

**ALEATORIZAÇÃO DA AMPLITUDE DE AQUECIMENTO NUM
MODELO ACOPLADO OCEANO-ATMOSFERA E
MECANISMO DE CRITICALIDADE AUTO-ORGANIZADA
NO FENÔMENO ENSO**

por

ANTÔNIO CHARLES SILVÉRIO

**Dr. ANTÔNIO JOSÉ DA COSTA SAMPAIO
(ORIENTADOR)**

**Dra. ILANA ELAZARI K. C. WAINER
(COORIENTADORA)**

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À COORDENAÇÃO DO CURSO DE
PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA, COMO REQUISITO PARA
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE**

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ

FORTALEZA-CE DEZEMBRO/1996

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Sistema de Bibliotecas

Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

S592a Silvério, Antônio Charles.

Aleatorização da amplitude de aquecimento num modelo acoplado do oceano-atmosfera e mecanismo de criticalidade auto-organizada no fenômeno ENSO / Antônio Charles Silvério. – 1996.

62 f. : il. color.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Ciências, Programa de Pós-Graduação em Física, Fortaleza, 1996.

Orientação: Prof. Dr. Antônio José da Costa Sampaio .

Coorientação: Prof. Dr. Ilana Elazari K. C. Wainer .

1. Oceano. 2. Atmosfera. I. Título.

CDD 530

**ALEATORIZAÇÃO DA AMPLITUDE DE AQUECIMENTO NUM
MODELO ACOPLADO OCEANO - ATMOSFERA E
MECANISMO DE CRITICALIDADE AUTO - ORGANIZADA EM
FENÔMENO ENSO**

ANTÔNIO CHARLES SILVÉRIO

Dissertação apresentada no Curso de pós-graduação em Física da
Universidade Federal do Ceará, como Parte dos requisitos para
obtenção de Grau de Mestre.

Comissão Julgadora:

**Dr. Antônio José da Costa Sampaio (UFC)
(ORIENTADOR)**

**Dra. Ilana Elazario K.C. Wainer (USP)
(COORIENTADORA)**

Dr. Murilo Pereira de Almeida (UFC)

Dedico,
à memória de minha irmã Simone,
aos meus pais, Francisco Teixeira
Silvério e Maria do C. P. Silvério,
José Roberto Bernardo e Maria
do Socorro Dias Pereira Bernardo
aos meus irmãos e amigos .

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Antônio José da Costa Sampaio e a Profª. Dra. Ilana Wainer, pela orientação, apoio e confiança demonstrada durante todo o tempo do trabalho.

Aos Professores José Carlos Parente de Oliveira, Murilo Pereira de Almeida e José Soares de Andrade Jr. pela colaboração desprendida.

Ao Prof. Carlos Jacinto de Oliveira e ao colega Alexandre Araújo Costa, pela amizade e pelo apoio, incentivo e colaboração nesta importante etapa acadêmica e profissional.

A Maninha pela presença em minha vida

A Ivoneide Pinheiro de Lima, em especial, pela sua amizade, apoio e incentivo.

Ao Prof. Josué Mendes Filho, Coordenador do Curso de Pós-graduação em Física, pelas condições oferecidas para a realização deste trabalho

Aos colegas e amigos: Adriano Sousa, Alexandre Pinheiro, Antônio Carlos, Arnaldo, Bosco, Carlinhos, Carlos Henrique, Claudia, Dêda, Deusdedit, Edina, Gerson, Glenn, Iran, Júlio, Kleiton, Leonaldo, Manoel, Sales, Feijão, Ózorio, Ascanio, Sidou e Wellington, pela colaboração e convivência durante o desenvolvimento do trabalho.

Aos amigos, professores e funcionários dos Departamentos de Física da Universidade Federal do Ceará.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelos auxílios financeiros concedidos.

RESUMO

- El Niño-Oscilação Sul (ENSO) é um fenômeno complexo, oceanográfico e atmosférico que tem sido objeto de muito estudo nos últimos anos. Além de sua importância como um dos maiores modificadores climáticos, eventos ENSO tem profundas consequências sociais e econômicas. Após a catástrofe do ENSO de 1982 - 83 muitos pesquisadores se empenharam para entender o fenômeno na esperança de prever seu surgimento e duração. Com este propósito uma grande quantidade de modelos matemáticos foram e tem sido desenvolvidos para descreve-lo. Contudo, sua previsibilidade permanece até hoje uma questão em aberto. Dados observacionais de SST para o Pacífico equatorial, foram utilizados por Andrade et al. (1995) para mostrar a ausência de uma escala temporal característica no sistema ENSO, ficando evidente que, a única previsão possível significativa dos eventos ENSO é puramente probabilística. Nestas condições de acordo com Andrade et al. as flutuações temporais da SST podem ser consideradas **AUTO-CORRELACIONADAS** e a estatística fractal é aplicável. Estes resultados motivaram a avaliar o problema da previsibilidade dos eventos ENSO a partir da utilização de um modelo simples acoplado Oceano-Atmosfera, cujo acoplamento entre a SST total e o vento superficial é hábil para produzir um ciclo sazonal próprio. O modelo é apresentado nos capítulos 2 e 3. No capítulo 4 se discute a importância do tratamento aleatório da função aquecimento e sua importância para gerar uma série temporal de flutuações da TSM como um fractal auto afim. No capítulo 5 apresenta-se os resultados, concluindo-se finalmente como discussão final no capítulo 6.

ABSTRACT

The El Niño Southern Oscillation (ENSO) is an oceanographic and atmospheric complex phenomena, that has been a subject of many studies for the last years. Besides its importance as a large climatic modifier, ENSO events has very deep social and economics consequences. After the 1982-83 catastrophic ENSO, many researchers have been working to understand the phenomena, with the expectation to forecast it. With this if objective a large quantity of numerical models were and have been developed to described it. However its previsibility is still, untill now, an open question. Observational data of SST, for the equatorial Pacific Ocean, were used by Andrade et al. (1995), to show the absence of a characteristic time scale for the ENSO, being evident that, the only possible and significant way to forecast ENSO events, essentialy is probalistic. According to Andrade et al, the time fluctuations of SST can be considered self correlated and fractals statistics can be applied. These results motivated to evaluated the problem of previsibility of ENSO events, using a simple coupled ocean-atmosphere model, whose coupling between the total SST and the surface wind is able to produce a proper seasonal cycle. The model is presented in chapter 2 and 3. In the chapter 4 the importance of the randomic treatment of the heating function and its importance to generate the SST fluctuation time series like a self affine fractal is discussed. In chapter 5 the results are presented. Finally, concluding remarks are addressed in chapter 6.

INDICE GERAL

capítulo I.	Introdução	01
	1.1 - Motivação	01
	1.2 - O conjunto oceano-atmosfera	03
	1.3 - O ciclo anual no oceano pacífico tropical	06
	1.4 - Variabilidade interanual	07
	1.5 - Histórico dos modelos acoplados ENSO	08
Capítulo II -	Descrição do modelo acoplado	11
	2.1 - Introdução	11
	2.2 - O modelo atmosférico	12
	2.3 - O modelo oceânico	16
Capítulo III -	A função aquecimento	19
	3.1 - Introdução	19
	3.2 - O modelo de Gill	19
	3.3 - Métodos de solução	23
Capítulo IV -	A função aquecimento como fator básico na simulação de um sistema dinâmico auto-organizável, o El Niño.	27
	4.1 - Introdução.	27
	4.2 - Técnicas espectrais como ferramenta para estudar sistema auto organizáveis	29

4.3 - Evidências de que o ENSO é um sistema Em um estado crítico auto organizado	32
4.4 - A função aquecimento como fator predominante para simular um estado crítico auto organizado para o ENSO	34
Capítulo V - Resultados obtidos	42
5.1 - Introdução	42
5.2 - Resultados obtidos	44
Capítulo VI - Conclusões finais	57
Referências	59

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

1.1 - MOTIVAÇÃO

O fenômeno El Niño Oscilação Sul (ENSO) é bastante complexo e tem despertado muito interesse nos últimos anos. Além da sua importância como um dos maiores modificadores climáticos, eventos ENSO tem profundas consequências sociais e econômicas. O Nordeste Brasileiro é uma das regiões do globo terrestre que sofre fortemente os efeitos destas consequências. Discussões importantes sobre sua previsibilidade são realizadas em várias instituições de pesquisas em todo o mundo. Vários tipos de modelos tentam comprovar ou não a sua previsibilidade. Andrade et al. (1995) mostraram, a partir de dados observacionais, que o ENSO se encaixa dentro da classe de sistemas com criticalidade auto-organizada. Soubemos recentemente que um outro trabalho desenvolvido num laboratório do CNRS, submetido a revista Nature, tenta mostrar que o ENSO é um sistema quase-periódico e portanto previsível. Neste trabalho tentamos dentro da linha de pensamento de Andrade et al, se utilizar de um modelo numérico acoplado Oceano-Atmosfera simplificado para mostrar que ele pode gerar um comportamento sofisticado conforme descrito pelos dados observacionais estudados por Andrade. Entretanto, antes de descrevermos o que iremos fazer, apresentaremos alguns aspectos dos vários fenômenos envolvidos com o ENSO, como também dos modelos numéricos que tentam representar seu comportamento.

As diferentes respostas dos continentes e da superfície dos Oceanos ao ciclo anual da incidência solar tem profundas influências sobre o clima global. Durante o verão, os continentes

tendem a ter temperaturas consideravelmente mais elevadas do que as regiões oceânicas adjacentes. Já no inverno, ocorre o contrário. O gradiente de temperatura entre a terra e o oceano, produzido pelo aquecimento solar, induz um gradiente de pressão atmosférico que direciona os ventos de regiões de alta para regiões de baixa pressão. As diferenças, que surgem do aquecimento produzido pelo conjunto terra/mar, são acrescidas com a adição de processos úmidos, na forma de liberação de calor latente, induzindo uma inversão sazonal dos ventos nas latitudes tropical e subtropical, o que produz climas secos no inverno e úmidos no verão.

As interações ar-mar que ocorrem nas escalas temporais mensais e sazonais são geralmente conectadas com pequenas variabilidades na atmosfera ou com os forçantes sazonais do sistema acoplado Oceano Atmosfera (O \cup A). Na escala temporal os forçantes deste sistema são pequenos e, deste modo, as variações devem surgir de interações internas com realimentações positivas e negativas. O mais espetacular exemplo deste tipo de variação interna é o fenômeno ENSO (El Niño Oscilação Sul) que pode ser considerado como uma oscilação livre do sistema O \cup A. O próprio nome sugere que o fenômeno ENSO consiste de dois componentes. O primeiro, conhecido como fenômeno **El Niño**, é um fenômeno puramente oceânico, e tem sido historicamente associado a uma fraca corrente quente, que surge anualmente junto à costa do Equador e do Peru, próximo ao período natalino (dezembro), modificando as usuais águas frias da corrente do Peru. Mais recentemente, o nome El Niño tem sido usado para denominar uma grande quantidade de fenômenos de larga escala que não ocorrem anualmente, porém num período três a sete anos, período no qual usualmente as águas frias da superfície do Oceano Pacífico equatorial leste mostram um dramático aquecimento de vários $^{\circ}$ C. Além disso, grandes anomalias na temperatura da superfície do mar (TSM), como na circulação atmosférica, são associadas com as mudanças na temperatura da superfície do mar

nas regiões equatoriais. O segundo componente do fenômeno ENSO tem características puramente atmosféricas, foi primeiramente denominado de **Oscilação Sul** descrito por Walker (1924) e depois documentado em termos gerais por Walker e Bliss (1932,1937) e Berlage (1966). Esta oscilação está associada com grandes trocas de massa oeste-leste na atmosfera tropical entre a Índia, o Oceano Pacífico oeste e o Oceano Pacífico leste.

Bjerknes (1969) foi um dos primeiros a mostrar a possível conexão entre os fenômenos **El Niño Oscilação Sul**, e indicou que eles podiam ser considerados como dois aspectos de uma oscilação em escala global do sistema acoplado Oceano-Atmosfera. Ele descreveu como mudanças nas condições do oceano frio afetavam a atmosfera, impondo a esta uma resposta de retorno através do vento superficial sobre a superfície do oceano, produzindo, desta maneira, um ciclo de interações entre os dois sistemas Oceano e Atmosfera. Em outras palavras, ele propôs que o Oceano é de fundamental importância para o fenômeno **Oscilação Sul**.

O Estudo do fenômeno ENSO tem sido recentemente objeto de grande interesse por parte de pesquisadores de vários países, dada a importância que ele representa para o clima global. É muito grande o número de investigações observacionais e numéricas com o objetivo de mostrar que as interações entre o Oceano e a Atmosfera são o centro do problema.

1.2 O CONJUNTO OCEANO - ATMOSFERA.

A fig. 1.1 ilustra esquematicamente o complexo processo de interação entre o Oceano e a Atmosfera. Um aumento inicial na profundidade da camada de mistura do Oceano, a *termoclina*, é devido a processos atmosféricos e provoca um aumento da TSM (Temperatura

da Superfície do Mar), que, por sua vez, produz um aquecimento da Atmosfera, fechando desta maneira o ciclo interativo entre eles.

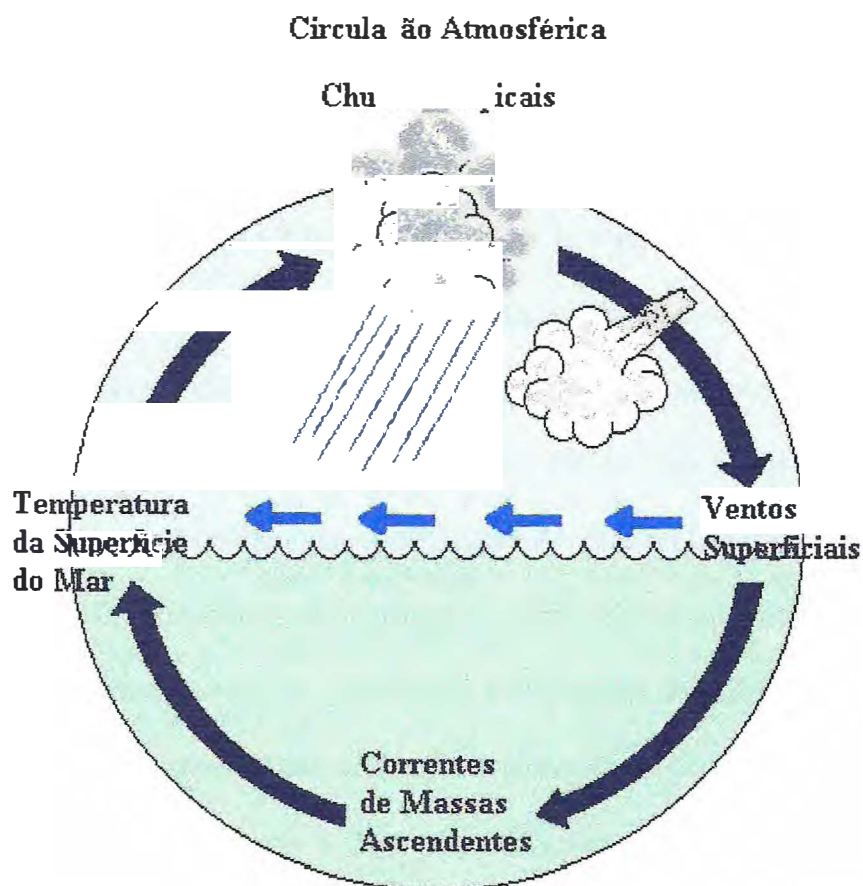


Fig. 1.1 - Esquema mostrando o processo interativo entre o Oceano e a Atmosfera na região do Pacífico Equatorial. Basicamente, ela mostra como as mudanças na intensidade dos ventos superficiais ao longo do equador induzem mudanças nas correntes oceânicas e nas correntes ascendentes.

