

新 制
理
928
京大附図

---

学位申請論文

---

---

根田 昌典

---

## 学位申請論文

衛星データから評価した全球の海面温度  
と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の  
関係に関する研究

学位申請者  
根田 昌典

# 目次

1	はじめに	2
2	解析手法	6
3	衛星による物理量の観測手法の確立	8
3.1	海面の放射率	8
3.2	気温の推定方法	14
3.3	気温の推定精度	17
3.4	気温の年々変動の推定精度の評価	19
4	海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の関係	21
4.1	海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動	21
4.2	水温変動と大気海洋間の熱フラックスの変動の関係	22
5	議論	25
6	結論	28
7	謝辞	31
A	大気からの下向き長波放射	33
	参考文献	34

## 1 はじめに

海面温度の変動は、ローカルな大気海洋間の熱交換と海洋内部における移流や拡散によって支配されており、海洋の貯熱量の変化や海洋による熱輸送がどの程度であるかという問題と密接に関係している。海洋の混合層の貯熱量や水平熱輸送に対して、顕熱フラックスと潜熱フラックスによる大気海洋間の熱交換量（以降大気海洋間の熱フラックス）が重要であることが多くの研究によって指摘されている [Talley, 1984; Hsiung, 1986; Seager et al., 1988; Gent, 1991; Webster and Lukas, 1992; Zebiak, 1993; Hastenrath and Greischar, 1993]。特に、海面温度の年々変動は、熱帯域を中心として El Niño Southern Oscillation (ENSO) やモンスーン、大西洋の降水量の年々変動に対して果たす役割が大きい [Kutsuwada, 1991; Rasmusson and Carpenter, 1982; Barnett, 1991; Ropelewski et al., 1992; Meehl, 1987, 1993; Hirst and Hastenrath, 1983 他]。このような海面温度の年々変動は、熱帯域ばかりではなく、他の海域でも見られることが報告されている [Halpert and Ropelewski, 1992; Joseph et al., 1994]。従って、気候の年々変動に対して海洋の果たす役割を理解するためには、海面温度の年々変動に対する大気海洋間の相互作用の働きを調べることによって、水温変動の機構を解明することが不可欠である。そのために、本研究では、海面温度の年々変動に対して、顕熱と潜熱による大気海洋間の熱フラックスが支配的な要因として働くのか、それとも移流拡散による海洋内部の熱輸送がより重要な働きをするのかという問題を評価する。

多くの研究によって、海面温度の年々変動とローカルな大気海洋間の熱的な相互作用の年々変動との間の関連性の強さが報告されてきた。Liu and Gautier [1990] は、人工衛星の観測を用いて、赤道域を除いた太平洋熱帯域における、海面温度と蒸発による海面の冷却との間の相関が、年変動と年々変動の両方で強いことを報告した。McPhaden 博士のグループは、西部熱帯太平洋の暖水プール域では、ENSO に伴う風の変動によって蒸発量に変化することが、混合層の貯熱量の年々変動にとって重要であることを指摘した [McPhaden et al., 1988; McPhaden et al., 1990; McPhaden and Hayes, 1991; McPhaden et al., 1992]。この海域では、塩分成層によるバリエイヤーの効果によって、下層から表層への水の取り込みが妨げられる [Lukas and Lindstrom, 1991]。この結果、混合層は薄くなり、混合層が薄いことが西部熱帯太平洋における熱バランスに重要な働きをする。

インド洋では、年々変動スケールの大気海洋間の熱的な相互作用の研究はあまり多くはない。その中でも、例えば Meehl [1987, 1993] は、インド洋における海面温度の年々変動は、太陽放射と大気海洋間の熱フラックスとの間のローカルなバランスによってコントロールされていると主張している。一方、McPhaden [1982] は、インド洋における北東モンスーンの海上風場によって温度躍層が深くなるのが、海面温度と貯熱量に重要な働きをするを示唆することによって、大気からの力学的な作用が海面温度の変動を支配する可能性を示した。

いくつかの研究では、大西洋熱帯域の気候の年々変動に対して大気海洋間の相互作用が重要な働きをしていることが指摘されてきた。Hastenrath and Heller [1977] は北東ブラジルの降水量と大西洋の海面温度

パターンの関連性を指摘している。Zebiak [1993] は大西洋と太平洋の海面温度の年々変動には、太平洋では東部、中部での変動が大きいのに対し、大西洋では西部での変動が大きいと東西の水温変動が連動しているという相違点があることを指摘した。

一方、海洋による水平熱輸送によって、離れた海域間の変動が連動する可能性がある。Murakami et al.[1992] によれば、湧昇の年々変動の結果として生じるペルー沖の水温アノマリーは、ロスビー波によって西へ移動する。また、海洋の熱輸送による大洋間の相互作用が考えられる。例えば、インドネシア通過流についての観測結果 [Murray and Arief, 1988] や、数値モデルによる実験結果 [Godfrey, 1989; Semtner and Chelvin, 1992; Miyama et al., 1995] から、西部熱帯太平洋と東部インド洋が、海洋の水平輸送によって相互作用していると考えられる。しかしながら、インドネシア通過流が、太平洋とインド洋における水温変動に対してどのような働きをするのかという問題については、よく分かっていない。例えば、Ropelewski et al.[1992] は、水温の年々変動のインド洋から太平洋への伝播を示唆している。反対に、Joseph et al.[1994] の結果からは、水温アノマリーが太平洋からインド洋に伝播することが推測される。Miyama et al.[1995] はインドネシア通過流の季節変動成分が物質輸送に対して影響していると報告している。インドネシア通過流の変動が大きいことが、太平洋とインド洋の相互作用に対して影響している可能性がある。

