5): 391-401.
- GILL, A.E., 1982. *Atmospheric-ocean dynamics*. New York, Academic Press, 662 p. (International Geophysics Series, v. 30).
- GILL, A.E., 1984. On the behavior of inertial waves in the wakes of storms. *Journal of Physical Oceanography*, **14**(7): 1129-1151.
- GORDON, R.L., 1982. Coastal ocean current response to storm winds. *Journal of Geophysical Research*, **87**(C3): 1939-1951.
- GRANT, H.L.; MOILLIET, A.; VOGEL, W.M., 1968. Some observations of the occurrence of turbulence in and above the thermocline. *Journal of Fluid Mechanics*, **34**: 443-448.
- GREATBATCH, R.J., 1983. On the response of the ocean to a moving storm: The nonlinear dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, **13**(3): 357-367.
- GREATBATCH, R.J., 1984. On the response of the ocean to a moving storm: Parameters and scales. *Journal of Physical Oceanography*, **14**(1): 59-78.
- HALPERN, D., 1974. Observations of the deepening of the wind-mixed layer in the Northeast Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **4**(2): 454-466.
- HANEY, R.L.; DAVIES, R.W., 1976. The role of surface mixing in the seasonal variation of the ocean thermal structure. *Journal of Physical Oceanography*, **6**(4): 504-510.
- HANEY, R.L.; RISCH, M.S.; HEISE, G.C., 1981. Wind forcing due to synoptic storm activity over the North Pacific Ocean. *Atmosphere-ocean*, **19**(2): 128-147.
- HIDY, G.M., 1972. A view of recent air-sea interaction research. *Bulletin American Meteorological Society*, **53**(11): 1083-1102.
- KANTHA, L.H.; PHILLIPS, O.M., 1977. On turbulent entrainment at a stable density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, **79**(4): 753-768.
- KATO, H.; PHILLIPS, O.M., 1969. On the penetration of a turbulent layer into a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, **37**: 643-655.
- KLEIN, P., 1980. A simulation of the effects of air-sea transfer variability on the structure of marine upper-layers. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(11): 1824-1841.
- KLEIN, P.; COANTIC, M., 1981. Numerical study of turbulent processes in the marine upper layers. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(6): 849-863.
- KRAUS, E.B.; TURNER, J.S., 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline II. The general theory and its consequences. *Tellus*, **19**(1): 98-106.
- KRAUSS, W., 1981. The erosion of a thermocline. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(4): 415-433.
- KUNDU, P.K., 1980. A numerical investigation of mixed-layer dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(2): 220-236.
- KUNDU, P.K.; THOMSON, R.E., 1985. Inertial oscillation due to a moving front. *Journal of Physical Oceanography*, **15**(8): 1076-1084.
- KUNDU, P.K., 1986. A two dimensional model of inertial oscillations generated by a propagation wind field. *Journal of Physical Oceanography*, **16**(8): 1399-1411.
- LAFOND, E.C., 1954. Factors affecting vertical temperature gradients in the upper layers of the sea. *The Scientific Monthly*, **78**(4): 243-253.
- MALKUS, J.S., 1962. Large-scale interactions. In: Hill, M.N. (ed.), *The Sea*, New York, John Willey, **1**: 88-124.
- MARTIN, P.I., 1982. Mixed-layer simulation on buoy observations taken during hurricane Heloise. *Journal of Geophysical Research*, **87**(C1): 409-421.
- MASCARENHAS JR., A.S., 1984. Os modelos unidimensionais de camada de mistura no oceano. In: *Simpósio de Modelagem Numérica*, 1, São José dos Campos, 12-14 dezembro de 1984, Anais, INPE, 1984.
- MELLOR, G.L.; DURBIN, P.A., 1975. The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **5**(5): 718-728.
- MESINGER, F.; ARAKAWA, A., 1976. *Numerical methods used in atmospheric models*. Geneva, WMO, 64 p. (WMO-GARP Publications series No. 17).
- MILLER, J.R., 1976. The salinity effect in a mixed layer ocean model. *Journal Physical Oceanography*, **6**(1): 29-35.