Os mecanismos físicos responsáveis pelas mudanças da temperatura da superfície do mar, a TSM, do Oceano Pacífico equatorial são de natureza bastante complexa. Sabe-se que as variações na intensidade dos campos de ventos equatoriais são responsáveis pela manutenção do gradiente de temperatura sobre a bacia do Oceano Pacífico, usualmente definido com temperaturas da superfície do mar mais quentes ocorrendo no Pacífico oeste e mais frias no leste. Mudanças na intensidade dos campos de vento induzem diferentes distribuições horizontais de energia e momento sobre a superfície do Oceano, que, adicionadas a processos

advectivos, provocam mudanças na intensidade do gradiente de temperatura existente sobre toda a bacia. A presença do campo de vento, soprando de leste para oeste, produz uma força de pressão no leste, que pode ser deduzida do gradiente de temperatura horizontal na parte superior da camada de mistura (Philander et al, 1985). McCreary (1976) mostrou que, quando os ventos enfraquecem, a força de pressão diminui, provocando uma aceleração no aquecimento das águas na parte oeste do Oceano Pacífico. Cane and Sarachik (1977) associaram o aquecimento do oeste para o leste com a propagação de uma onda de Kelvin para o leste. Este aquecimento depende da extensão da região sobre a qual os campos de vento mudam e da duração do tempo em que ele permanece fraco. De acordo com Wyrtki (1975) outro processo que pode contribuir para uma nova redistribuição de calor no Oceano Pacífico tropical durante um evento ENSO é a mudança no rotacional do vento sobre a superfície.

A relação entre aquecimento anômalo da Atmosfera e a diminuição da TSM não é um caso simples. A liberação de calor latente na Atmosfera está usualmente associada com regiões onde a TSM é aproximadamente ou superior a $27,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, (Philander 1989). Philander e Rasmusson (1985) relataram que as maiores zonas de convecção no Pacífico tropical se encontram sobre as águas mais aquecidas, de tal forma que as regiões de TSM mais elevadas são também regiões dinamicamente mais favorecidas para iniciar mudanças significantes na circulação da atmosfera tropical.

Os modelos de Matsuno (1966), Webster (1972) e Gill (1980) chamam a atenção sobre a resposta da Atmosfera ao aquecimento localizado. As soluções para os termos de fonte de massa ou calor, examinadas por estes autores, indicam que o aquecimento anômalo próximo ao equador direcionaria para oeste anomalias no vento de oeste, como direcionaria para o leste anomalias no vento de leste, advindas das regiões aquecidas.

Nestes modelos, em regiões onde a TSM permanece aproximadamente 28 °C, ocorre liberação de calor latente que força a Atmosfera. Este aquecimento é dirigido de oeste para leste e de leste para oeste obedecendo a direção do aquecimento. O efeito que este campo de vento convergente produz no oceano é um empilhamento nas águas provocando um aumento na TSM, aumentando a profundidade da camada de mistura, e conseqüentemente favorecendo um aquecimento da Atmosfera.

1.3 O CICLO ANUAL NO OCEANO PACÍFICO TROPICAL

As mudanças que ocorrem nos campos de ventos na atmosfera geram correntes ao longo do Oceano Pacífico equatorial que distribuem e mantêm uma formação de águas quentes em excesso na parte oeste da bacia. A presença deste vento beneficia o processo de mistura na camada superficial oceânica. No Pacífico tropical esta camada superficial tem usualmente 150m de profundidade, e é mais profunda no oeste e mais rasa no leste, tornando-se significativamente rasa próximo à costa da América do Sul. As temperaturas ficam mais elevadas no lado oeste e mais baixas no lado leste. As maiores variabilidades ocorrem na parte leste da bacia, entre a costa da América do Sul e 140° W, ao longo da faixa equatorial. Nesta região, as temperaturas são usualmente mais baixas do que em todo o resto da bacia, por algumas razões: as massas ascendentes de águas frias são conduzidas do sul pela corrente do Peru. Um aumento nas massas de águas ascendentes equatoriais e costeiras são outros processos físicos responsáveis pela manutenção das águas frias no Oceano Pacífico tropical leste.

Cane (1983), apontou que as variações anuais no Pacífico tropical leste são uma conseqüência primária da dinâmica interna do Oceano, mais do que da termodinâmica local.

Isto é o oposto do que ocorre, por exemplo, nas latitudes médias. Nas latitudes mais altas, a variação anual da TSM é basicamente uma resposta local do Oceano ao percurso sazonal do aquecimento solar. As temperaturas crescem nos meses de verão e decrescem durante os meses de inverno. As variações na TSM que ocorrem no Oceano tropical estão intimamente relacionadas às variações que ocorrem nos campos de ventos forçantes. As águas da superfície na costa da América do Sul tornam-se mais quentes quando os ventos de sudeste enfraquecem.

O enfraquecimento dos ventos não somente reduz a ascensão das massas de água costeira e equatorial, mas também reduzem o fluxo de águas frias da corrente do Peru, reduzindo, desta maneira, as fontes de águas frias. Estes fatores locais são afetados por influências remotas do lado oeste da bacia. Temperaturas da superfície no lado leste podem também ser acrescidas devido à advecção das águas quentes do oeste. Com o enfraquecimento dos ventos, o movimento resultante das massas de água ocorre similar a uma onda de Kelvin que se propaga para leste, originária da fronteira oeste. O estudo da resposta do oceano baroclínico por Cane e Sarachik (1976) também confirma que o modo de Kelvin funciona como uma regra decisiva na determinação da resposta inicial do Oceano Pacífico tropical, como um resultado do enfraquecimento dos ventos forçantes.

Eles mostraram que, quando o modo de Kelvin move-se ao longo do equador, ele produz uma advecção das águas quentes do oeste para o leste.

1.4 VARIABILIDADE INTERANUAL.

Variações na TSM no Oceano Pacífico tropical, associado com a Oscilação Sul (OS), estão diretamente relacionadas com a resposta do Oceano às mudanças nos ventos forçantes superficiais, em particular às mudanças do vento equatorial no oeste do Oceano Pacífico. A

variabilidade interanual no Pacífico tropical é caracterizada principalmente pela redistribuição zonal do calor sobre o Oceano. A redistribuição horizontal das águas quentes está associada com as mudanças na magnitude e persistência dos ventos superficiais. Este e outros eventos sugerem que a Oscilação Sul é o modo dominante da variabilidade interanual na região do Indo-Pacífico, com uma escala temporal preferida de 3 a 4 anos. Entretanto, esta Oscilação Sul é de tal forma irregular que análises espectrais têm mostrado o envolvimento de períodos na faixa de 2 a 10 anos, Trenberth (1976).

1.5 HISTÓRICO DOS MODELOS ACOPLADOS ENSO.

Nesta seção iremos fazer uma comparação dos vários tipos de modelos acoplados Oceano-Atmosfera que tentam representar o fenômeno ENSO. Os modelos serão colocados obedecendo a uma hierarquia no aumento da complexidade dinâmica. Os modelos serão classificados como: (1) modelos simples e conceituais, (2) modelos intermediários, e (3) modelos acoplados de circulação geral (GCMs).

Os modelos³ conceituais drasticamente reduzem a estrutura espacial da Atmosfera e do Oceano, consistindo tipicamente de umas poucas variáveis e equações acopladas que dependem somente do tempo, embora os modelos simples representem o Oceano e/ou a Atmosfera através de conjuntos de equações diferenciais parciais mais familiares. Os modelos conceituais simples são úteis porque eles ilustram os possíveis processos fundamentais ar-mar; eles são limitados, contudo, desde que geralmente é difícil ou impossível comparar suas soluções com os resultados observacionais e, assim, muitos deles não são testáveis. Os modelos

intermediários são definidos aqui através do conjunto de sistemas acoplados que utilizam modelos oceânicos e atmosféricos do tipo gravidade reduzida, com uma termodinâmica do oceano realística. Eles são sofisticados o bastante para produzir soluções realísticas e portanto são testáveis.

Existe uma dificuldade com esta hierarquia dinâmica uma vez que não é fácil decidir precisamente em qual categoria um sistema acoplado particular irá pertencer. Por exemplo, alguns modelos utilizam uma Atmosfera tipo gravidade reduzida e um GCM oceânico, ou vice-versa, e tais sistemas podem ser razoavelmente colocados em ambas as categorias intermediárias ou GCM acoplado; desta forma, tem-se introduzido uma categoria adicional para descrevê-los, chamada GCMs híbridos.

Os modelos a serem discutidos, estendem-se desde os fortemente parametrizados, como o de McWilliams e Gent (1978), aos extremamente sofisticados que consideram duplo acoplamento completo (GCMs, Philander 1989). McWilliams e Gent (1976) constataram que as oscilações, rapidamente amortecidas, seguiam um período de imposição dos ventos forçantes. McCreary (1983) adotou uma dinâmica tipo gravidade reduzida para o modelo oceânico. A atmosfera, porém, é altamente parametrizada, consistindo de uma prescrição anômala dos ventos forçantes, distribuição que é acionada ou interrompida de acordo com a profundidade da camada de mistura (h) na parte leste do Oceano. Philander et al. (1984), desenvolveram um modelo linear tipo água rasa, com perturbação na Atmosfera, mas com termodinâmica bastante simples. O aquecimento atmosférico depende somente das mudanças na profundidade da camada de mistura. Modos acoplados crescem indefinidamente como um resultado das interações instáveis entre o Oceano e a Atmosfera. As mudanças na profundidade da *termoclina* induzem mudanças nos ventos superficiais, favorecendo, desta maneira,

mudanças no Oceano. Zebiak e Cane (1987) desenvolveram um modelo numérico linear de água rasa, com perturbação na Atmosfera e semelhante perturbação no Oceano. Eles enfatizaram a importância do baixo nível do campo convergente dos forçantes da Atmosfera, em oposição aos forçantes que eram tidos como função somente da TSM.

Estes foram alguns dos mais importantes modelos que tratam do fenômeno ENSO e suas características básicas. Nosso trabalho de tese será todo desenvolvido a partir de um desses modelos, o modelo de McCreary e Anderson (1985), com modificações implantadas por Wainer (1991). Neste trabalho, introduzimos uma modificação na variável de aquecimento atmosférico, relacionada com a liberação de calor latente sobre a superfície do mesmo, que representa um dos parâmetros básicos do acoplamento Oceano-Atmosfera. A idéia é relativamente simples, uma vez que considera a amplitude da variável de aquecimento, (uma função periódica), como aleatória no tempo, mantendo-se seu valor constante durante um período de um ano, seis meses e três meses, porém, modificando-se de forma aleatória ano a ano, de seis em seis meses e de três em três meses. Com esta modificação, foi possível se obter com fidelidade o mesmo tipo de comportamento crítico auto-organizado, observado por Andrade et al..

A tese será organizada em seis capítulos. No primeiro, será feita a introdução; no segundo, será feita uma apresentação do modelo acoplado Oceano-Atmosfera; no terceiro capítulo, será discutida a variável de aquecimento da superfície do Oceano Pacífico dentro da visão de Gill (1980); no capítulo quatro, será discutida a aleatorização desta função e suas consequências sobre os resultados gerados pelo modelo; no quinto capítulo, serão apresentados os resultados obtidos com o modelo e, no sexto capítulo, será feita uma discussão geral sobre o trabalho, como também será tirada uma conclusão final.

CAPÍTULO II

DESCRIÇÃO DO MODELO ACOPLADO

2.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, serão apresentados o modelo acoplado Oceano - Atmosfera, e os métodos de solução utilizados.

A estrutura do modelo segue, a desenvolvida por Anderson e McCreary (1985), com modificações introduzidas por Wainer (1996), para simular os efeitos do ciclo anual. O domínio de atuação do modelo é mostrada na Figura abaixo:

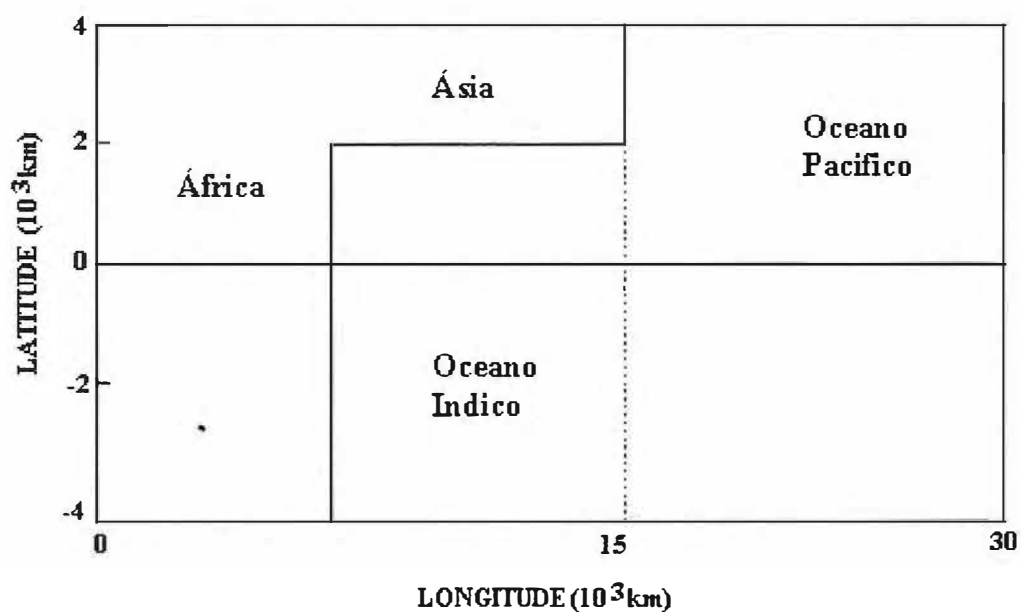


fig. 2.1 Mostra o domínio do modelo que, abrange 30.000 km de longitude a partir da costa da América do Sul, e 4000 km de latitude ao norte e ao sul do Equador.

2.2 O MODELO ATMOSFÉRICO

A necessidade de melhor compreender as interações tropicais entre o Oceano e a Atmosfera, que ocorrem em larga escala motivaram estudos, tanto observacionais como de modelagem, da TSM no Oceano Pacífico tropical. O desenvolvimento de modelos relativamente simples, capazes de simular muitas das características qualitativas (Matsuno,1966; Webster,1972; Gill,1980; Zebiak,1982; Gill e Rasmusson,1983; Weare,1986) da perturbada atmosfera tropical tem sido acompanhado por evidências observacionais da ligação entre mudanças na TSM tropical e mudanças atmosféricas (Rasmusson e Carpenter,1982; Horel e Wallace,1981)

Vários modelos que enfocam o sistema acoplado-Oceano Atmosfera tropical foram baseados no trabalho de Gill (1980), que, por sua vez, foi inspirado no de Matsuno (1966). Gill usou um modelo linear de água rasa em estado estacionário, com um estado fixo em um β -plano para simular a resposta atmosférica das funções forçantes idealizadas, indicadas a imitar a liberação de calor latente durante as chuvas tropicais convectivas. Zebiak (1982), usou um modelo semelhante para estudar a circulação atmosférica associada com anomalias de TSM, associando TSMs mais altas com aquecimentos convectivos elevados.

O principal problema com esses modelos é que eles são linearizados em torno de um estado estacionário sem movimento, de tal modo que os efeitos inerciais são desprezados. Por essa razão, a atmosfera foi linearizada sobre um estado estacionário nulo.

As equações lineares de água rasa para o estado estacionário, derivadas no β -plano equatorial com dissipação linear na forma de atrito de Rayleigh e resfriamento Newtoniano, podem ser escritas como:

$$-\beta y V = -P_x - \varepsilon U \quad (2.1)$$

$$-\beta y U = -P_y - \varepsilon V \quad (2.2)$$

$$c^2(U_x + V_y) = Q_T - \varepsilon P \quad (2.3)$$

$$Q_T = Q_0 + Q_L \quad (2.4)$$

Onde U e V são os componentes zonal e meridional do vento, P é o geopotencial, Q_T é o aquecimento sobre a atmosfera, C é a velocidade da onda de Kelvin, assumida como sendo 60 m s^{-1} e ε é o coeficiente de arrasto Newtoniano, que é igual a $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Esses valores de C e ε são os mesmos usados por Gill (1980) e Anderson e McCreary (1985). Com estas escolhas uma onda equatorial de Kelvin pode ser amortecida em uma escala de comprimento de $\frac{C}{\beta} \approx 2000 \text{ km}$, enquanto as ondas de Rossby de mais baixa ordem podem decair numa escala de $\frac{1}{3}$ desse valor $\approx 700 \text{ km}$. Q_0 , o calor latente liberado sobre os oceanos, está relacionado com a TSM de acordo com:

$$Q_0 = Q_A \frac{TSM - (TSM)_C}{(TSM)_{EQ} - (TSM)_C} \Delta [TSM - (TSM)_C] \quad (2.5)$$

onde Q_A é um fator de amplitude igual a $0.05\text{m}^2 \text{s}^{-3}$, $(TSM)_{EQ}$ é a temperatura da superfície do mar calculada no equador e Δ é função Heaviside, definida como:

$$\Delta = \begin{cases} 0 \cdot se \cdot a \cdot TSM \leq (TSM)_C \\ 1 \cdot se \cdot a \cdot TSM \geq (TSM)_C \end{cases} \quad (2.6)$$

A potência dos forçantes é proporcional ao resultado da TSM prevista no modelo acima de um valor crítico $(TSM)_C$, e é zero quando a TSM é menor que a $(TSM)_C$:

$$(TSM)_C = (TSM)_{EQ} - 1,5^\circ C \quad (2.7)$$

A sensibilidade dos resultados para estas escolhas foi discutida por Anderson e McCreary.