多くの研究が、海面温度の年々変動が大気と海洋間の熱フラックスによって引き起こされることを示唆している一方で、移流拡散による海洋の水平熱輸送が海洋の熱バランスに重要な働きをして、海面温度の年々変動に影響するという可能性もある。しかしながら、各海域における海面温度の年々変動に対する支配的な要因は十分に分かっていない。全球規模の広い海域での海面温度の年々変動がどのようなメカニズムに支配されているのかを解明するためには、まず第一ステップとして、大気海洋間の熱フラックスと海面温度変動の関係を調べることによって、海面温度変動にとって、熱フラックスの変動によるローカルなバランスが重要なプロセスであるのか、それ以外のプロセスによる影響が大きいのかを調べる必要がある。そのためには、広範囲での海面温度と熱フラックスの年々変動のデータを、解析するために十分な精度で得ることが必要である。

Seager et al.[1988] や Gent [1991] が行った数値モデルによる実験結果では、海面を通した熱輸送量に  $12W/m^2$  の変化があると、熱帯太平洋の水温が  $1^{\circ}C$  変動する。Webster and Lukas [1992] は、海面を通した熱輸送量に  $40W/m^2$  以上の誤差を含むモデルによる計算を行うと、水温変動は観測されたものよりも大きくなると主張している。Talley [1984] が行った、海洋による南北熱輸送の推定に関する研究では、南北熱輸送量の方向を決めるためには、海面を通した熱フラックスを  $10W/m^2$  程度の精度で評価する必要があることが報告されている。さらに、熱帯太平洋には ENSO として知られている、顕著な水温変動現象があり、活発な大気海洋間の熱交換がこの現象の主要な要因のひとつである。Liu [1988] は、ENSO サイクルのもつ大気海洋間の熱フラックスの変動の大きさはおよそ  $100W/m^2$  に相当すると報告した。これらの研究の指摘を考慮すれば、海面温度の年々変動機構を評価するためには、大気海洋間の熱フラックスを  $10W/m^2$  程度のオーダーで評価する必要があると考えられる。

最近になって、人工衛星のデータは、センサーの開発改良と検定が活発に行われて信頼性が増し、その同時観測性、広域性、反復性を生かして、定性的な利用から定量的な利用が行われつつある。衛星データの観測値の信頼性が増したことによって、衛星観測によって得られたいくつかの観測値を組み合わせて衛星データを複合利用することが可能になりつつあり、衛星データから大気海洋間の熱フラックスの評価をする可能性が高まってきている。本来、熱フラックスは、海面を含むいくつかの高度で直接評価できることが望ましいが、当面はバルク公式を利用した間接的な方法によって海面での値の評価を行わざるを得ない。この場合には、海面温度、海上気温、風速、海上比湿が観測できればよいが、これらの物理量を衛星センサーでいかに正確に測定できるかが重要な問題となる。

海面温度については、NOAA に搭載されている Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) の Multi Channel Sea Surface Temperature (MCSST) の場合、推定誤差は  $1^{\circ}\text{C}$  以下の精度まで得られるようになった [Shluessel et al., 1990; Sakaida and Kawamura, 1992]。海面温度を人工衛星データから推定する場合の問題点は、主に大気補正の問題に帰着しており、従来から大気補正法についてはパイデータとの比較をはじめ多くの研究が行われてきた [Anding and Kauth, 1970; McMllin, 1975; Strong and McClain, 1984 他]。

これらの研究では、海面を完全黒体と考えていたが、実際には海面は完全黒体ではない。つまり、人工衛星の赤外放射計から大気補正の結果得られる温度は、海面を完全黒体と仮定した温度なので、実際の海面温度とは異なるものである。海面からの赤外放射の計測によって海面温度を正確に知るためには、海面の放射率の値を知ることが必要である。従来、海面付近には、数  $\mu\text{m}$  から数  $\text{mm}$  程度の厚さの表皮が存在して、この表皮と海面下の水温には温度差があることが言われている [Woodcook, 1941; Hasse, 1963; McAlister and McLeish, 1969; Paulson and Simpson, 1981 他]。海面温度として伝統的に考えられてきたのは海面から 1m 程度の深さまでの平均水温であるから、衛星データから赤外の放射計で大気補正を経て得られた放射温度と、通常海面温度として温度計によって測定される水温との間には、これらの 2 つの理由によって差が生じる。海面の放射率を決定することによって、この差が減少して海面温度の推定の精度がよくなることが期待される。そこで、当博士論文では、まず、自ら海洋観測を行い、観測データの解析によって、赤外域における海面の放射率の値の評価を行う。

風速と積算水蒸気量はアメリカの Defence Meteorological Satellite Program (DMSP) に搭載されているマイクロ波放射計 Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) によって評価することが可能である。しかし、衛星センサーの性質上、物理量の細かい鉛直分布は非常に測りにくく、海上比湿については直接衛星観測から得ることは難しい。海上風速と積算水蒸気量を得るアルゴリズムは、統計的な回帰モデルを用いる方法 [Chang and Wilheit, 1979; Goodberlet et al., 1989] や物理的な大気モデルを用いる方法 [Wentz, 1983; Wentz et al., 1986] があるが、SSM/I の観測結果を用いた多くの研究は物理モデルを利用したものを使用している。しかし、柴田 [1992] や Sun [1993] や Esbensen et al. [1993] らは、物理モデルによって得られた海上風速や積算水蒸気量には、海上のブイやラジオゾンデによる現場観測値との比較の結果、両者の間に