- MOURA, A.D.; SHUKLA, J., 1981. On the dynamics of droughts in Northeast Brazil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model. *Journal of Atmospheric Sciences*, **38**(2): 2653-2675.
- NAMIAS, J., 1973. Thermal communication between the sea surface and the lower troposphere. *Journal of Physical Oceanography*, **3**(1): 373-378.
- NIILER, P.P., 1975. Deepening of the wind-mixed layer. *Journal of Marine Research*, **33**(3): 405-422.
- NIILER, P.P.; KRAUS, E.B., 1977. One-dimensional models of upper ocean. In: Kraus, E.B. (ed.), *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*. Oxford, Pergamon Press, 143-172.
- OAKEY, N.S.; ELLIOTT, J.A., 1982. Dissipation within the surface mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **12**(2): 171-185.
- O'BRIEN, J.J.; REID, R.O., 1967. The non-linear response of a two-layer baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane. Part I: Upwelling induced by momentum transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **24**(2): 197-207.
- ORLANSKI, I.; POLINSKY, L.J., 1983. On response to mesoscale atmospheric forcing. *Tellus*, **35A**(4): 296-323.
- PEREIRA, C.S., 1988. Simulação numérica da resposta de uma frente oceânica a uma forçante atmosférica de mesoescala. São José dos Campos, INPE (INPE-4473-TDL/324).
- PHILLIPS, O.M., 1972. The entrainment interface. *Journal of Fluid Mechanics*, **51**: 97-118.
- PHILLIPS, O.M., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Second edition, London, Cambridge at the University Press, 344 p.
- POLLARD, R.T., 1970. On the generation by winds of inertial waves in the ocean. *Deep-Sea Research*, **17**(4): 795-812.

- POLLARD, R.T.; MILLARD, R.C., 1970. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep-Sea Research*, **17**(4): 813-821.
- POLLARD, R.T.; RHINES, P.B.; THOMPSON, R.O.R.Y., 1973. The deepening of the wind-mixed layer. *Geophysical Fluid Mechanics*, **3**: 381-404.
- POLLARD, R.T., 1977. Observations and models of the structure of the upper ocean. In: Kraus, E.B. (ed.), *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*. Oxford, Pergamon Press, 102-117.
- POLLARD, R.T., 1980. Properties of near-surface inertial oscillations. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(3): 385-398.
- PRANGSMA, G.J.; KRUSEMAN, P., 1984. Aspects of mixed layer modelling applied to JASIN data. *Dynamics of Atmospheres and the Oceans*, **8**(3-4): 321-342.
- PRICE, J.F., 1976. Several aspects of the response of shelf waters to a cold front passage. *Mémoires Société Royale des Sciences de Liege*, **10**: 201-208.
- PRICE, J.F.; MOOERS, C.N.K.; VAN LEER, J.C., 1978. Observations and simulation of storm-induced mixed-layer deepening. *Journal of Physical Oceanography*, **8**(4): 582-599.
- PRICE, J.F., 1981. Upper ocean response to a hurricane. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(2): 152-175.
- PRICE, J.F., 1983. Internal wave wake of a moving storm. Part I: Scales, energy budget and observations. *Journal of Physical Oceanography*, **13**(6): 949-965.
- SALTZMAN, B.; ASHE, S., 1976. The variance of surface temperature due to diurnal and cyclone-scale forcing. *Tellus*, **28**(4): 307-322.
- SIMPSON, J., 1969. On some aspects of sea-air interaction in middle latitudes. *Deep-Sea Research*, **16**: 233-261, supplement.
- STEVENSON, J.W., 1980. Response of the surface mixed layer to quasi-geostrophic oceanic motions. PhD. Thesis, Massachusetts, Division of Applied Sciences, Harvard Univ., Cambridge.
- STOMMEL, H.; SAUNDERS, K.; SIMMONS, W.; COOPER, J., 1969. Observations of the diurnal thermocline. *Deep-Sea Research*, **16**: 269-284, supplement.