Q_L é o aquecimento da Atmosfera sobre a Terra, que é função do tempo (t) e da latitude(ϕ)

$$Q_L(t, \phi) = f(t) \cdot [f_1(\phi) + f_2(\phi)] \quad (2.8)$$

f_1 representa o aquecimento sobre o continente Africano do modelo e f_2 o aquecimento sobre a o continente Asiático do modelo.

Como descrito por Anderson e McCreary, as equações 2.1 - 2.3 descrevem a resposta do primeiro modo baroclínico da Atmosfera (Gill,1980) e, como tal, assumem que o principal

forçante atmosférico é um resultado da convecção tropical. Outras suposições, inerentes a este modelo, são que as respostas da Atmosfera à convecção são lineares, e que a convecção depende somente da TSM local. A primeira suposição pode ser verdadeira no caso de convecção fraca, mas é falsa no caso de convecção forte. Já a última não é inteiramente verdadeira, visto que a convecção é também uma função do fluxo superficial e da advecção de umidade.

Soluções das equações 2.1 - 2.3 são obtidas pela transformada de Fourier das equações em \mathbf{x} e, em seguida, resolvidas para uma equação particular em V^l (a transformada de Fourier de V). A equação em V^l é escrita na forma de diferenças finitas e pode ser reduzida a uma matriz tridiagonal. Finalmente, esta é a equação que é resolvida. A solução é obtida encontrando a transformada inversa de V^l , e a transformada inversa de U^l e P^l (a transformada de Fourier de U e P que pode ser expressa em termos de V^l). A resolução horizontal é de 150km. O domínio nas latitudes estende-se do Equador a 4500km ao norte e ao sul. Nas longitudes, o domínio estende-se da costa oeste da América do Sul até a costa oeste da África, abrangendo um total de 15.000 km, conforme pode ser visto na figura 2.1 acima representada.

2.3 O MODELO OCEÂNICO.

O modelo oceânico é uma extensão do usual modelo de gravidade reduzida de McCreary e Anderson. O sistema admite que a temperatura da camada superficial do Oceano possa variar.

As equações para o modelo oceânico, são:

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial(huu)}{\partial x} + \frac{\partial(huv)}{\partial y} - \beta y h v = -\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} + \nu_h \nabla^2(hu) \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(hv)}{\partial t} + \frac{\partial(huv)}{\partial x} + \frac{\partial(hvv)}{\partial y} - \beta y h u = -\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} + \nu_h \nabla^2(hv) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = \frac{2\delta}{hT} - w + \gamma \left(\frac{T - T^*}{T} \right) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{2}{h} \left[-\gamma(T - T^*) - \frac{\delta}{h} \right] + \nu_h \nabla^2(T) \quad (2.12)$$

$$P = \frac{1}{2} \rho \alpha g' h^2 T \quad (2.13)$$

onde

$$g' = \frac{\rho_{BOT} - \rho_{TOP}}{\rho_{BOT}} g \quad (2.14)$$

P é a energia potencial, T é o excesso de temperatura entre a superfície e o fundo da camada. ρ é a densidade, α é o coeficiente de expansão térmica, que é igual a $0.0003 \text{ } ^\circ \text{C}^{-1}$, e ν_h é o coeficiente de viscosidade horizontal, que tem o valor de $2 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Os valores destas constantes são os mesmos usados por Anderson e McCreary. h é a espessura da camada superior.

Os forçantes superficiais (τ_x, τ_y) , estão relacionados aos campos atmosféricos de acordo com:

$$\tau_x = \rho_{ATM} C'_D U \quad (2.15)$$

$$\tau_y = \rho_{ATM} C'_D V \quad (2.16)$$

onde, C'_D tem o valor de 0.008 m s^{-1} . Esta escolha para C'_D assegura que o coeficiente de arraste usual, $C_D = C'_D / U$, tenha um valor de 0.00125, quando a velocidade do vento é de 5 ms^{-1} . U e V são definidos pelo modelo atmosférico.

A parametrização do fluxo de calor sobre os oceanos, de acordo com Harney (1971), é dada por:

$$Q = \rho c_p \gamma (T - T^*) \quad (2.17)$$

Este método incorpora os efeitos da penetração solar, radiação de longo comprimento de onda, calor latente e calor sensível.

Q funciona como uma fonte de calor para a camada oceânica, uma vez que T é sempre menor do que T^* . T^* é uma função da latitude, com um máximo valor de 11.33 °C no Equador caindo para 4 °C a uma distância de 4500km norte e sul. T^* pode ser representada como,

$$T^* = (T_{EQ} - T_B) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi y}{y_0}\right) \right] \quad (2.18)$$

O modelo oceânico consiste do conjunto de equações 2.(9-12). Este sistema é resolvido usando-se a técnica de diferenças finitas, sobre uma grade Arakawa-C, com valores de T truncados no limite mais baixo da camada.

Algumas discrepâncias entre os resultados deste modelo e observações tem sido notadas. Em particular, eventos típicos de aquecimento costeiro, anteriores ao desenvolvimento do aquecimento do Pacífico central, não têm sido mostrados pelos resultados do modelo. Ondas de Kelvin são amortecidas ao longo dos contornos norte e sul para evitar contaminação da solução no interior. De certa forma, o fato importante é que as perturbações da TSM neste modelo somente se propagam de oeste para leste. Este modelo teve bastante sucesso no estudo das Monsoons sobre o ciclo do ENSO.

CAPITULO III

A FUNÇÃO AQUECIMENTO

3.1 INTRODUÇÃO

Gill (1980), construiu um modelo simples analítico para explicar algumas características básicas da resposta da atmosfera tropical ao aquecimento adiabático. Em particular, existe considerável assimetria leste-oeste que pode ser ilustrada por soluções para aquecimento concentrado em áreas de extensão finita. Isto está além de qualquer interesse acadêmico, uma vez que o aquecimento na prática tende a ser considerado somente para áreas específicas. Ele usou uma teoria linear para pequenas perturbações numa atmosfera em equilíbrio. O aquecimento médio foi considerado pequeno, o suficiente para teoria linear ser aplicável

3.2 O MODELO DE GILL

O estado estacionário consiste de uma atmosfera em equilíbrio cujas propriedades são função somente da altura z . Na ausência de processos dissipativos e de forçantes, um método efetivo de estudar movimentos numa grande escala horizontal, (isto é, grande comparada com a escala vertical), tem sido feita pela separação da solução em duas partes, uma parte que depende da altura e outra que depende da coordenada horizontal e do tempo. Para os modos, cuja variações são função da posição horizontal e do tempo, as equações governantes são do tipo “*água rasa*”, mas com uma diferente espessura equivalente de água para cada modo.

Uma técnica para solução de problemas com forçantes, é a de expandir a função forçante em termos dos modos normais. Este método foi aplicado, por Lighthill (1969), em problemas de oceanografia. O equivalente, no presente problema, é expressar a razão de aquecimento adiabático como uma integral tipo Fourier sobre um conjunto completo de modos.

Neste modelo, Gill considerou que o aquecimento é equivalente ao crescimento da quantidade da alta temperatura potencial do fluido, que em consequência transfere massa da camada mais baixa para a camada mais alta (Gill, 1979 ; Gill et.al. 1979). Uma outra aproximação é considerar uma Atmosfera incompressível com uma frequência de flutuação N constante e com uma cobertura rígida. Neste caso, o modo “gravest” tem perturbação na pressão, componentes da velocidade horizontal que variam com a altura de acordo com $\cos(\pi z/D)$, uma velocidade vertical que varia da mesma maneira com $\text{sen}(\pi z/D)$, e uma espessura equivalente H dada por:

$$c = (gH) \frac{1}{2} = ND/\pi \quad (3.1)$$

onde g é a aceleração da gravidade e c é uma constante de separação que é igual a velocidade de grandes ondas na ausência de rotação. Se a razão de aquecimento adiabático é escolhida para variar do mesmo modo que $\text{sen}(\pi z/D)$, então somente o modo “gravest” pode ser estimulado e consequentemente as equações de água rasa para um único modo descrevem a solução completa.

O problema agora pode ser solucionado, resolvendo as equações tipo *água rasa* com forçantes nos trópicos. Como o movimento é confinado nos trópicos, é conveniente usar a

aproximação β -plano equatorial, cujo parâmetro de Coriolis é aproximado como sendo β vezes, a distancia ao norte do equador. É também conveniente escrever as equações em uma forma adimensional (Gill e Clarke 1974), usando como escala de comprimento o raio de Rossby equatorial $\left(\frac{c}{2\beta}\right)^{-2}$, que é aproximadamente 10^0 de latitude, quando a altura equivalente é 400m, e a escala temporal $(2\beta c)^{-2}$, que é aproximadamente um quarto de dia.

A justificativa da aproximação β -plane vem do pequeno tamanho dos raios de Rossby comparados com o ângulo de 90° entre o Equador e os pólos. As equações tem a forma (Matsuno 1966):

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{2}yv = -\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2}yu = -\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial y} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -Q \quad (3.4)$$

Nestas equações (x,y) é a distância adimensional, com x medido ao leste e y medido ao norte do equador, o conjunto (u,v) , é proporcional a velocidade horizontal e p é proporcional a perturbação da pressão. Q é proporcional a razão de aquecimento, cujos sinais são tais que, se Q é positivo (aquecimento positivo), os sinais de u,v e p corresponderão àqueles na superfície. As

equações (3.2) e (3.3) são as equações de conservação do momentum, enquanto (3.4) é a versão modal da equação da continuidade, sendo a velocidade vertical proporcional a

$$w = \frac{\mathcal{P}}{\alpha} + Q \quad (3.5)$$

Para estudar a resposta ao forçante estacionário, processos dissipativos devem ser incluídos de alguma maneira. As formas mais convenientes são as conhecida como “atrito de Rayleigh e “resfriamento Newtoniano”, que trocam o operador $\frac{\partial}{\partial t}$ por $\frac{\partial}{\partial t} + \varepsilon$. A matemática é mais simples quando o épsilon para o atrito é o mesmo que para alguns resfriamentos. A versão estado estacionário das equações (3.2) a (3.5) são:

$$\varepsilon u - \frac{1}{2} y v = -\frac{\mathcal{P}}{\alpha} \quad (3.6)$$

$$\varepsilon v + \frac{1}{2} y u = -\frac{\mathcal{P}}{\beta} \quad (3.7)$$

$$\varepsilon \mathcal{P} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -Q \quad (3.8)$$

$$w = \varepsilon \mathcal{P} + Q \quad (3.9)$$

este modelo foi usado por Matsuno (1966)

O conjunto de equações acima pode ser reduzido a uma simples equação em v , isto é:

$$\varepsilon^3 v + \frac{1}{4} \varepsilon y^2 v - \varepsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \varepsilon \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial Q}{\partial y} - \frac{1}{2} y \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (3.10)$$

fazendo algumas aproximações (Gill, 1980), o termo εv na equação (3.7) pode ser negligenciado, então nós obtemos:

$$\frac{1}{2} y u = - \frac{\partial P}{\partial y} \quad (3.11)$$

3.3 MÉTODO DE SOLUÇÃO

Para resolver as três equações (3.6), (3.8), (3.11) é conveniente introduzir primeiro duas novas variáveis q e r que serão substituídas por p e u . Elas são definidas (Gill 1975) como

$$q = p + u \quad (3.12)$$

$$r = p - u \quad (3.13)$$

a soma e a diferença de (3.8) e (3.6) é dada como:

$$\varepsilon q + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{2} yv = -Q \quad (3.14)$$

$$\varepsilon r - \frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} yv = -Q \quad (3.15)$$

onde a equação (3.11) pode ser rescrita na forma:

$$\frac{\partial q}{\partial y} + \frac{1}{2} yq + \frac{\partial r}{\partial y} - \frac{1}{2} yr = 0 \quad (3.16)$$

As soluções livres de (3.14), (3.15), e (3.16) tem a forma de funções cilíndricas parabólicas $D_n(y)$, (Abramowitz e Stegun 1965, Ch 19) e soluções para o problema forçado podem ser obtidas expandindo as variáveis q , r , v e Q em termos destas funções, ou seja.

$$q = \sum_{n=0}^{\infty} q_n D_n(y) \quad (3.17)$$

$$r = \sum_{n=0}^{\infty} r_n D_n(y) \quad (3.18)$$

$$v = \sum_{n=0}^{\infty} v_n D_n(y) \quad (3.19)$$

$$Q = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n D_n(y) \quad (3.20)$$

As funções D_n tem a seguinte propriedade de recorrência.

$$\frac{dD_n}{dy} + \frac{1}{2}yD_n = nD_{n-1} \quad (3.21)$$

$$\frac{dD_n}{dy} - \frac{1}{2}yD_n = -D_{n+1} \quad (3.22)$$

Ao substituir as expressões (3.17) a (3.20) em (3.14), (3.15) e (3.16) obtemos:

$$\begin{cases} \varepsilon q_0 + \frac{dq_0}{dx} = -Q_0 \\ \varepsilon q_{n+1} + \frac{dq_{n+1}}{dx} - v_n = -Q_{n+1}, n \geq 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

$$\varepsilon r_{n-1} \frac{dr_{n-1}}{dx} + n v_n = -Q_{n-1}, n \geq 1, \quad (3.24)$$

$$\begin{cases} q_1 = 0 \\ r_{n-1} = (n+1)q_{n+1}, n \geq 1 \end{cases} \quad (3.25)$$

Gill (1980), obteve ainda soluções para dois casos especiais, em que o forçante tem uma forma particularmente simples. um dos casos onde a razão de aquecimento é simétrica em torno do Equador, e tem a forma

$$Q(x,y) = F(x)D_0(y) = F(x) \exp\left(-\frac{1}{4}y^2\right) \quad (3.26)$$

o segundo tem aquecimento antissimétrico em torno do Equador e tem a forma

$$Q(x,y) = F(x)D_1(y) = F(x)y \exp\left(-\frac{1}{4}y^2\right) \quad (3.27)$$

Haney (1971) parametrizou o fluxo de calor sobre o oceano, de tal forma que são incorporados os efeitos da radiação solar, da radiação de longas ondas , calor latente e calor sensível. Esta parametrização fica completamente dada pela equação 2.17, isto é

$$Q = -\rho c_p \gamma (T - T^*)$$

onde,

$$T^* = (T_{EQ} - T_B) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi y}{y_0}\right) \right].$$

CAPÍTULO IV

COMO A FUNÇÃO AQUECIMENTO FATOR BÁSICO NA SIMULAÇÃO DE UM SISTEMA DINÂMICO AUTO-ORGANIZÁVEL, O EL NIÑO.

4.1 - INTRODUÇÃO

Nos capítulos anteriores o fenômeno El Niño-Oscilação Sul (ENSO), foi caracterizado como sendo complexo, principalmente, por ser o produto da interação entre dois grandes sistemas não lineares e maravilhosos, o oceano e a atmosfera. Além de sua importância como um dos maiores modificadores climáticos, eventos ENSO tem grandes consequências sociais e econômicas. Após a catástrofe do ENSO de 1982 - 83 muitos pesquisadores se empenharam para entender o fenômeno, na esperança de prever seu surgimento e duração. Com este propósito uma grande quantidade de modelos matemáticos têm sido desenvolvidos para descrevê-lo. Contudo, sua previsibilidade permanece até hoje uma questão em aberto. Inicialmente, vários destes modelos numéricos para previsão de ENSO obtiveram bons resultados, mas, ao longo dos anos foi verificando-se que continham falhas e, portanto, não podiam prever com precisão os eventos ENSO. Cane e Zebiak (1985), por exemplo, desenvolveram um modelo não - linear para o ENSO baseado em várias observações da temperatura da superfície do mar (TSM), dos ventos de baixa latitude, e profundidade da termoclina. Este modelo, como os outros, foi inicialmente considerado como ideal na previsão das condições de El Niño com poucos meses de antecedência. Todavia, ele falhou para prever o recente evento El Niño de 1992. É inquestionável que, no mínimo, alguns dos mecanismos de interação entre o oceano e a atmosfera, responsáveis pelo ENSO, devem ser fortemente não lineares. A previsibilidade de um sistema não - linear depende intrinsecamente de como uma frequência de oscilação de alta amplitude pode influenciar as frequências de

oscilação de baixa amplitude. Neste contexto, alguns modelos que consideraram o ENSO como um sistema determinístico tiveram uma resposta não periódica (caótica).