系統的な差があることを報告している。柴田 [1992] は、このずれが全ての海域で一律の係数を使用していることが原因だと指摘している。

海上の比湿は、SSM/Iによって観測された積算水蒸気量から、統計的な方程式によって得ることができ。Liu[1986] は、船舶から打ち上げられたゾンデデータを用いて回帰式をつくることによって、熱帯域の積算水蒸気量から海上の混合比を推定する方法を提出した。通常、海上の比湿は、混合比とほぼ等しいと考えられる。このアルゴリズムは、赤道から離れた海域や、比較する水蒸気量の平均時間が1カ月よりも短い場合には、精度が悪化するといわれている。Hsu and Blanchard[1989] は、赤道域から中緯度までの13の高層気象観測結果との同期データの比較を行って、Liu [1986] の経験式が赤道域以外でも成立することを追確認した。

海上気温については、現在のところ、衛星データから直接評価することはできない。NOAAに搭載されている Tiros Operational Vertical Sounder(TOVS) で得られる気温の鉛直分布は、鉛直分解能が粗く、最下層でも海面から1000m程度の高度までの平均気温が求められる程度である。相対湿度として気候学的な平均値を仮定するという方法を利用して海上比湿から気温を求める試みがあるが [Liu, 1988]、相対湿度は本来時間的に変動する量であるから、ENSO やモンスーンなどの気候学的な平均値からのずれが大きいと考えられる現象を解析するには不適當であると考えられる。また、Liu et al.[1992] は、気候学的に平均されたデータは、赤道東部太平洋の冷水舌などのように時間的空間的に変化の大きい現象をとらえるのには適さないことを指摘している。Thadathil et al.[1993] は、衛星データから得られた積算水蒸気量とブイデータから得られた海上気温に成立する統計的な関係式を各ブイの位置ごとに求め、その関係式を用いて積算水蒸気量から海上気温を得る方法を提出した。しかし、この方法では、適用する位置ごとにあらかじめ長期にわたる現場観測を行う必要がある。これらの理由から、あらかじめなんらかの物理量の仮定値を定めないで気温や顕熱フラックスを求める方法を開発することが必要である。そこで、当博士論文では、次に、衛星データのみから大気海洋間の熱フラックスを評価できるように、衛星から得られるデータのみを用いて気温を推定する方程式を導出し、その評価を行う。

これによって、衛星データから海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動を評価することが可能になる。

以上のような考察に基づいて、本研究では、海洋上層の水温の年々変動に対して、大気と海洋の間の熱交換が支配的な要因として直接的に働くのかどうかという問題について調べた。海面温度は本研究において最も重要な物理量であり、精度良く観測する必要がある。そのために、まず主論文1では、人工衛星による水温観測の精度を向上させるために、海面の放射率を観測データの解析によって評価した。次いで、主論文2において、大気海洋間の熱フラックスを衛星データのみを用いて評価するために、従来の手法では、なんらかの物理量を仮定することによってしか得られなかった海上気温を、衛星データのみから得る方法を新しく開発し、ブイ観測値などの現場観測値によってその評価を行った。最後に、主論文3では、これらの結果を利用して衛星データから得られた、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの値を用いて、海面温度

と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相関係を解析し、海面温度の年々変動に対して大気と海洋の熱交換がどのような働きをしているのかについて考察した。

なお、本研究の着想と研究手法は、今里教授との議論を通じて得られたものであるが、そのためのデータの取得、解析は一貫して学位申請者が行った。特に、衛星データのみから海上気温を推定する手法は、学位申請者が発案したものであり、表皮の状態と風速の関係についての考察と、これらを利用して得られた海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相関係から、海面温度の年々変動の支配的要因について考察したのも学位申請者である。主論文1において、田辺湾における約一年間の観測と解析結果の考察の一部は、西助手並びに戸田博士と協力して行った。主論文2と3で用いた、マイクロ波放射計による海上風速と積算水蒸気量の衛星観測データは、柴田博士が編集したものを利用した。

## 2 解析手法

海面温度の年々変動に対して、大気海洋間の熱フラックスと海洋内部の移流拡散による熱輸送の効果を理解するために、衛星データとバルク法を用いて、大気海洋間の熱フラックスと海面温度の関係を解析する。本研究で用いる衛星データは、1987年7月から1991年6月までの4年間の月平均データである。本研究で用いる年々変動とは、各月毎の4年間の平均値からの偏差、即ち平均的な年変動からの偏差として定義する。ここで、平均的な年変動とは、長期間にわたって平均された気候学的な平均ではなく、本研究で利用可能な衛星データの存在する4年間の平均である。

顕熱フラックスと潜熱フラックスは、式(1)と(2)で表されるバルク法で評価する。

$$H = \rho C_p C_h (T_s - T_a) u, \quad (1)$$

$$E = l \rho C_e (q_s - q_a) u, \quad (2)$$

$$C_h = \frac{3.2 + 1.10(T_s - T_a)u}{(T_s - T_a)u} \times 10^{-3}, \quad (3)$$

$$C_e = 1.15 \times 10^{-3}, \quad (4)$$

ここで、 $\rho$ は大気密度を表し、 $C_p$ は大気比熱、 $l$ は蒸発の潜熱、 $T$ は温度、 $u$ は10mの高さでの風速、 $q$ は比湿を表す。添字の  $s$  と  $a$  は、それぞれ海面での値であることと、海上での値であることを表す。式(3)と(4)のバルク係数は、渦相関法によるフラックスの直接観測の結果に基づいて得られたものである。バルク法では熱フラックスを推定するのに、海面温度、海上気温、海面での水蒸気量、海上での水蒸気量、そして風速の値を知ることが必要である。