- STRAVISI, F.; CRISCIANI, F., 1986. Estimation of surface heat and buoyancy fluxes in the Gulf of Trieste by means of bulk formulas. *Bollettino di Oceanologia Teorica ed Applicata*, **4**(1): 55-61.
- THOMPSON, R.O.R.Y., 1976. Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **6**(4): 496-503.
- THOMPSON, R.E.; HUGGET, W.S., 1981. Wind-driven inertial oscillation of large spatial coherence. *Atmosphere-Ocean*, **19**(4): 281-306.
- TURNER, J.S., 1969. The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, **33**: 639-656.
- TURNER, J.S., 1969. A note on wind mixing at the seasonal thermocline. *Deep-Sea Research*, **16**: 297-300, supplement.

#### LISTA DE SIMBOLOS

- b - "buoyancy" [ $m/s^2$ ].
- c - velocidade de uma fase da onda de gravidade [ $m/s$ ].
- $C_D$  - coeficiente adimensional de arrasto.
- $c_p$  - calor específico a pressão constante [ $J/kg^{\circ}K$ ].
- d - espessura da região dominada pelas ondas [ $m$ ].
- D - profundidade da base da camada de "entrainment" [ $m$ ].
- $E_a$  - fluxo de energia turbulenta imposta pelo vento a 10 m de altura [ $W/m^2$ ].
- $e_k$  - energia cinética turbulenta [ $m^2/s^2$ ].
- $E_K$  - energia cinética do escoamento médio [ $m^2/s^2$ ].
- $E_p$  - taxa de aumento de energia potencial do oceano superior [ $W/m^2$ ].
- $E_w$  - taxa de transferência de energia turbulenta para a água [ $W/m^2$ ].
- f - parâmetro de Coriolis [ $s^{-1}$ ].
- g - aceleração da gravidade [ $m/s^2$ ].
- $g'$  - gravidade reduzida [ $m/s^2$ ].
- h - profundidade da camada de mistura [ $m$ ].
- H - profundidade total do oceano [ $m$ ].
- $K_M$  - coeficiente turbulento de difusão vertical de momentum [ $m^2/s$ ].
- $m_i$  - parâmetros de conversão de energia cinética turbulenta.
- p - pressão dinâmica [ $m^2/s^2$ ].
- P - energia potencial do oceano superior [ $J/m^2$ ].
- q - fluxo de calor radiativo na superfície do oceano [ $W/m^2$ ].
- $Q_o$  - fluxo de calor total na superfície do oceano [ $W/m^2$ ].
- rot - rotacional.
- $R_i$  - número gradiente de Richardson.
- S - salinidade [%o].
- t - tempo [s].
- $\gamma$  - temperatura [K].
- u - componente sazonal da velocidade da corrente oceânica [ $m/s$ ].
- $u_*$  - velocidade de fricção na superfície do mar [ $m/s$ ].
- $U_a$  - velocidade do vento a 10 m de altura [ $m/s$ ].
- v - componente meridional da velocidade da corrente oceânica [ $m/s$ ].
- w - componente vertical da velocidade da corrente oceânica [ $m/s$ ].
- $w_e$  - velocidade de "entrainment" [ $m/s$ ].

- $x, y, z$  - direções Leste, Norte, para cima, no plano artiano, respetivamente.
- $\alpha$  - coeficiente de expansão térmica [ $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ].
- $\delta$  - espessura da camada de "entrainment" [m].
- $\epsilon$  - taxa de dissipação de energia cinética turbulenta [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ].
- $\nu$  - coeficiente laminar de viscosidade [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ].
- $\rho$  - densidade da água do mar [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ].
- $\rho_a$  - densidade do ar [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ].
- $\tau_{x,y}$  - tensão de cisalhamento do vento nas direções Leste e Norte, respetivamente [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ].
- $\nabla$  - operador diferencial nabra.
- $\langle \rangle$  - média vertical na camada de mistura.
- $\text{—}$  - média temporal.
- ' - indicativo de quantidade turbulentas.
- o - índice indicativo de valores de referência.