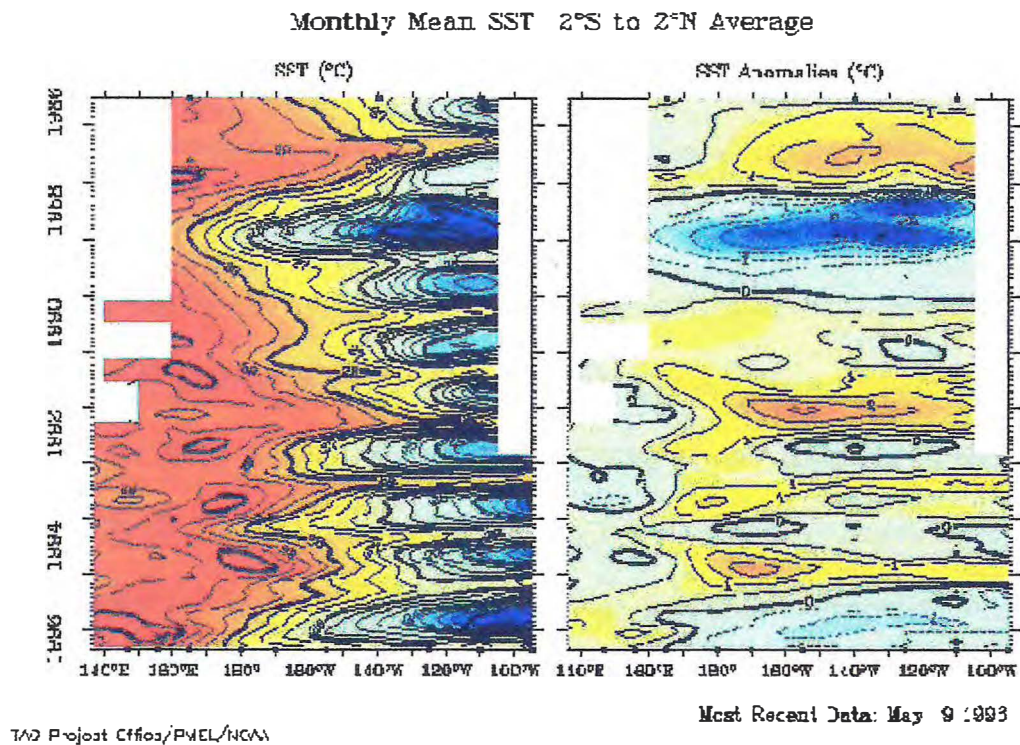


Fig. 4.1 Dados observacionais de Flutuação e Anomalia da TSM no Pacífico Tropical, Dados do Tropical Ocean Global Atmosfera (TOGA), conseguida através da INTERNET, diretamente do Depto de Oceanografia-USP

Recentemente, Andrade et. al. (1995) mostraram, a partir de dados observacionais, fig. 4.1, que o fenômeno El Niño pertence a uma classe de sistemas dinâmicos com criticalidade auto-organizada. Andrade et. al. se utilizaram de um modelo massa-mola para demonstrar a que classe pertencia o El Niño. Neste capítulo será utilizado um modelo atmosférico bem mais complexo do que um modelo massa mola para demonstrar que o comportamento, observado para o El Niño por Andrade et. al (1995), pode ser reproduzido. Todavia, em virtude da complexidade do fenômeno, apenas será sugerido quais os fatores que poderiam contribuir para tornar o fenômeno El Niño um sistema não previsível.

4.2 - TÉCNICAS ESPECTRAIS COMO FERRAMENTA PARA ESTUDAR SISTEMAS AUTO-ORGANIZÁVEIS

Inicialmente, será feito uma discussão resumida sobre a classe de sistemas dinâmicos complexos, espacialmente estendidos, com graus de liberdade tanto espacial como temporal; uma classe de sistemas muito comum na física, na química, na biologia e inclusive nas ciências sociais. Apesar da presença marcante na natureza, é ainda rudimentar o entendimento sobre a evolução espaço-temporal destes sistemas complexos. Tais sistemas têm a propriedade de evoluir naturalmente para um estado crítico, sem qualquer comprimento de escala ou tempo intrínseco característico. A tendência de criticamente se auto-organizar proporciona uma conexão entre a dinâmica não linear, o aparecimento de auto similaridade espacial e o ruído $1/f$, de uma maneira natural e robusta. Uma boa compreensão destes sistemas passa pelo entendimento que eles são formados por vários subsistemas interagentes, de tal forma que o isolamento de um constituinte individual para estudo não permitirá a compreensão do sistema todo. Esta interdependência entre os constituintes torna o sistema bastante sensível à pequenas flutuações, ou ruídos. Per Bak et. al. (1987) afirma que a dinâmica de um estado crítico para tais sistemas tem um espectro de potência escalonado em $1/f$ para baixas frequências. Esta é uma característica de correlações estendidas sobre grandes intervalos da escala temporal, indicando de forma clara algum tipo de efeito cooperativo. Este tipo de comportamento ainda não está completamente entendido e se caracteriza atualmente como uma área de fronteira em física estatística. Criticalidade e auto similaridade espacial são palavras para representar o mesmo processo. Fenômenos críticos cooperativos são bem conhecidos no contexto das transições de fase em mecânica estatística de equilíbrio. Num ponto de transição, auto

similaridade espacial ocorre e a função resposta dinâmica tem uma lei de potência característica do tipo $1/f$. Per Bak (1987) demonstra numericamente, em seu trabalho, que sistemas dinâmicos com graus espaciais estendidos de liberdade, em duas ou três dimensões, naturalmente evoluem em estados críticos auto organizáveis. Isto significa dizer que o processo evolutivo acontece sem a especificação detalhada das condições iniciais, ou seja, o estado crítico funciona como um atrator da dinâmica. Efeitos cooperativos, de certa forma, estão presentes quando correlações ocorrem sobre intervalos estendidos da escala temporal. Séries temporais de vários tipos comportam-se como fractais auto afins (Fractals and chaos in geology and geophysics). Estes são caracterizados por uma estatística não isotrópica. Os fractais se dividem entre auto afins e auto similares, e temos que a auto similaridade é sinônimo de criticalidade. A andada aleatória, conhecida também como ruído Browniano, é um exemplo de fractal auto afim. Fractais auto afins são tratados quantitativamente através do uso de técnicas espectrais. Correlações temporais no intervalo entre t e $t+\tau$ são funções fundamentais para estudar o comportamento de séries temporais. Quanto maior for o intervalo de tempo entre dois valores, menor será a correlação entre eles. Dois parâmetros importantes classificariam um fractal auto afim, ou como é de se esperar, uma série temporal, a medida de Hausdorff H e a dimensão fractal D . Para uma série temporal, se $H=0$, os pontos adjacentes são totalmente não correlacionados, o que resulta na presença de um ruído totalmente branco. Quando $0 < H < 1$, e a distribuição for Gaussiana, então o ruído é dito ser Browniano fracionário, sendo ruído Browniano quando $H=1/2$. Da semelhança dos fractais com as séries temporais define-se a dimensão fractal da série temporal através da relação $H=2 - D$. A análise espectral é uma técnica muito importante para estudar o comportamento das séries temporais como também fractais auto afins.

Uma série temporal $\mathbf{x}(t)$ pode ser prescrita tanto no domínio físico como no domínio das frequências em termos das amplitudes $\mathbf{X}(f,T)$, onde f é a frequência. A amplitude no domínio das frequências, $\mathbf{X}(f,T)$, é obtida usando a transformada de Fourier de $\mathbf{x}(t)$ no intervalo $0 < t < T$; ela é dada por

$$X(f, T) = \int_0^T x(t) e^{2\pi i f t} dt \quad (4.1)$$

Por outro lado, a equação complementar relacionando $\mathbf{x}(t)$ a $\mathbf{X}(f,T)$ é a transformada inversa de Fourier, dada por

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f, T) e^{-2\pi i f t} df \quad (4.2)$$

A densidade espectral de potência de $\mathbf{x}(t)$ é,

$$S(f) = \frac{1}{T} |X(f, T)|^2 \quad (4.3)$$

definida quando T tende ao infinito. Para uma série temporal, que é um fractal, a densidade espectral tem uma dependência na frequência em forma de lei de potência:

$$S(f) \approx f^{-\beta} \quad (4.4)$$

Com esta definição é possível se obter uma relação entre a potência β e a dimensão fractal D .

Esta relação é dada por

$$\beta = 2H + 1 = 5 - 2D, \quad (4.5)$$

de tal forma que, para o ruído Browniano fracionário ($0 < H < 1$; $1 < D < 2$), o que leva β assumir os valores no intervalo, $1 < \beta < 3$. Para o ruído Browniano $\left(H = \frac{1}{2}, D = \frac{3}{2}\right)$, assim $\beta = 2$. Após esta apresentação sobre a evolução de sistemas dinâmicos complexos para estados

críticos auto organizados e suas relações com séries temporais, vistas como fractais auto afins, é possível, colocar o problema específico deste trabalho, que é a utilização da técnica espectral para analisar as séries temporais de TSM, geradas pelo modelo numérico acoplado Oceano Atmosfera, descrito nos capítulos anteriores. Entretanto, será necessário ainda, uma apresentação dos dados observacionais sobre TSM no Pacífico tropical, os quais foram estudados por Soares et. al.

4.3 - EVIDÊNCIAS DE QUE O ENSO É UM SISTEMA NUM ESTADO CRÍTICO AUTO-ORGANIZADO

Andrade et. al. (1995) se utilizaram de Dados observacionais de TSM, fig.4.1, obtidos do **TROPICAL OCEAN-GLOBAL ATMOSPHERE (TOGA)**, para o Pacífico equatorial e mostraram uma completa ausência de escala temporal característica no sistema ENSO. As Figuras 1 e 2 do artigo de Andrade et. al. (1995), que aqui nesse trabalho são usadas como figuras 4.2 e 4.3, mostram a série temporal das flutuações diárias da TSM e o espectro das frequências respectivamente. A partir de suas análises, eles concluíram que a única previsão possível dos eventos ENSO é puramente probabilística, visto que, a série temporal que descreve o evento é do tipo Browniana, portanto, completamente não periódica. A probabilidade é inversamente proporcional a amplitude de oscilação. Nestas condições, de acordo com Andrade et. al, as flutuações temporais da TSM podem ser consideradas **AUTO-RELACIONADAS** e a estatística fractal é aplicável. Os resultados demonstrados no trabalho de Andrade et. al. (1995) nos motivaram a avaliar o problema da previsibilidade dos eventos ENSO a partir da utilização de um modelo atmosférico simples com acoplamento para o oceano e a atmosfera, conforme foi descrito anteriormente, todavia bem mais complexo do que o modelo massa-mola usado por eles. *

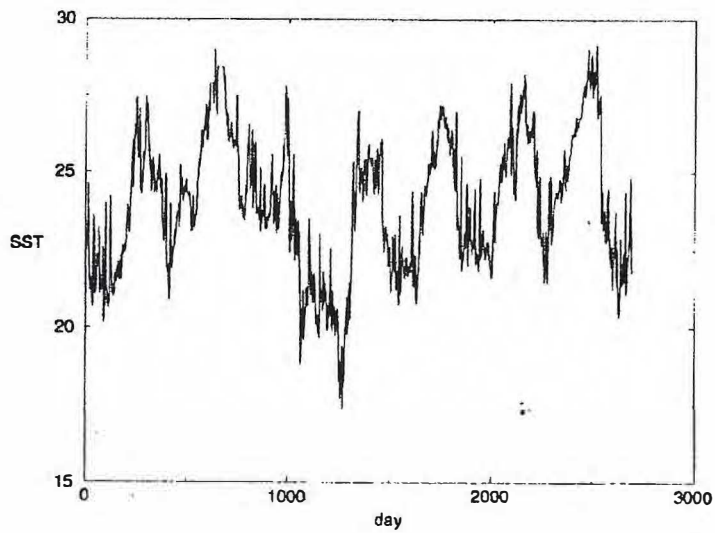


Fig. 4.2 - Série temporal das flutuações diárias da SST em 110°W na zona equatorial de 1985 a 1992, Figura tirada do trabalho de Andrade et. al(1995).

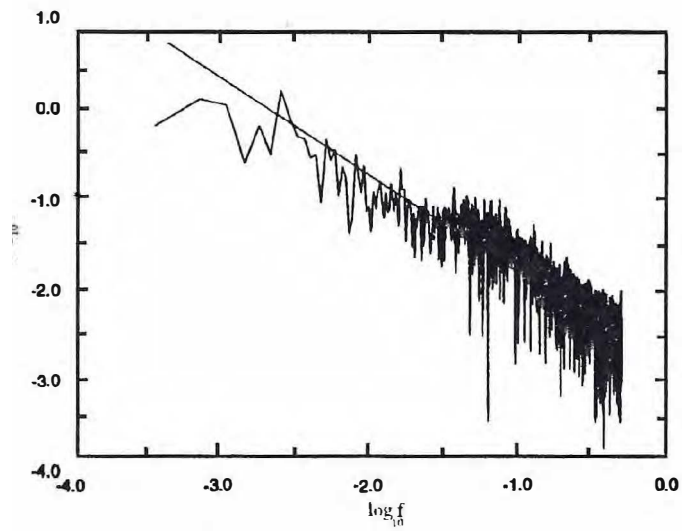


Fig. 4.3 - Espectro de amplitude obtido da série temporal na Fig. 1. A linha reta mostra o melhor ajuste com inclinação de -1.07 ± 0.01 . Figura tirada do trabalho de Andrade(1995)

4.4 - A FUNÇÃO AQUECIMENTO COMO FATOR PREDOMINANTE PARA SIMULAR UM ESTADO CRÍTICO AUTO ORGANIZADO PARA O ENSO.