バルク法を用いて得る大気海洋間の熱フラックスと海面温度の関係の解析に用いる衛星データは、海面温度については Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) の Multi Channel Sea Surface Temperature (MCSST)[McClain et al., 1985] から得られる。しかし、MCSST は海面を完全黒体と仮定して得られた値であるので、海面の表皮温度を得るためには、海面の放射率を求めて MCSST を補正する必要がある。これ以降、本論文においては、海面温度とは表皮の温度のことである。MCSST データは、 $0.1^\circ\text{C}$



の温度分解能で7日間のコンボジットデータであり、空間分解能は18km×18kmである。積算水蒸気量と風速については、Wentz博士のアルゴリズム [Wentz, 1986; Wentz et al., 1992] によって得られた Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) のデータを、柴田博士が再編集したものをを用いる。SSM/Iのデータの取得期間は AVHRR と同じで、2°×2°グリッドで5日間平均のデータである。海上比湿は、積算水蒸気量から Liu[1986] の経験的な推定式によって得る。これらの衛星データは、共に2°×2°グリッドの1カ月平均値にして使用する。しかし、海上気温は衛星データからは得られないので、衛星データのみから海上気温を推定する方法を新たに開発し、それによって得られた気温を用いることによって、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動成分を衛星データのみから推定し、その関係を解析する。

海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動が互いに密接に作用している場合には、両者の変動の位相関係は、海面温度変動に対して支配的に働く要因がなんであるかによって決まる。したがって、両者の位相差を解析することによって、海面温度の年々変動が海洋内部のプロセスによって引き起こされるのか、大気海洋間の熱フラックスによって引き起こされるのかを明らかにすることができる。

まず、第一の場合は、大気海洋間のローカルな熱交換によって水温変動が支配される場合である。この場合、海洋内部の水平熱フラックスは海面温度の年々変動に対して重要ではないと考えられる。大気海洋間の熱交換量が海洋上層の貯熱量の変動率に等しいと考えられるので、海面温度と大気海洋間の上向きの熱フラックスの位相関係は、水温アノマリーの位相が大気海洋間の熱フラックスのアノマリーの位相よりも  $\pi/2$  進むことになる。

第二の場合は、海洋内部の移流拡散過程による熱輸送によって海面温度の年々変動が起り、海面温度が変動することが大気海洋間の熱フラックスの年々変動の主な要因である場合である。この場合、顕熱フラックスと潜熱フラックスのそれぞれの年々変動成分を  $H'$  と  $Q'$  とすると、これらはバルク法を用いて、温度と水蒸気量の年々変動の大気と海面間での値の差によって式(5)と(6)で表される。

$$H' = \rho C_p C_h (T'_s - T'_a) \bar{u} + \rho C_p C_h (T_s - T_a) u', \quad (5)$$

$$E' = l \rho C_e (q'_s - q'_a) \bar{u} + l \rho C_e (q_s - q_a) u'. \quad (6)$$

ここで、ダッシュ記号と上線は、それぞれ年々変動成分と年変動の4年平均値を表す。年々変動成分の積(例えば  $u'T'$ )は、本研究で考えている年々変動の時間スケールには影響しないので、式(5)と(6)では省略した。海面温度の年々変動成分  $T'_s$  が大気海洋間の熱フラックスの変動を引き起こす主要な要因であるならば、式(5)と(6)における  $H'$  と  $E'$  に対して、第1項の寄与が大きく、風速の年々変動成分を含む第2項は小さいと考えられる。なぜなら、 $u'$  は  $T'_s$  とは直接的に連動していないので、もし風速の年々変動が熱フラックスの年々変動に対して重要な働きをする場合には、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の相関は悪くなると考えられるからである。

海面温度の年々変動によって大気海洋間の熱フラックスが変動する場合には、両者の位相関係は2通り考えられる。

1つは海面温度の年々変動が大気海洋間の熱フラックスの変動と同位相になって、両者の位相差は0になる場合である。この場合、 $|T_s'| > |T_s''|$ であり、 $T_s'$ と $H'$ 、 $q_s'$ と $E'$ はそれぞれ同符号になる。水温アノマリーが上昇すると、大気海洋間の温度差が拡大し、これによって大気海洋間の熱フラックスが時間の遅れなく上昇することになる。

もう1つは、海面温度の年々変動と大気海洋間の熱フラックスが逆位相になる場合で、このとき両者の位相差は $\pi$ になる。この場合、 $|T_s'| < |T_s''|$ であり、 $T_s'$ と $H'$ 、 $q_s'$ と $E'$ はそれぞれ逆符号になる。

大気海洋間の熱交換による相互作用についての研究では、水温変動によって大気海洋間の熱フラックスが変動する場合には、両者が時間差なく同位相で変動する場合のみが考えられてきた。しかし、水温変動によって大気海洋間の熱フラックスが変動する場合には、両者の位相関係は、同位相（位相差0）の場合と、逆位相（位相差 $\pi$ ）の場合の両方の可能性を考えなければならない。

以下では、この原則に基づいて、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相関係を調べるが、そのためにまず、海面温度を衛星データから正確に得るために、海面の放射率を評価する。次いで海上気温を衛星データのみから推定する方法を開発することによって、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動成分を衛星データのみから推定する方法を確立する。

### 3 衛星による物理量の観測手法の確立

#### 3.1 海面の放射率

衛星データによって海面温度を推定する場合、主な問題点は、海面からの放射から得られた放射温度と通常の海洋観測によって得られる海面温度とに差があるということと、大気中の水蒸気の影響を取り除くための大気補正をいかにして行うかという問題の2つである。

海面の放射率が1ではない場合、海表面での反射を考慮しなければならない。海面から大気の底に入射する放射量の総量は、海面からの放射と海面における大気放射の反射の総和である。したがって、海面からの放射量を観測する場合には海面放射と海面反射を分離することが必要である。また、海面に存在する表皮といわゆる海面温度との差を考慮しなければならない。表皮は従来、海洋の上部の数 $\mu\text{m}$ から数 $\text{cm}$ の範囲内に存在すると考えられてきた [Woodcock,1941; Hasse,1963; McAlister and McLeish,1969; Paulson and Simpson,1981 他]。しかしながら、表皮の厚さを直接的に観測した例はない [Katsaros, 1980]。Saunders[1967a]によれば、この、大気に直接接する表皮部分の温度と、海面温度との差 $\Delta T$ は、 $\frac{\nu Q}{\kappa U_s}$ に比例する。ここで、 $\nu$ は水の動粘性係数、 $\kappa$ は熱伝導係数、 $U_s$ は摩擦速度、 $Q$ は熱フラックスである。Schluessel et al.[1990]は $\Delta T$ は平均して $\pm 1^\circ\text{C}$ に収まると主張している。ところが、表皮は非常に薄いため、従来の温度計による観測では表皮温度 $T_s$ を直接観測することはできない。

Buettner and Kern[1965]は独自の放射率観測用の装置で放射率が0.993であると報告しているが、彼らの実験では表皮の存在による温度差については考慮されていない。Saunders[1967b,1968]は 飛行機か

らの観測で、海面の反射率を測定した。晴天時と曇天時の異なった地点での放射の比として海面の反射率を求めることによって、放射率は0.986であるとした。しかし、この方法は、海面の放射と反射の分離の方法が正確ではなかった。Mikhailov and Zolotarev[1970]は、水の光学的定数から放射率を計算し、赤外域での平均値として0.9875という値を得た。Davies et al.[1971]はオンタリオ湖でアルミニウムの円錐によって大気からの放射を遮蔽して、湖面からの放射量を観測し、波高が25cm以下の場合には放射率は0.972となると報告している。アルミニウムは赤外域では完全鏡面として働くという仮定で行われているが、実際には完全な鏡面としては働かないという問題を含んでいる。Masuda et al.[1988]は、海面からの放射を観測する方向の天頂角と風速の関数として放射率を計算によって求めた。彼らのモデルは、海面が多数の小さな面で構成されているというもので、海上風によって小さな面はその傾きがガウス分布に従って変化する。11 $\mu$ mでの、無風状態では放射率は0.992と計算された。これらの研究は、海面放射と海面における反射の分離を正確に行うことと、表皮を挟んだ温度差を正確に評価することができていなかった。これらの結果の要約は表1に示してあるが、海面付近における放射バランスがどうなっているかを考えなければならない。

大気の窓領域の周波数が $\nu_1$ から $\nu_2$ だとすると、海面からの放射は $\varepsilon \int_{\nu_1}^{\nu_2} B(\nu, T_S) d\nu$  ( $W/m^2$ ) で与えられる。ここで、 $B(\nu, T)$  はプランク関数で、 $\varepsilon$  は窓領域での平均放射率である。 $\varepsilon$  が1ではない場合、つまり海面が窓領域で完全黒体ではない場合には、大気からの下向きの長波放射  $R \downarrow$  が海面で反射する。これによって、海面から大気の底に入射する放射量は、海面からの放射と海面における反射の和となる。

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} B(\nu, T_R) d\nu = \varepsilon \int_{\nu_1}^{\nu_2} B(\nu, T_S) d\nu + (1 - \varepsilon) R \downarrow \quad (7)$$

ここで、海面の反射率 $\gamma$ は $1 - \varepsilon$ であるとしている。 $T_R$ は放射温度で、大気の底に入射する量を表している。

$T_R$ と $T_S$ がほとんど同じ値の場合には、 $\frac{\partial B(\nu, T_R)}{\partial \nu}$ と $\frac{\partial B(\nu, T_S)}{\partial \nu}$ の差は充分小さくて、無視してもよいと考えられている [McMillin, 1975]。したがって、 $B(\nu, T_R)$ の波長に対する依存性は $B(\nu, T_S)$ の波長に帯する依存性とほとんど等しいので、(7)式は全波長域に拡張できて、

$$\sigma T_R^4 = \varepsilon \sigma T_S^4 + (1 - \varepsilon) R \downarrow \quad (8)$$

と書き直すことができる。ここで、 $\sigma$ はステファン・ボルツマンの定数である。(8)式は、海面付近での赤外域における放射エネルギーバランスを表す。

ここで、 $T_R$ は $T_S$ とは異なった値となっている。また、大気からの下向き放射が変化すると、 $T_S$ が変わらなくても見かけ上 $T_R$ が変化することがわかる。

さて、放射収支  $R_{net}$  は $\sigma T_R^4$ と $R \downarrow$ の差で与えられる。

$$R_{net} = \sigma T_R^4 - R \downarrow \quad (9)$$

$R_{net}$ が放射収支計で直接計測可能ならば、(10)式によって放射率を評価することができる。

$$\varepsilon = \frac{R_{net}}{\sigma T_S^4 - \sigma T_R^4 + R_{net}} \quad (10)$$

ここで、表皮温度  $T_S$  と温度計で計測可能な海面温度  $T_B$  とが等しいとき、つまり、

$$T_S = T_B \quad (11)$$

の時には、観測可能な物理量から放射率の計算値  $\bar{\epsilon}_C$  を得ることができる。これは、表皮による温度勾配が消滅することを意味する。

$$\bar{\epsilon}_C = \frac{R_{net}}{\sigma T_B^4 - \sigma T_R^4 + R_{net}} \quad (12)$$