O acoplamento entre a TSM total e o vento superficial no modelo acoplado é hábil para produzir um ciclo sazonal próprio. A temperatura da superfície do Oceano, que existe como consequência das trocas energéticas ocorrendo na superfície do mesmo é fruto de uma série de mecanismos físicos, dos quais o principal é a presença do sol, contribuindo com radiação diretamente sobre a região e indiretamente através dos processos convectivos provocados a nível global, tanto ocorrendo na atmosfera como nos oceanos. Isto leva-se a pensar que vários subsistemas interagentes compõem o fenômeno atmosférico que ocorre na região do Pacífico Equatorial, o qual denomina-se ENSO. O estudo deste fenômeno deve ser feito considerando-se todos os elementos constituintes e suas importâncias para o processo interativo que o envolve. Quando se utiliza o conjunto de equações dinâmicas para se estudar tais processos físicos, espera-se que elas sejam robustas para explicar por inteiro o comportamento do sistema, todavia, apesar delas estarem relacionadas ao conjunto de leis de conservação da energia, do momentum, da massa e de qualquer outro tipo de constituinte da natureza, elas são reduzidas por fatores de escala temporal e espacial para representarem apenas comportamentos que sejam interessantes nas escalas que se deseja estudar. Ao fazer isto, perdas irreparáveis de informações sobre o sistema ocorrem e parametrizações passam a funcionar como fatores fundamentais para se gerar respostas condizentes com os fenômenos que se pretende descrever. Por outro lado, sabe-se que é impossível na atualidade, apesar dos supercomputadores existentes, a utilização de modelos fechados e completos para resolver o problema atmosférico e oceânico. Sendo assim, é fundamental o desenvolvimento de modelos numéricos (O \cup A), mesmos parametrizados, cujo objetivo é simular cada vez mais próximo do possível os resultados observados. Com este objetivo é que foi desenvolvido este trabalho.

e pelas figuras apresentadas abaixo: 4.5_a, 4.5_b e 4.5_c. A figura 4.4 representa o mapa das flutuações da TSM no Pacífico equatorial calculada pelo modelo, onde foi considerado o tempo no eixo vertical e a longitude no eixo horizontal. As figuras 4.5_a, 4.5_b e 4.5_c representam três quadros cada, e cada um, visto de cima para baixo, apresenta: Quadro 1 (Q₁), flutuação mensal da TSM, Quadro 2 (Q₂), a densidade do espectro de potência da série temporal anterior e quadro 3 (Q₃), apresenta o ,loglog da Amplitude versus frequência. Os índices a, b e c caracterizam as posições tomadas nas longitudes em que as temperaturas foram obtidas: (a) 3000km da costa da América do Sul, (b) 1500 km da costa da América do Sul e (c) fica a 750km da costa da América do Sul. A periodicidade para os resultados gerados por este modelo pode ser visto, acompanhando-se o comportamento dos contornos da TSM a partir dos dados mostrados pela figura acima. Por outro lado as três figuras apresentadas a seguir poderão melhor ratificar esta informação, uma vez que o espectro de potência, apresenta frequências bem delimitadas e separadas, com a de maior amplitude sendo a de mais baixa ordem. Como foi dito anteriormente, estes resultados representam os dados obtidos para bóias “teóricas”, posicionadas a 3000 km, 1500 km e 750 km da costa da América do sul. Com estas informações geradas pelo modelo com amplitude de aquecimento constante e com as análises de Andrade et. al., teve-se a idéia de tornar o parâmetro de acoplamento entre o oceano e a atmosfera, a função aquecimento do Oceano, relacionada com a liberação de calor latente sobre sua superfície, uma variável estatisticamente randômica, no modelo acoplado. Isto foi possível uma vez que ela contém uma amplitude Q_0 , usualmente usado como $0.05 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, e retrata a quantidade de energia por metro quadrado da superfície do oceano que é transferida no processo de troca entre os dois sistemas.

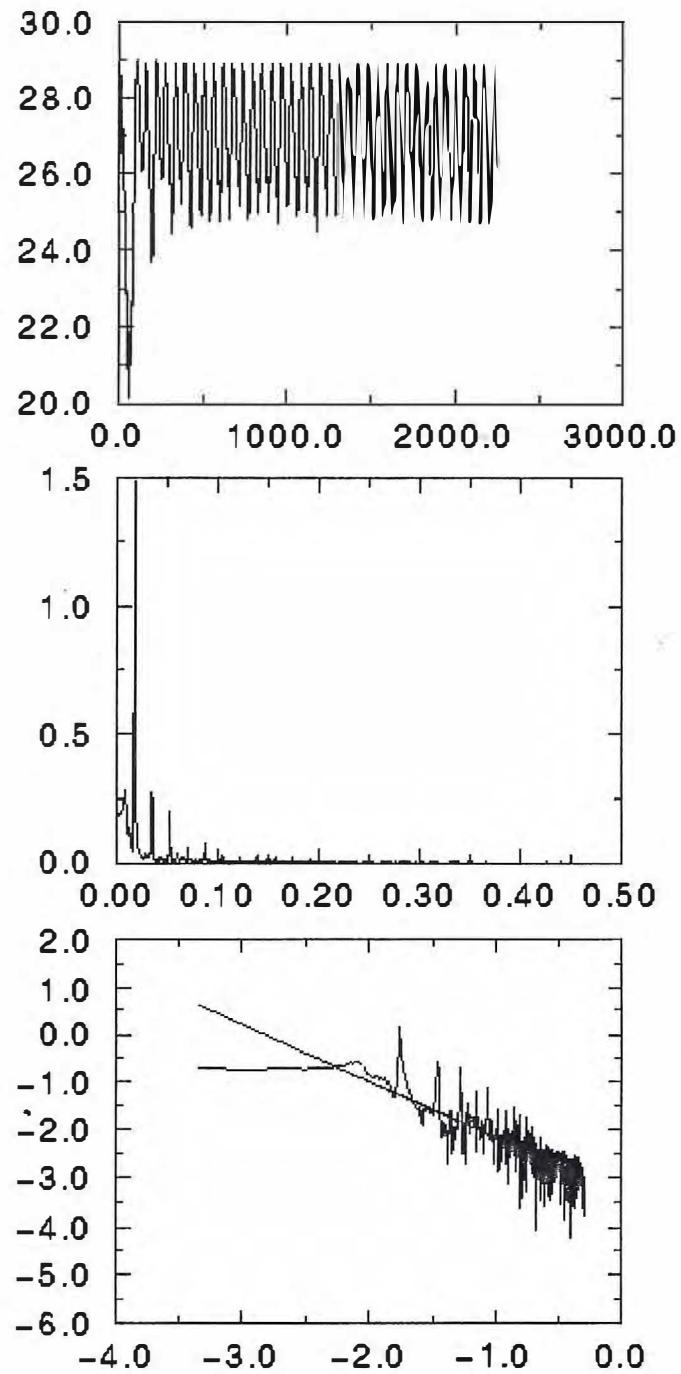


Fig. 4.5 $_a$ - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados de 3000 km da costa da América do Sul.

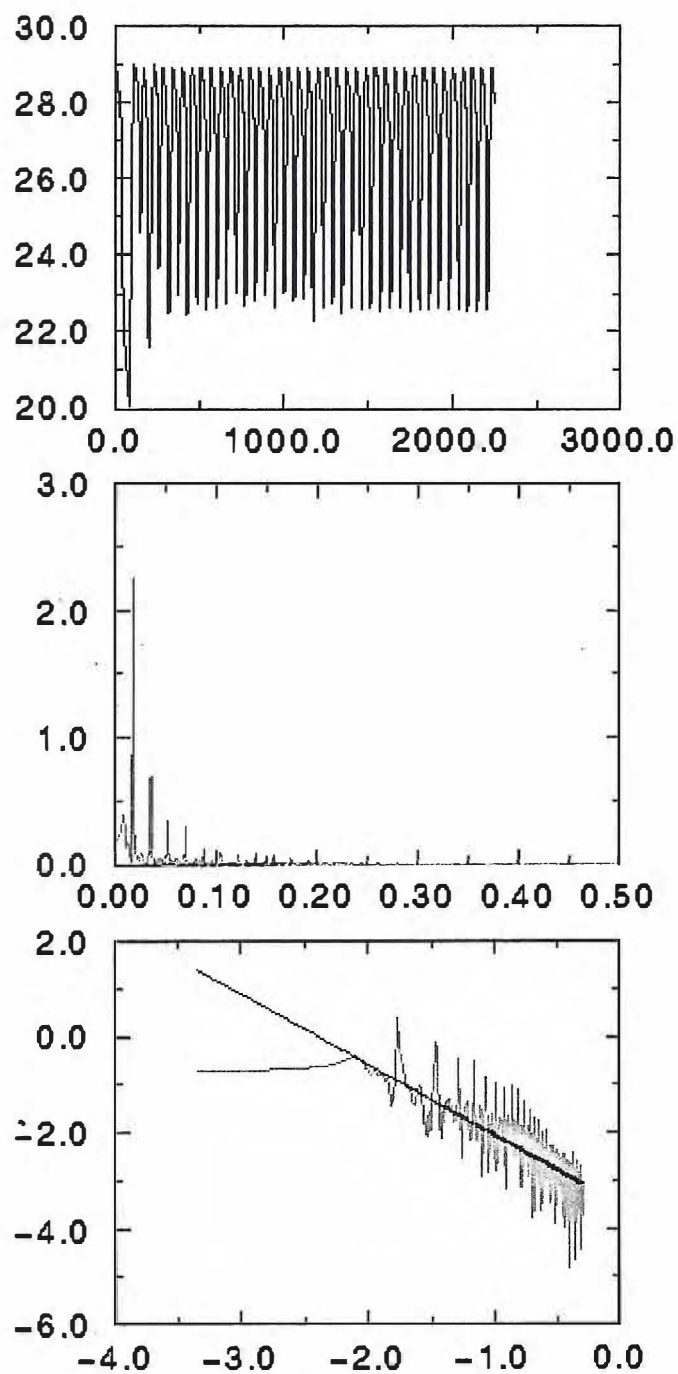


Fig. 4.5_b - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados de 1500 km da costa da América do Sul.

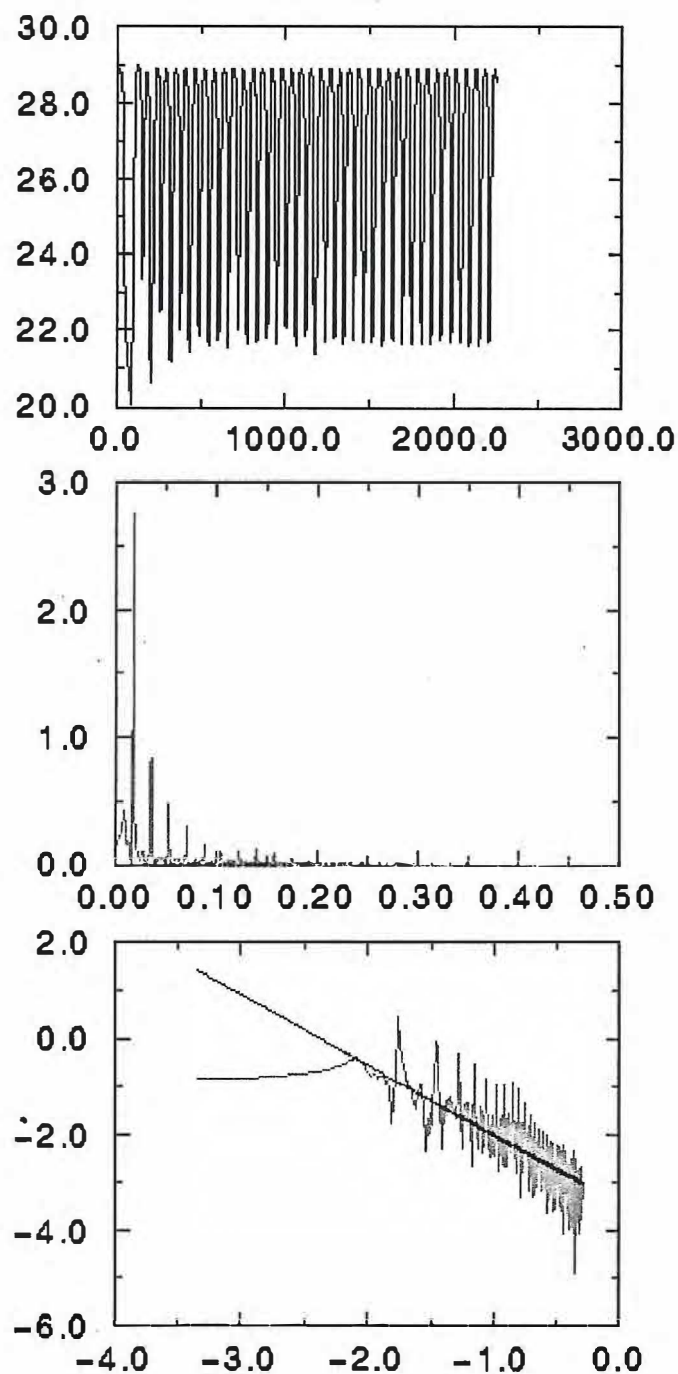


Fig. 4.5_a - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados de 3000 km da costa da América do Sul.

Esta aleatorização deve tentar representar mecanismos físicos que se julga importantes para o ciclo das temperaturas sobre a superfície do Oceano, a TSM, ou em outra palavras, o ciclo do fenômeno El Niño. Acredita-se que vários fatores podem influenciar o processo de

interação entre o oceano e a atmosfera, dentre eles a radiação direta do Sol, que como tal pode contribuir com mais ou menos radiação, dependendo da presença de manchas solares ou não. Por outro lado, a influência pode ocorrer de forma indireta, onde o bloqueio da passagem da radiação venha ocorrer através da emissão de partículas a partir de erupções de vulcões sobre o equador, como ocorre comumente, porém em situações completamente não previsíveis. Portanto, acredita-se que a aleatorização da amplitude da função aquecimento para o oceano possa retratar com segurança, os mecanismos importantes no processo de troca energética entre o oceano e a atmosfera. A aleatorização é implementada, considerando-se três situações, que serão discutidas no próximo capítulo, entretanto, adianta-se que a aleatorização ocorre a cada ano, a cada seis meses ou a cada três meses. Isto significa dizer que, em vez de sempre se considerar o mesmo valor $0.05 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ ($500\text{w}/\text{m}^2$), considera-se que, a cada período dos citados acima, a amplitude da função aquecimento assume um novo valor, que flutua entre 0.035 ($350\text{w}/\text{m}^2$) e $0.05 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ ($500\text{w}/\text{m}^2$). Com esta implementação consegue-se modificar de forma drástica os resultados gerados pelo modelo descrito no capítulo 2, e principalmente, pode-se observar, grandes diferenças entre os resultados das aleatorizações para um ano, seis meses e três meses. Portanto, o modelo aqui implantado, que considera a circulação atmosférica forçada por uma distribuição anômala de aquecimento (Gill 1980), a qual depende parcialmente da liberação de calor latente (Q_{SST}) sobre os oceanos, agora tratada de forma aleatória, e do aquecimento sobre a terra (Q_{LAN}), como será mostrado, foi capaz de simular uma situação similar aquela observada por Andrade et. al. As simulações foram feitas considerando-se dois tipos de situações: uma que considerava apenas, como domínio, o Oceano Pacífico e uma segunda, que considerava como domínio, o Oceano Pacífico, o Oceano Índico e a terra, representada pelo continente Africano e parte do Oriente. Neste caso, várias

simulações foram realizadas considerando-se um período de 200 anos. Os resultados destas simulações serão apresentadas no próximo capítulo.

CAPÍTULO V

RESULTADOS OBTIDOS

5.1 - INTRODUÇÃO

Este capítulo será dedicado a apresentação dos resultados obtidos com este trabalho, e a uma completa discussão dos mesmos. No capítulo dois foi apresentado o modelo acoplado, no qual foi implementado uma modificação para trabalhar com uma variável de aquecimento da superfície do mar aleatória. No capítulo três foi apresentada a função aquecimento e as parametrizações usadas por outros pesquisadores. No capítulo quatro foi feita uma discussão sobre a importância da função aquecimento da superfície do oceano Pacífico, em sua forma aleatória, para a geração de séries temporais do tipo Browniana para o fenômeno ENSO. Porém somente agora neste capítulo é que será quantificado esta importância. Isto será feito avaliando-se várias situações, através de simulações, onde serão considerados diferentes domínios de integração das equações que compõem o modelo acoplado. Pode-se dizer que, foram considerados domínios de grande importância para a existência do fenômeno, como também de suas influências fundamentais, compreendendo todo o ambiente dos Oceanos Pacífico e Índico, como também abrangendo os continentes Africano e Asiático. Na realidade dois domínios foram mais explorados: o ambiente completo, contendo os dois Oceanos, o continente Africano e parte do Oriente e o ambiente reduzido, contendo apenas o Oceano Pacífico. Obviamente, isto foi feito, porque “se sabe”, que o fenômeno El Niño é um fenômeno puramente oceânico e basicamente é o Oceano Pacífico o responsável por ele. Por outro lado, outros fenômenos ocorrendo no Oceano Índico e nos continentes Africano e Asiático, como também no Oceano Atlântico e nas Américas do Sul e do Norte, interagem com o Pacífico de

forma direta ou indireta, e se fez necessário avaliar estas influências através do modelo aleatorizado, para sentir a importância desta modificação nas possíveis interferências sobre as várias facetas de sua influência por todo o globo terrestre. Com certeza não serão discutidos neste trabalho estas peculiaridades, visto que somente interessa avaliar se o modelo é capaz de gerar séries temporais com características de fractais auto afins. Dessa forma serão apresentadas quatro tipos de simulações. As três primeiras, na ordem de apresentação no capítulo, utilizarão o mesmo domínio de simulação, o qual será o mais completo possível, ou seja, ele será composto dos Oceanos Pacífico e Índico e dos continentes Africano e parte do continente Asiático. A diferença básica entre elas vem do período de aleatorização que foi usada para a amplitude da função aquecimento da superfície do mar. Para a primeira simulação, caracterizada pelas figuras do tipo 5.1, se utiliza um período de um ano, isto é, a cada ano a amplitude assume um novo valor, escolhido de forma aleatória, pertencendo a um intervalo de valores, conforme está descrito nos caption das figuras. Na segunda simulação foi usado um período de seis meses para a aleatorização e na terceira simulação foi usado um período mais reduzido de apenas três meses. Para a quarta simulação foi usado um outro domínio, agora mais reduzido, contemplando somente o Oceano Pacífico. Nesta simulação foi usado uma aleatorização para um período de um ano. Em virtude da urgência para a finalização deste trabalho e da quantidade de tempo de máquina exigida para realizar estas simulações não foi possível fazer muitas simulações, porém tem-se a pretensão de realizar mais, para se ter um completo entendimento deste problema, e de suas influências por todo o globo, que parece ser o problema bastante interessante.