(12) 式は、表皮と海面下の温度差  $\Delta T \equiv T_B - T_S$  がなくなることに対応する。

海面の放射率を求めるために、田辺湾の海洋観測塔で、上下両方からの赤外放射と、そのほかの海洋物理学、気象学物理学的な物理量の観測を行った。図 1 は観測塔の位置である。観測塔は岸から約 100m で、5m の水深の崖淵に立っている。観測は、1989 年の 11 月 1990 年の 10 月までの期間におこなわれた。台風などの影響による欠測を除いた利用可能なデータ数は表 2 に示す。

図 2 は観測システムの概観である。観測値は、10 分毎に記録される。上向きの赤外放射量は赤外放射計ミノルタの IR-0510 を用いて観測した。これは、平均海面から 5m の位置に固定され、立体視野角は  $1^\circ$ 、波長帯は  $8\mu\text{m}$  から  $14\mu\text{m}$  である。10 分毎に 2 秒間隔で 5 回観測し、その平均値を記録する。

赤外の放射収支は、やはり海面から 5m の位置に設置された英弘精機の CN-40 によって観測した。ただし、波長帯が  $0.2\mu\text{m}$  以上なので、日中は太陽光線の影響を受ける。夜間のデータは 5% の精度で赤外放射収支を観測できる。図 3 は 1989 年の 11 月 19 日から 20 日にかけてのデータである。170 分 (17 個分) の移動平均によって細かい変動を除いている。図 3 の影のついた部分は放射収支のデータが太陽の強い影響を受けているために利用できないことを示している。したがって、解析には太陽の効果が充分除けると考えられる、夜間のデータ (20:00 ~ 3:50) のみを利用する。従って、夜間のデータのみを解析した。相対湿度は 5m の高さにある乾湿計で測定するので、乾球温度は 5m の気温として利用できる。

海面温度と気温については 7.5 秒の時定数を持つ抵抗温度計によって測定した。測定精度は  $0.1^\circ\text{C}$  である。水温の鉛直分布はブイ D の 15 個のセンサーで計測する。一番水面に近いセンサの中心は静止海面から 0.7cm であった。このブイは小さくて、海面の波には十分追随する。センサは上から、D1 から D9 までは 1cm 間隔で、D10 から D15 までは 2cm 間隔である。ブイ C では、10cm, 20cm, 40cm, 80cm, 120cm, 160cm の気温を計測している。もう一つのブイ E では、25cm 間隔で水温を計測している。気温と水温は 10 分毎に一回計測している。

図 3(b) に示されているように、天気が悪い場合を除いてほとんどの場合において、夜間の放射収支の変動は非常に小さい。図 3(a) から、放射率を 1 として計算した放射温度 ( $T_R$ ) が、海面温度 ( $T_B$ ) とは異なっていることが分かる。

Katsaros[1980] は、表皮の温度分布は熱伝導による影響が大きいから、表皮の厚さは表皮を挟む温度差によって変化すると報告している。水温の鉛直分布は 1cm 間隔で観測しているから、表皮の厚さがどの程度の厚さかを考察した。図 4 は 11 月 19 日 (平均風速 10.2m/s) と 6 月 11 日 (平均風速 0.6m/s) の、水

温の鉛直分布の時間変化である。水温は鉛直方向にほとんど一定であるので、図4から判断すると、海面に表皮が存在する様子は見られない。もし、表皮が存在しているとしても、水温計の一番上のセンサーでも表皮の下の温度になっていると考えられるので、表皮は1cmよりも薄いと考えられる。

(12)式から計算して得られる $\overline{\epsilon}_c$ の値が正しいかどうかは、 $T_S = T_B$ という(11)式の仮定が正しいかどうかにかかっている。表皮温度 $T_S$ は観測することができないが、(7),(8)式から、放射収支量 $R_{net}$ が一定値の場合、表皮温度 $T_S$ の値の変化が直接的に放射温度 $T_R$ の値の変化に反映することがわかる。つまり、 $T_B - T_R$ の時間変化を調べることによって、表皮温度と海面温度の温度差 $\Delta T (= T_B - T_S)$ の値が変化しているかどうか分かる。図3(c)に温度差 $T_B - T_R$ の時間変化を示した。このときは夜間の放射収支はほとんど変化していないことが分かるので、 $T_R$ の変化は $T_S$ の変化によるものである。つまり、 $T_B - T_R$ の変化のほとんどは $\Delta T$ の変化だと考えてよい。風速は19日から20日にかけて増加傾向にあることが分かる。海面付近の水は、風速が大きくて強いストレスがかかると攪拌されて表皮を挟んだ温度差は小さくなるであろうと考えられる。風速の変化と、温度差の変化の逆相関によって風のストレスによる攪拌の可能性が示唆される。