A quantificação desta afirmativa vai ser colocada agora nesta seção. A apresentação é feita de forma sequenciada, na qual a primeira figura, fig 5.1 acima, representará o gráfico das flutuações temporais da TSM do Pacífico equatorial e as três figuras seguintes, ao gráfico, figs. 5.1(a, b e c) representam, respectivamente, as flutuações mensais da TSM para uma longitude determinada, a densidade do espectro de potência e o loglog da amplitude versus frequência. Deste último gráfico, após uma análise minuciosa, serão obtidos os diversos coeficientes que caracterizam o grau de criticalidade envolvido com a série temporal, o coeficiente de Hausdoff e a dimensão fractal D associado com a série temporal.

A figura 5.1 representa o gráfico das flutuações temporais de TSM, no Pacífico Equatorial, geradas pelo modelo completo aleatorizado **anualmente**. Os primeiros 20 anos não devem ser considerados para a análise por representarem o estado transiente do modelo, só interessando dessa forma avaliar os resultados acima deste tempo, que caracterizam as soluções estacionárias. Observando o gráfico pode-se dizer que ele em si não representa uma situação periódica. Pode-se ver no primeiro quadro da fig 5.1 a flutuação mensal de TSM, obtida na longitude 12.000, isto é, 3000 km da costa da América do Sul, com um comportamento não periódico. Os dois quadros seguintes reforçam esta idéia, uma vez que, o gráfico da densidade de potência apresenta um espectro distribuído por uma gama bastante alta de valores, abrangendo desde das altas frequências até as baixas frequências. Por outro lado o quadro seguinte da fig. 5.1_a, representando o loglog da amplitude versus frequência, apresenta uma regressão linear com coeficiente igual a -1.1. Este resultado implica num valor de $\beta=2,2$ (o coeficiente do espectro de potência $S(f)$, dado pela eq. 4.4). Usando a eq. 4.5, pode-se calcular o coeficiente de Hausdoff $H=0.6$ e a dimensão fractal da série $D=1.4$. Estes valores caracterizam esta série temporal como um ruído Browniano fracionário. O quadro

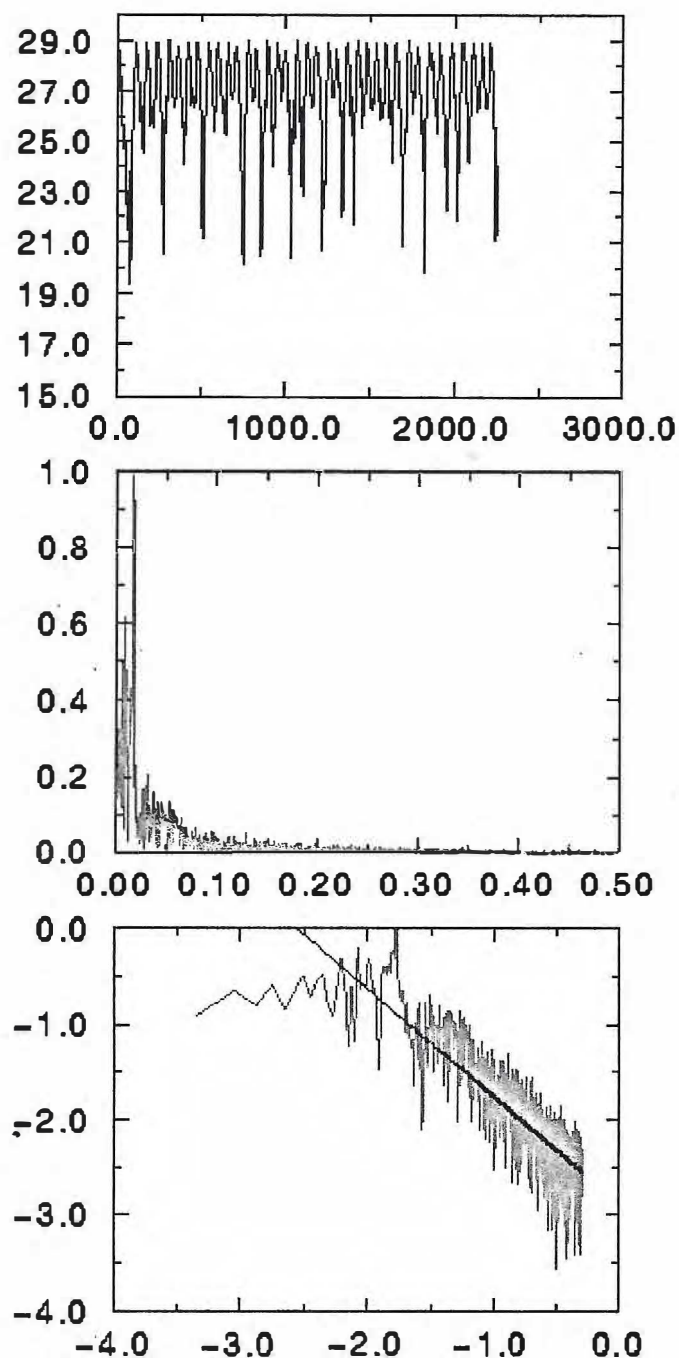


Fig. 5.1a - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. **Dados obtidos a partir da fig. 5.1, numa posição longitudinal contabilizando 3000 km da costa da América do Sul.**

seguinte, fig. 5.1b, cujos dados foram obtidos para a longitude de 13500 km, isto é 1500 km da costa da América do Sul, representa o mesmo padrão de comportamento visto para o quadro anterior, diferindo pouco nos valores de $\beta=2.4$, $H=0.7$ e $D=1.3$.

Comportamento similar pode ser observado para os resultados da fig. 5.1c, cujos dados foram obtidos para 750 km da costa da América do Sul. Neste caso os valores de β , de H e de D ficaram iguais aos daqueles da fig. 5.1a.

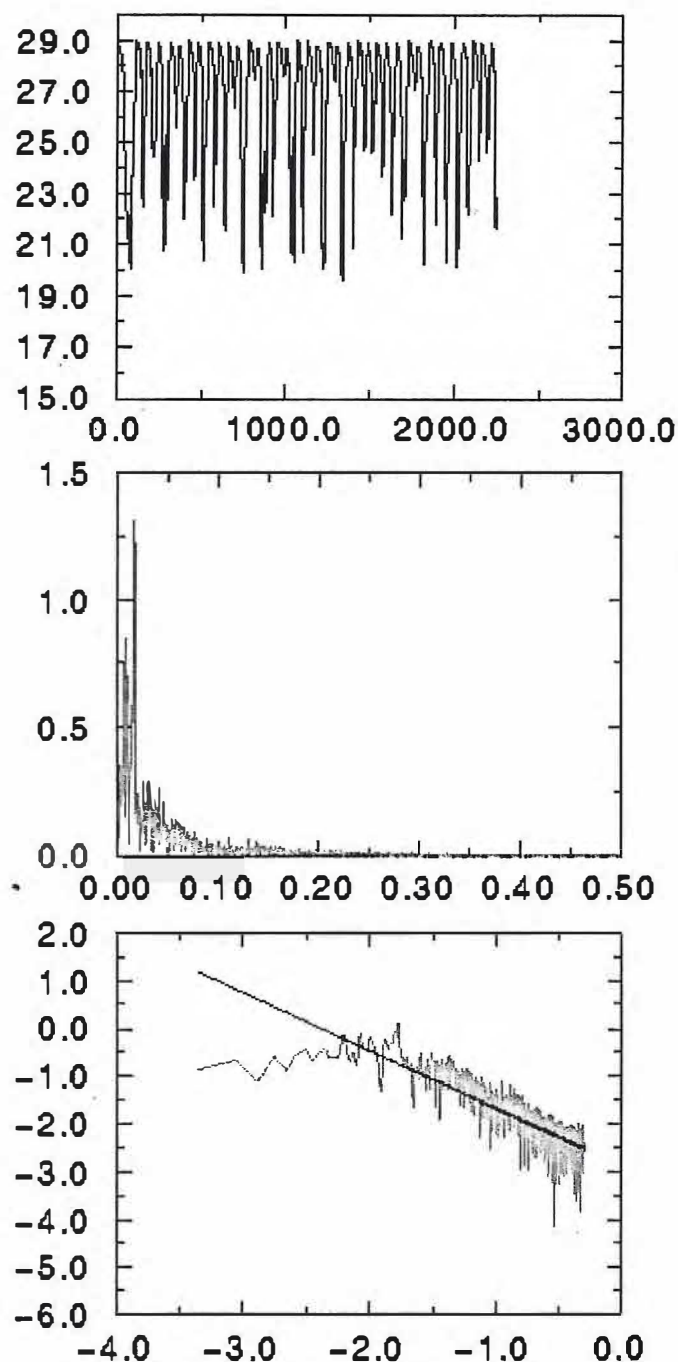


Fig. 5.1b - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados obtidos a partir da fig. 5.1, numa posição longitudinal contabilizando 1500 km da costa da América do Sul.

Em virtude das similaridades apresentadas nas figuras anteriores os próximos resultados serão apresentados apenas para a longitude de 3000 km da costa da América do Sul

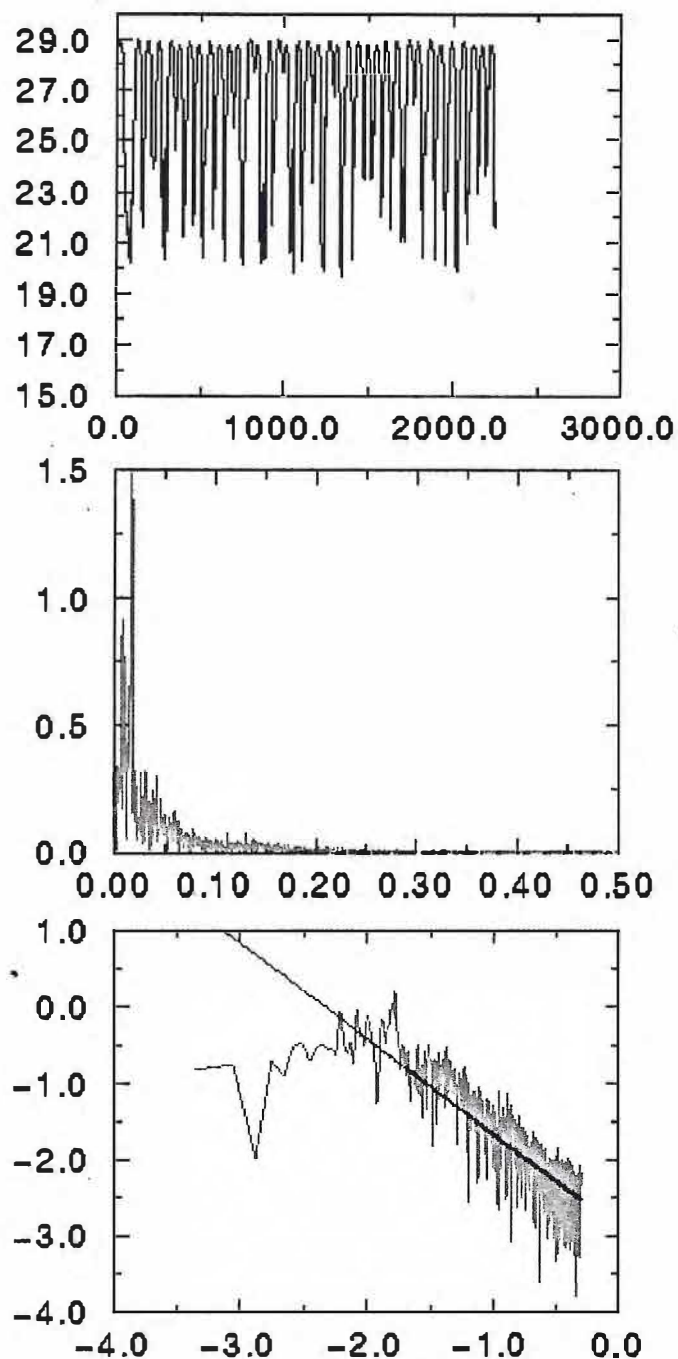


Fig. 5.1c - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados obtidos a partir da fig. 5.1, numa posição longitudinal contabilizando 750 km da costa da América do Sul.

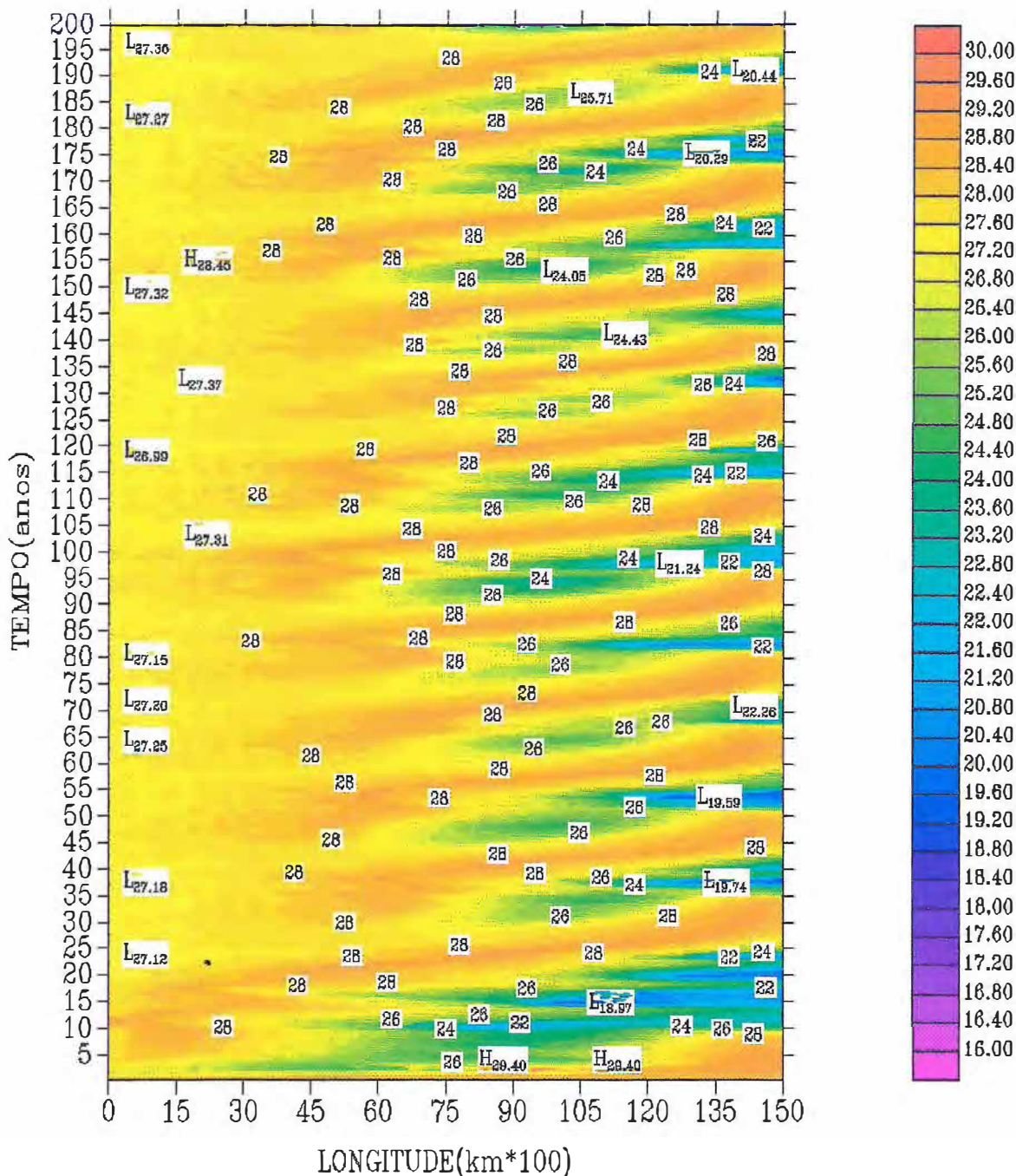


Fig. 5.2 - Contorno das Flutuações da TSM no Pacífico equatorial, calculada pelo modelo de Anderson, McCreary e Ilana Wainer com Q_{SST} fluando **semestralmente** de forma aleatória, assumindo valores entre 0.04 a $0.055 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. **O domínio considerado abrange os Oceanos Pacífico e Índico e a Terra.**