図5には夜間20:00~3:50の平均放射率 $\overline{\epsilon}_c$ と平均風速との関係を示したものである。降雨や強風下など、ほかの悪天候時の状態のときは、放射率の計算値は信用できない。図6では $\overline{\epsilon}_c$ の時間変化を典型的な天候状態の2例について示したものである。一方は3月25日で、晴天であった。もう一方は5月3日で、降雨があった。図6の破線は時間変化が非常に小さく、標準偏差も0.003と小さいが、実線は夜半に降雨があったので、それによる影響で値が大きく変化する。これは雨粒が、放射収支計の上側のフィルターに付着することによって下向きの放射量が見かけ上大きくなることによる。図5では、降雨などによる異常な値はあらかじめ除いてある。図5から、 $\overline{\epsilon}_c$ の値は0.96から1.01まで低風速の場合には特に風速との相関は見られない。一方、風速が5m/sを超えると $\overline{\epsilon}_c$ はほぼ一定値の $0.984 \pm 0.004$ となる。放射率は物理定数のはずであるから、この値は低風速でも成立していると考えべきである。この値に季節的な変化は見られなかった。Csanady[1990]やEbuchi et al.[1993]では風速約5m/sになると、海表面で下降流が増加することを指摘している。このことは海面近傍に擾乱が生じることを意味するから、 $\overline{\epsilon}_c$ が高風速側で一定になるということは、表面の攪拌によって(11)式が成立していると考えられる。

田辺湾における観測の結果、放射率として0.984という値が得られた。この値とこれまでの研究で得られた値を比較する。Buettner and Kern[1965]の0.993という値は今回の結果よりも大きい。Saunders[1967b,1968]の0.986という値は今回の結果とはよく一致している。Saundersの飛行機に搭載した放射計による観測では、海面温度や雲の水平変化が小さいことによって、海面からの放射と反射が分離できたのであろうと思われる。Davies et al.[1971]では $\overline{\epsilon}_c$ は $0.972 \pm 0.021$ であった。彼らの実験では、 $T_R$ と $T_S$ は赤外放射計によって観測された。 $T_S$ は海面にアルミニウムの円錐をおいて、大気からの放射を遮断して観測した。円錐の端は海面下に入っていたので、 $T_R$ の観測のときに比べて、海面の攪拌が抑えられていたと考えられる。彼らの観測は波高が25cm以下の場合に限られており、風速が強くてもアルミニウムの円錐によって海面の擾乱

は抑えられるから、得られた放射率の値の大きな標準偏差から判断すると、彼らの結果は今回の観測の低風速の状態に相当すると考えられる。

$\bar{\epsilon}$ が、低風速のときに風速とほとんど無相関に色々な値をとるのは、表皮と海面下の温度差があるからである。つまり、表皮は風速が小さいときには攪拌されることはなく、(11)式の関係が成立しないということである。 $T_S$ が $T_B$ よりも高いときには $\bar{\epsilon}$ は真の放射率 $\epsilon$ よりも高い値が計算され、 $T_S$ が $T_B$ よりも低いときは $\bar{\epsilon}$ は $\epsilon$ よりも低い値が得られる。

この解析では、表皮は風速が大きいつまには消滅することがあるという仮説に基づいて考察したが、それに反して、過去の研究では [Saunders, 1967a; Hasse, 1971; Grassl, 1976; Wesely, 1979 他] 温度差は無くないという前提で議論をしてきた。ここで、温度差 $\Delta T$ が高風速で本当に0になるのかどうかを考察する必要がある。

Saunders[1967a]は、表皮は風によって攪拌されないという前提で $\Delta T$ の値を評価した。その後の表皮に関する研究では、Saundersのこの研究に基づいて、 $\Delta T$ の値を観測的に求めることが、中心課題となった。 $\Delta T$ は表皮と海面下の温度の温度差として求められた。

Hasse[1971]は $T_S$ を気温の鉛直分布から、断熱過程と中立な状態を仮定して求めた。つまり、表皮の温度は間接的な方法で求めている。この結果、 $\Delta T$ の平均値は $0.4^\circ\text{C}$ であると報告している。Grassl[1976]は、放射計と温度計を用いて、5cmの深さの温度と、海面から大気の下端に入射する放射量を観測した。この観測では、風速が1から10m/s迄の間で、温度差 $\Delta T$ はほぼ一定の $0.2^\circ\text{C}$ であった。ただし、彼の観測では放射率の値をあらかじめ0.96と決めて、その条件下で表皮の温度を決めている。Wesely[1979]は $\Delta T$ の研究では $\Delta T$ の値は $0.3^\circ\text{C}$ から $1.5^\circ\text{C}$ まで変化するが、彼の研究では放射率はあらかじめ0.99と決められていて、水面における反射を考慮していない。Grassl[1976]とWesely[1979]の両方の研究では、放射率をあらかじめ決めていている理由については明確ではない。実際、彼らの実験結果の表皮温度と表皮を挟んだ温度差 $\Delta T$ は、あらかじめ決められた放射率の値によって変化する。例として、Grassl[1976]のデータに放射率として0.984を適用してみると、温度差は $0^\circ\text{C}$ になった。したがって、これらの過去の研究では、温度差 $\Delta T$ が消滅しないと指摘されているが、 $\Delta T$ が高風速のときには消滅してしまう可能性はこれらによって否定されるものではないことは明らかである。

ここで、放射率として0.984を採用したときに、実際に $T_S = T_B$ という仮定が成立しているかどうかを考察する。ここでは表皮を挟む温度差 $\Delta T$ を計算して、風速が海面の表層に与える影響を考察した。この研究で得られた放射率の値( $\epsilon = 0.984$ )を適用すると、 $T_S$ は次の式で表される。

$$T_S = \left( \frac{\bar{\epsilon}\sigma T_B^4 + (1 - \bar{\epsilon})R_{net}}{\bar{\epsilon}\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (13)$$

そして、 $T_B$ はセンサD1で観測される水温をあたえ、 $R_{net}$ は放射収支計の観測値を与える。(13)式から求めた表皮温度と海面温度の差 $\Delta T (= T_B - T_S)$ の時間変化を3つの典型的な表皮の状態について図7に示した。パネル(a)は11月19日で、風速は大きい場合(平均風速10.2m/s)である。今までの考察どおり、