A fig. 5.2 acima, apresenta o mapa das flutuações mensais de TSM, considerando-se uma aleatorização **semestral**, isto é, a cada seis meses a amplitude da função aquecimento da superfície do mar assume um valor diferente, escolhido de forma randômica. A análise espectral dos dados na longitude de 12000 km

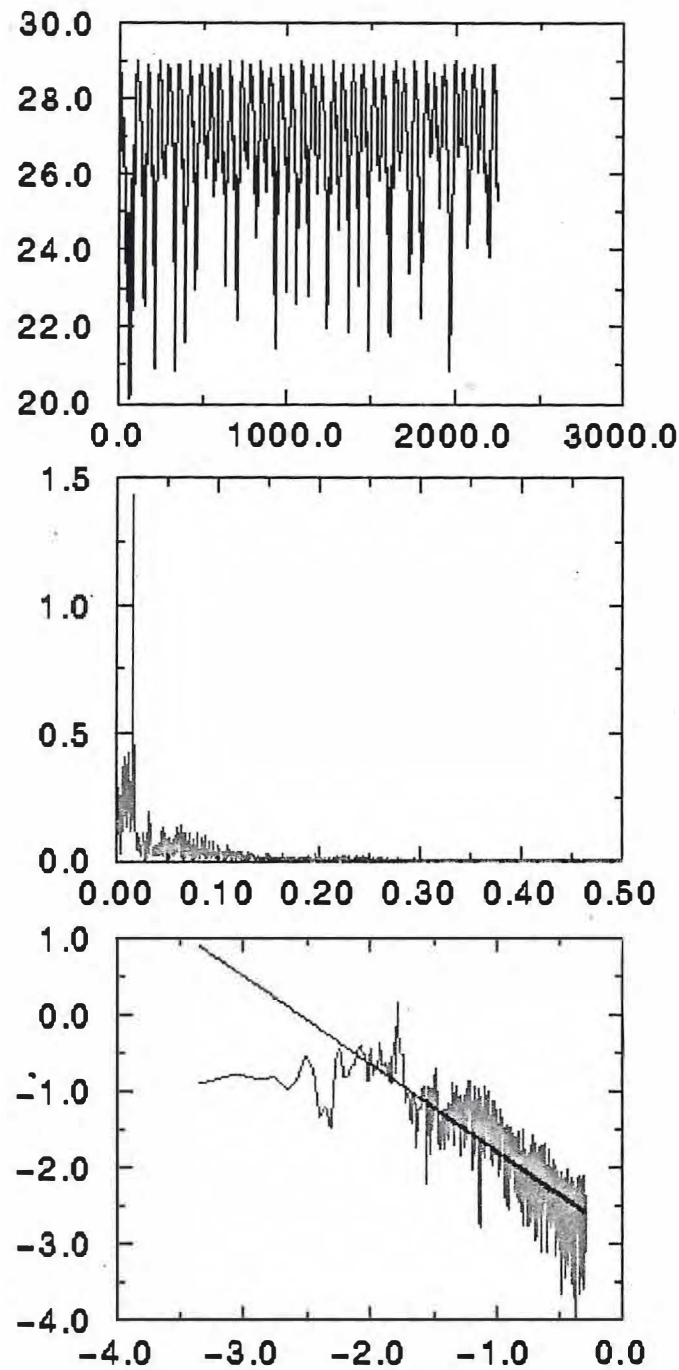


Fig. 5.2a - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados obtidos a partir da fig. 5.2, numa posição longitudinal contabilizando 3000 km da costa da América do Sul.

mostra o mesmo comportamento observado pela a série anterior descrita pela figura 5.1, com pequenas diferenças nos valores dos parâmetros que caracterizam o estado fractal auto-afim

para o fenômeno assim estudado. Os valores de β , de H e de D foram respectivamente iguais a 2.3, 0.7 e 1.4, o que caracterizam novamente a série como um ruído Browniano fracionário.

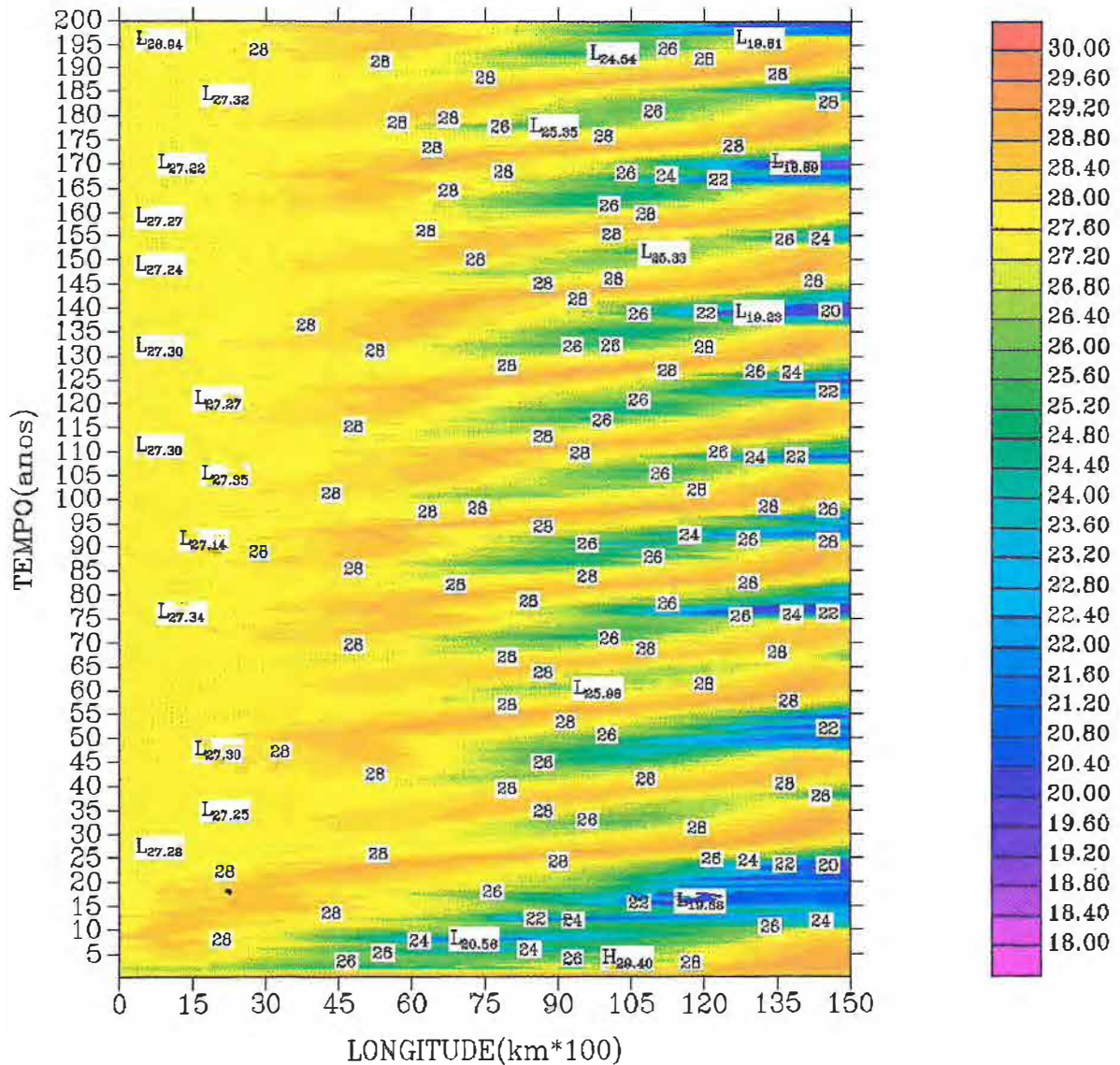


Fig. 5.3 - Contorno das Flutuações da TSM no Pacífico equatorial, calculada pelo modelo de Anderson, McCreary e Ilana Wainer com Q_{SST} fluindo trimestralmente de forma aleatória, assumindo valores entre 0.04 a 0.055 m^2s^{-3} . O domínio considerado abrangeu os Oceanos Pacífico e Índico e a Terra.

O conjunto de figuras 5.3 apresenta os resultados da simulação com a amplitude de Q_{SST} aleatorizada trimestralmente. Olhando a fig. 5.3, pode-se dizer que ela apresenta um quadro mais marcante, quanto a aperiodicidade, nos valores das flutuações da temperaturas da superfície do oceano. A fig. 5.3_a apresenta,

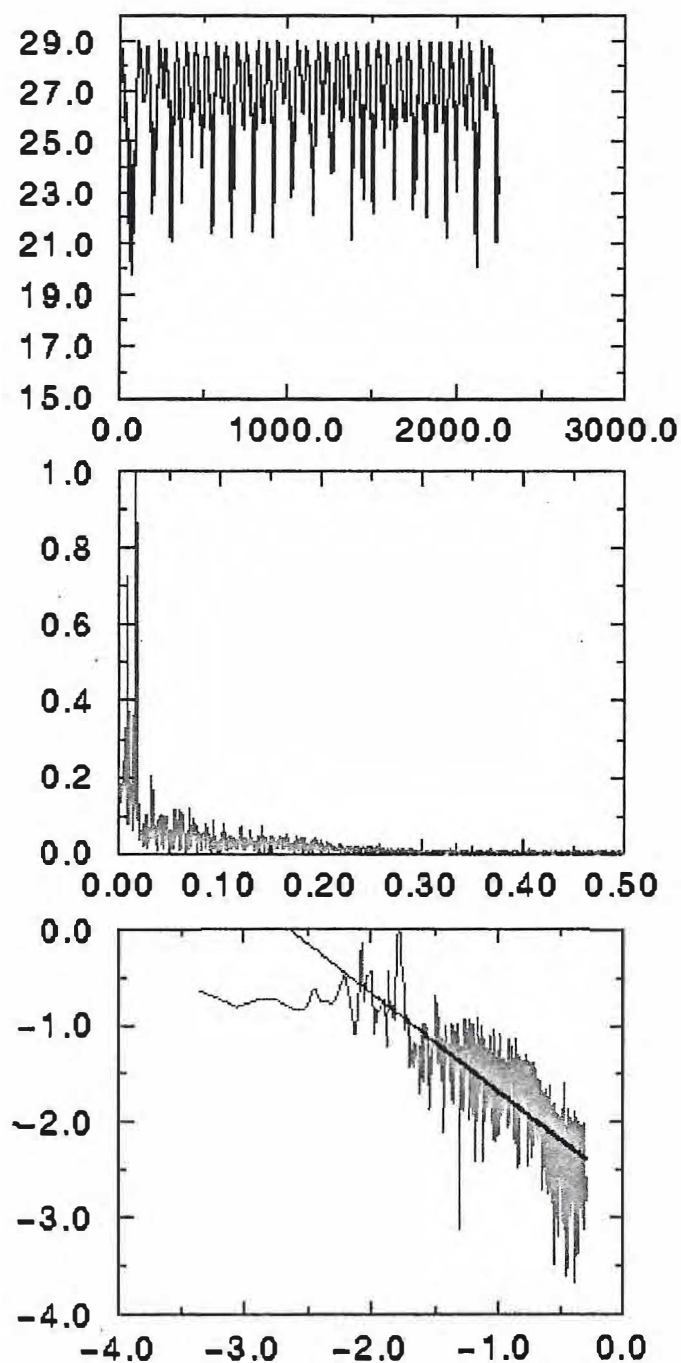


Fig. 5.3a - De cima para baixo: Q_1 representa a Flutuação mensal da TSM, Q_2 representa a densidade do espectro de potência e Q_3 representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados obtidos a partir da fig. 5.3, numa posição longitudinal contabilizando 3000 km da costa da América do Sul.

a série temporal das flutuações mensais da TSM para o Pacífico equatorial. É evidente que esta série contém uma nítida aperiodicidade. Esta aperiodicidade fica bem quantificada quando se analisa o terceiro quadro da figura 5.3_a, isto é, o loglog da amplitude versus frequência. Aqui

o coeficiente da regressão linear foi -1.01, o que levou o valor de β para 2.02, ou seja praticamente 2, levando os valores de H e D para $\frac{1}{2}$ e $\frac{3}{2}$ respectivamente. Este conjunto de valores caracteriza completamente um ruído Browniano. É bom observar que a aleatorização trimestral está associada com o jogo das estações, ou seja, a seasonalidade.

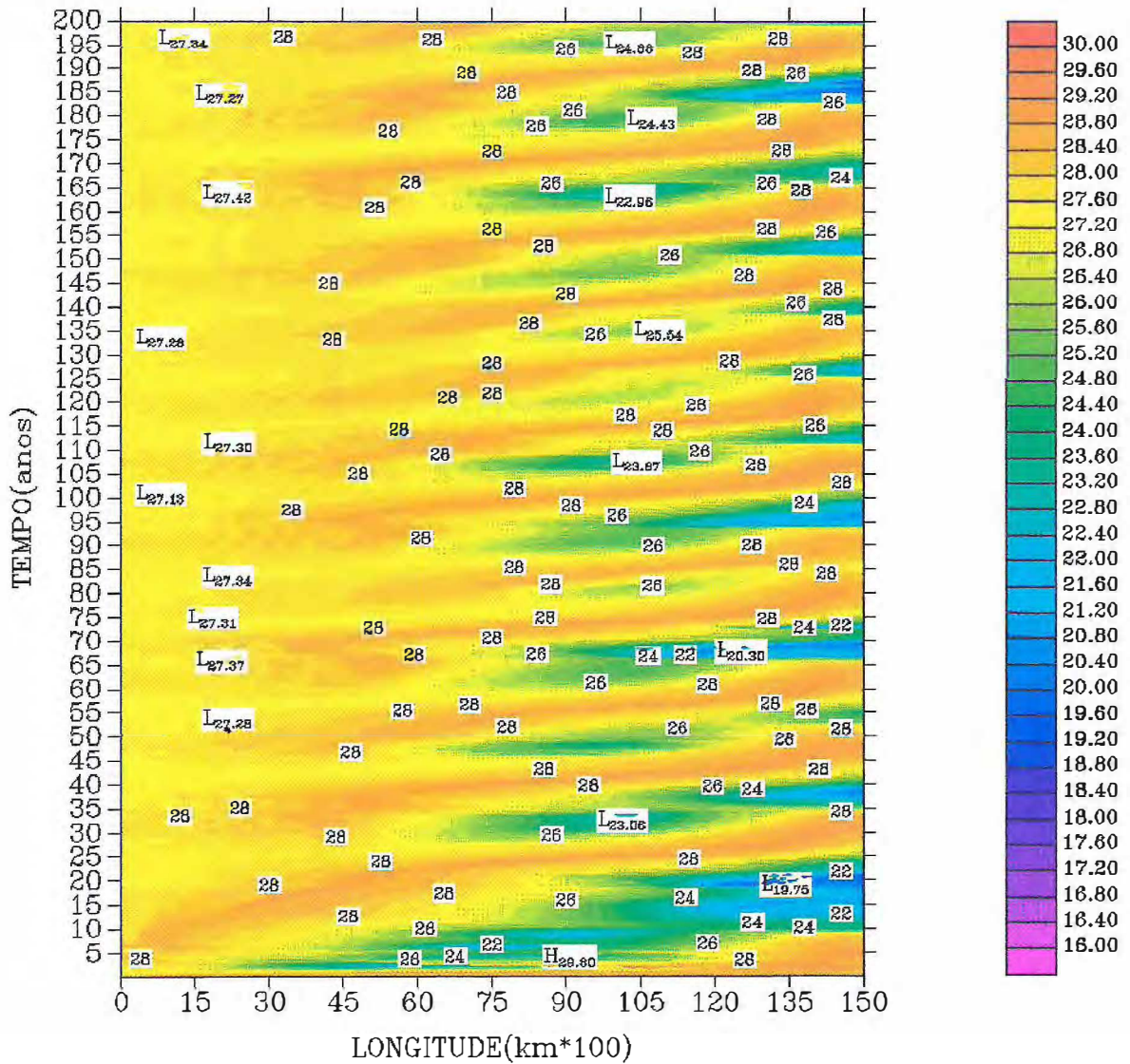


Fig. 5.4 - Contorno das Flutuações da TSM no Pacífico equatorial, calculada pelo modelo de Anderson, McCreary e Ilana Wainer com Q_{SST} fluando **anualmente** de forma aleatória, assumindo valores entre 0.04 a 0.055 m^2s^{-3} . **O domínio considerado abrangeu apenas o Oceano Pacífico.**

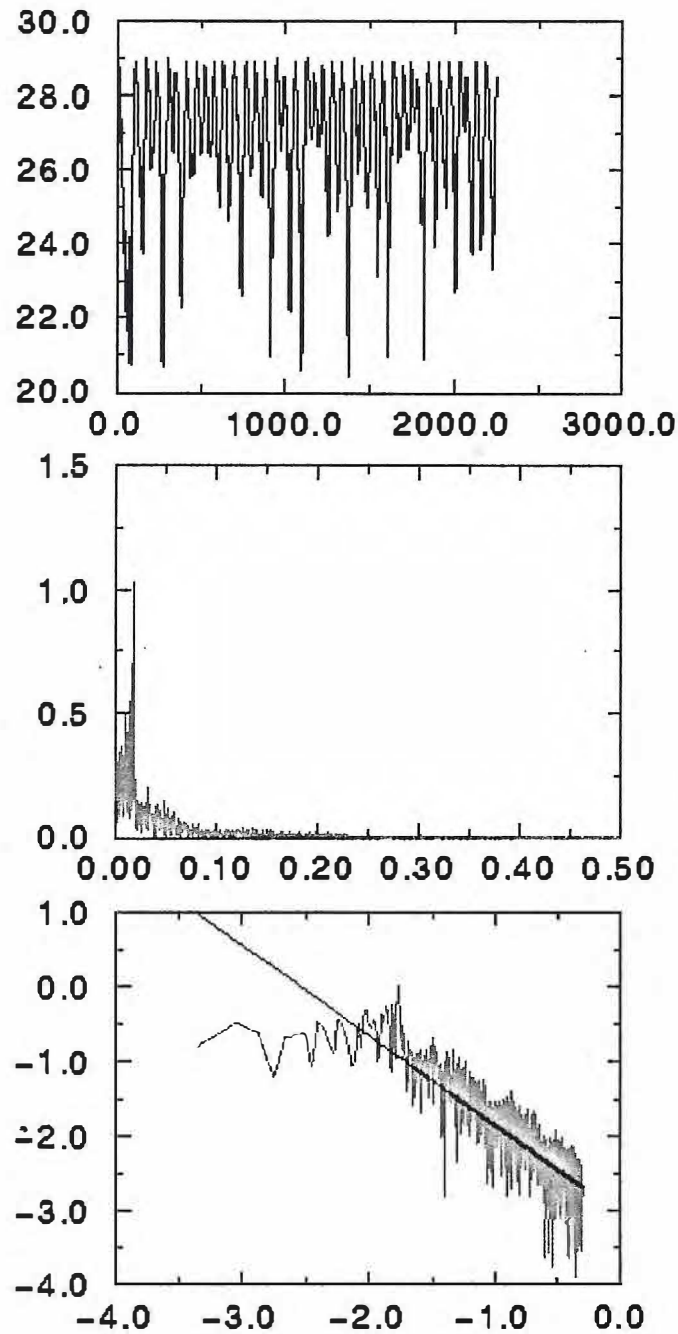


Fig. 5.4a - De cima para baixo: Q₁ representa a Flutuação mensal da TSM, Q₂ representa a densidade do espectro de potência e Q₃ representa o loglog da Amplitude versus frequência. Dados obtidos a partir da fig. 5.4, numa posição longitudinal contabilizando 3000 km da costa da América do Sul.

A fig. 5.4 apresenta uma simulação com o modelo acoplado, considerando-se a amplitude da função aquecimento da superfície do Oceano Pacífico flutuando aleatoriamente e anualmente, para um domínio que congrega apenas o próprio oceano Pacífico. A idéia aqui é observar que este domínio, o domínio natural gerador do conhecido fenômeno El Nino, pode

gerar séries temporais com dimensão fractal, caracterizando ruído Browniano, levando o fenômeno simulado para a classe dos fenômenos não previsíveis. A partir de uma análise visual completa da fig. 5.4, pode-se ter certeza de que um fenômeno não periódico, ou pelo menos quase periódico está sendo simulado. Contudo, a fig. 5.4_a apresenta em seu terceiro quadro a regressão linear feita sobre a curva da amplitude versus frequência, de onde se obtém um valor para $\beta = 2.4$. Este valor de β implica em valores do coeficiente de Haurdoff, $H = 0.7$ e dimensão fractal $D = 1.3$. Mais uma vez observa-se que a série temporal se comporta como um fractal auto afim, para os quais os valores permitidos para o coeficiente de Haurdoff e da dimensão fractal estão entre $0 < H < 1$ e $1 < D < 2$.

5.3 - DISCUSSÕES FINAIS.

Para fechar este capítulo seria importante dizer que todas as simulações realizadas, utilizando-se uma aleatorização da amplitude da função aquecimento da superfície do mar para o Pacífico equatorial, não importando se for anual, semestral ou trimestral, gerou uma série temporal do tipo Browniana, equivalente a de uma andada aleatória, cuja similaridade com os fractais auto afins é de pronto reconhecimento, (ver discussão no capítulo 4). Ficou claro que a série que mais se aproximou de um ruído Browniano foi aquela que teve aleatorização no período de três meses, que é o período das estações climáticas. Não foi discutido o valor dos parâmetros que caracterizam estas séries como representando estados críticos auto organizados, quando a simulação foi realizada com o valor da amplitude constante, (figura 4.4). Após a análise de Fourier destes dados para uma posição a 3000 km da costa da América do Sul, obteve-se os seguintes valores: 2.88, 0.94 e 1.0 para β , H e D respectivamente. Estes valores colocam o fenômeno simulado praticamente fora do regime de

criticalidade , caracterizado pelos valores de $0 < H < 1$; $1 < D < 2$ e $1 < \beta < 3$. Os valores obtidos Para β , H e D a partir desta simulação caracterizam séries periódicas, ou quase periódicas com vários harmônicos. Isto pode ser observado quando se olha para o espectro da densidade de potência, fig. 4.5, onde pode se ver com bastante clareza os vários modos de frequência bem delimitados. Pode-se dizer que todos os resultados simulados levam a pensar que uma parametrização aleatória para a função aquecimento da superfície do Oceano Pacífico pode conter, não se diria todas as respostas para explicar a não periodicidade do fenômeno estudado, o ENSO, mas, pelo menos, alguns ingredientes básicos aptos a fornecer subsídios aos modeladores do sistema acoplado Oceano Atmosfera, aonde pesquisar para resolver este complexo problema. Ficou claro que a função aquecimento exerce um papel importante no processo como um todo, porém deve-se ter em mente que outros mecanismos importantes estão presentes.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES FINAIS

O principal objetivo deste trabalho foi discutir a possibilidade de um modelo dinâmico, para o sistema acoplado oceano atmosfera, vir descrever o comportamento demonstrado por Andrade et al. Sabe-se que Andrade se utilizou de uma série temporal de dados observacionais obtidos de uma estação meteorológica no Pacífico equatorial. Contudo, uma série temporal pode ser determinística como também pode ser estocástica. Se ela for determinística é possível se desenvolver um modelo dinâmico para descrever o fenômeno físico. Por outro lado, se ela possuir um comportamento estocástico, trata-se de um processo com muitos graus de liberdade, e neste caso somente se pode esperar uma descrição estatística. Neste caso, associa-se em geral a presença de um ruído, sendo o ruído branco, o caso extremo de uma série totalmente aleatória. Este, não foi o caso observado por Andrade, nem foram os resultados simulados neste trabalho. Fica evidente que, a série temporal usada por Andrade em seu trabalho, era uma série estocástica, porém não ao extremo de ser um ruído branco. Dessa forma, é possível que, somente através de uma descrição estatística, pode-se compreender melhor o fenômeno ENSO. As interações que ocorrem entre os sistemas responsáveis pelo acoplamento oceano atmosfera, que produzem o ENSO, são fortemente não lineares, e isto impõe que a sua previsibilidade seja dependente intrinsecamente de como altas frequências de oscilação e de baixa amplitude possam influenciar as baixas frequências de oscilação do sistema .

Desta forma, a aleatorização da amplitude no termo de aquecimento, no modelo dinâmico acoplado para simular o ENSO introduziu os efeitos lineares e estatísticos que

tornaram possível reproduzir o comportamento complexo, estocástico dos dados observacionais.

Poderia-se perguntar, quais mecanismos físicos estariam sendo contemplados com este tipo de tratamento. Dificilmente se poderia precisar quais e quantos são estes mecanismos de interação que estarão contribuindo para o processo de relaxação do sistema para um estado crítico auto-organizado; exatamente pela grande quantidade de graus de liberdade envolvidos com o sistema. Em virtude da simulação com aleatorização trimestral ter sido a que mais se aproximou dos resultados obtidos da observação, permite-se questionar que mecanismos físicos seriam responsáveis por este detalhe. Acredita-se que uma associação de fenômenos podem determinar este comportamento e, com certeza, estariam associados com modificações nas intensidades do aquecimento imposto aos oceanos de forma aleatória e atuando ano a ano, ou quem sabe, em períodos maiores ou menores. No que concerne, conclui-se que a idéia de usar a amplitude aleatória para Q_{SST} gerou para o sistema simulado uma completa ausência de uma escala de tempo característica, permitindo-se simular um sistema com tendência para um estado crítico.

REFERÊNCIAS

- Abramowitz, M. and Stegun, I. A. 1965: “Handbook of Mathematical Functions”, *Dover*, 1046 pp.
- Anderson, D. L. T., and J. P. McCreary, 1985: “Slowly Propagating Disturbances in a Coupled Ocean-Atmosphere Model”, *J. Atmos Sci*; **42**, 615 - 629
- Anderson, D. L. T., and J. P. McCreary, 1985: “On the Role of the Indian Ocean in a Coupled Ocean-Atmosphere Model of El Niño and Southern Oscillation”. *J. Atmos Sci*; **42** 2439 - 2442
- Andrade, J. S, I. Wainer, J. M. Filho and J. E. Moreira, 1995: “Self-Organized Criticality in the El Niño Southern Oscillation”, *Physica A* , **215** 331 - 338.
- Backer, P., Tang, C, and Wiensfeld., K., 1988: “Self-Organized Criticality” *Physic. review A* , **38** 364 - 374.
- Berlage, H. P., 1966: “The Southern Oscillation e World Weather”. Royal Netherlands Meteor. Inst., Medeling en Verhandeling No **88**, de Bilt, the Netherlands, 152 pp
- Bjerknes, J., 1969: “Atmospheric Teleconnections from the Equatorial Pacifico” *Mon. Weather Rev.* **97**, 163 - 172.
- Cane, M. A., and Sarachik, E. S., 1976: “Forced Baroclinic Ocean Motions II the Linear Equatorial Bouded Case” *J. Mar. Res.*, **35**, 395 - 432.
- Cane, M. A., and Sarachik, e E. S., 1977: “Forced Baroclinic Ocean Motions II the Linear Equatorial Bounded Case”. *J. Mar. Res.*, **35** 395 - 432
- Donald L. Turcotte, 1992: *Fractals and Chaos in Geology and Geophysics*. Cambridge University Press.

- Gill, A. E. and Clarke, A.J. 1974: “Wind - Induced Upwelling, Coastal Currents and Sea - Level Changes”, *Deep - Sea Res.*, **21** 325 - 345
- Gill, A. E. 1979: “Constructing a Two-Layer Model for Studing the Effects of Deep Convection.”, *Seminaré de Dynamique des Fluides Geophysiques et de Modelisation numerique Appliqué à l ‘Oceanographie C anexo*, Paris
- Gill, A. E., Smith, J. M., Cleaver, R. P. , Hide, R. and Jonas, P. R. 1979: “The Vortex Created by mass Transfer Between Layers of the Rotating Fluid.”, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **12**, 195 - 220.
- Gill, A. E., 1980: “Some Simple Solutions for Heat - Induced Tropical Circulation”. *Q.J.R. Meteor.Soc.*, **106.**, 447 - 462.
- Horel, J. D., and Wallace, J. M., 1981: “Planetary Scale Atmospheric Phenomena Associated with the Southern Oscillation” *Mon. Weather Ver.*, **109.**, 813 - 829
- Junger, J. P. M., 1981: “An Overview of Coupled Ocean - Atmosphere Models of El Niño and the Southern Oscillation”., *J. Geophysic. Res.*, **96** ., 3125 - 3150.
- Lighthill, M. J. 1969: “Dynamic Response of the Indian Ocean to Onset of the Southwest Monsoon”. *Phil. Trans. R. Soc.* **265** 49 - 92
- Matsuno, T. 1966: “Quasi - Geostrophic motions in the Equatorial Area”, *J. Meteor. Soc. Japan*, **44** 25 - 43.
- McCreary, J. P., 1983: “A Model of Tropical Ocean - Atmosphere Interaction”., *Mon. Weather Rev.*, **111.**, 370 - 387
- McCreary, J. P., and D. L. T. Anderson 1985: “A Simple Model of El Niño and Southern Oscillation”., *Mon. Weather Rev.*, **112.**, 934 - 946.
- McWilliams, J., and P. Gent., 1978: “A Coupled Air-Sea Model for the Tropical Pacific”. *J. Atmos. Sci.*, **35.**, 962 - 989.

- Per Bak, C. Tang and Kurt Wiesenfeld. 1988: Self-organized Criticality. *Physical Review A*, 38, 1, 364-374.
- Philander, S. G. H., T. Yagamata. And R. C. Pacanowki.,1984:”Unstable Air - Sea Interaction in the Tropics”, *J. Atmos. Sci.*,**41.**, 604 - 613.
- Philander and E. M. Rasmusson,1985: “The Southern Oscillation and El Niño Issues in Atmospheric and Ocean Modeling”., Part A *Climat Dynamics*.(S.Manabe, ed) **591** pp, *Academic press*
- Philander, S. G. H., 1989: “Two different Simulations of the Southern Oscillation and El Niño with Coupled Ocean-Atmosphere General Circulation Models” *Philos. Trans. R. Soc. London Ser.A .*,**329** , 167 - 178.
- Rasmusson, E. M., and Carpenter, T. H., 1982., “Variations in Tropical Sea Surface Temperature and Surface Wind Fields Associated with o Southern Oscillations/El Niño.,*Mon. Weather Rev.*,**110.**, 354 - 384.
- Wainer, I. E. K. C., 1996: “Mosoon - ENSO Relationship”, *Journ. Geophys.Res.*
- Walker, G. T., 1924: “Correlation in Seasonal variation of Weather,IX; A Futher Study of World Weather” *Mem. Indian Meteo.Dept.* **24** 275 - 332
- Walker, G. T., and Bliss, 1932: “World Weather V” *Mem. R Meteor Soc.*,**4** 53 - 84
- Walker, G. T. ,and E. W. Bliss, 1937: “World Weather VI”*Mem R. Neteor. Soc.*, **4** 119 - 139
- Webster, P. J.,1972: “Response of the Tropical Atmosphere to local, Steady forcing”*Mon. Weather. Ver.*,**100**, 528 - 540
- Webster, P. J.,1972: “Response of the Tropical Atmosphere to Local, Steady Forcing.” *Mon. Weather Ver.*,**100.**, 528 - 540.

- Wyrтки, K., 1975: “Na Equatorial Jet in the Indian Ocean” *Science*, **181**., 262 - 264.
- Zebiak, S. E., 1982: “A Simple Atmospheric Model of Relevance to El Niño”., *J. Atmos. Sci.*, **39**., 2017 - 2027
- Zebiak, S. E. , and M. A, Cane, 1987: “A Model El Niño - Southern Oscillation”, *Mon. Weather Rev.*, **115** ., 2264 - 2278