温度差 $\Delta T$ は消滅している。つまり、表皮は大きなストレスによって良く攪拌されている。パネル(b)は11月24日の時間変化である。このとき風速は弱く(平均風速2.6m/s)、放射率の計算値 $\overline{\epsilon_c}$ は0.984よりも小さかった。パネル(b)はこのような状態の場合、 $T_s$ は $T_R$ よりも低くて、センサD1の上に温度の低い薄い表皮があることをしめしている。パネル(c)は4月10日の時間変化である。この時は風速は弱く(平均風速2.6m/s)  $\overline{\epsilon_c}$ は0.984よりも大きかった。このような場合は、 $T_s$ は $T_B$ よりも高く、表皮の方が海面下よりも温かいことを示している。

Saunders[1967a]では表皮は常に存在すると考えていたが、これらの結果によって表皮温度は境界層内の状況によっては、海面温度よりも低い場合と高い場合が考えられることが分かった。また、表皮は、風速が弱いときには存在するが、風速が大きくなるとストレスが強くなって、この表皮の温度勾配は消滅することが示された。温かい表皮の場合は表皮の温度 $T_s$ は海面下の温度 $T_B$ よりも高く、放射率の計算値 $\overline{\epsilon_c}$ は0.984よりも大きな値が得られる。これらの3つの表皮のタイプがどのような時に現れやすいかを調べるために、各々の件数の月変化を図8のパネル(d)に示した。白い棒は表皮の方が海面下よりも低温である場合( $\overline{\epsilon_c} < 0.980$ )で、縦線の棒は表皮と海面下の温度が近いとき( $0.980 \leq \overline{\epsilon_c} \leq 0.988$ )、斜線の棒は表皮の方が温度が高いとき( $\overline{\epsilon_c} > 0.988$ )である。図8では1mの水深の温度 $T_{B100}$ の月変化をパネル(a)に、風速についてはパネル(b)に、水温の時間変化についてはパネル(c)に示した。これらの変化は互いに強い相関がみられる。これは、冬には好天のときに強い季節風が吹き、夏には通常好天時には風は弱いことによる。図8において、表皮が冷たい状態は年間を通じて現れている。パネルの(d)を(c)と比較すると、表皮が消滅している場合が現れている件数は1mの水温の時間変化との関連性が見られる。表皮が温かい場合は水温が上昇して海洋の境界層が温かくなるときに多く現れる。さらに、表面の低風速でも温度勾配が中立な場合は、温かい状態から冷たい状態へ変化する場合、もしくは冷たい状態から温かい状態へ変化するときに多く現れている。2月と7月の件数が0なのは観測システムの故障のためにデータを取得できなかったからである。

5m/s以上の風速の場合の信頼できる放射率の値の標準偏差は、0.004であった。これは観測誤差によるものであろう。例えば、3月25日には、平均 $R \uparrow = 387.1W/m^2$ ,  $R_{net} = 125.2W/m^2$ , and  $T_B = 14.6^\circ C$ であった。この日の夜間の $T_B$ の変化は $0.1^\circ C$ であった。これは、温度計の信頼精度と等しいが、このときの(12)式による放射率の計算値の標準偏差は0.004であった。これは、日平均値から得た今回の放射率の値の標準偏差に等しい。また、放射収支計の信頼精度である $R_{net}$ の5%の変化では、放射率の計算値には0.0006という小さい変化しか生じない。このことから、今回得られた放射率の値の標準偏差は、温度計の観測誤差による可能性が高い。

海洋観測で通常SSTとして考えられるのは海面下数10cmから数mの水温であるのに対して、人工衛星による観測で得られる水温は表皮の温度である。従来、人工衛星の赤外放射計によるSSTの観測では、海面を完全黒体としてきた。海面を完全黒体ではないと考えたときに、これらの温度差は減少するはずである。Saunders[1970]は雲の種類によって $0.1^\circ C$ から $0.7^\circ C$ の改善があると説明している。そこで、温度

差の減少を誤差率として求めた。温度差としては、放射温度  $T_R$  とセンサ E2 による 50cm の水温  $T_{B50}$  の差として定義した。この温度は通常バケツ温度として考えられている。

$$\Delta T_R = T_{B50} - T_R \quad (14)$$

誤差率  $R$  は (15) 式で、この結果による温度差の改善量と従来のように完全黒体を仮定していたときの温度差の比として定義した。そして、放射率を 0.984 とすることによって  $\Delta T_R$  のうち何%が減少したかを調べた。

$$\begin{aligned} R &= \frac{(T_{B50} - T_R) - (T_{B50} - T_S)}{T_{B50} - T_R} \\ &= \frac{T_S - T_R}{\Delta T_R} \end{aligned} \quad (15)$$

図 9 は有効な 96 個の夜間データから得られた誤差率  $E$  のヒストグラムである。図 9 から放射率の値を 1.00 から 0.984 にすることによって温度差の 40 ~ 60% が減少することが分かる。図 9 中に見られる負の改善率は、温度差が広がったことを表す。これは、表皮温度  $T_S$  と放射温度  $T_R$  の両方が共にバケツ温度よりも高い場合に相当する。

人工衛星の赤外データの解析では、海面における反射は通常無視されてきた ((13) 式を評価するために必要な  $R \downarrow$ )。つまり、海面は完全黒体ではないと考えられていたが、SST は (16) 式から評価されてきた。

$$T_S = \left( \frac{T_R^4}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (16)$$

ここで、(13) 式から得られた温度と (16) 式から得られた温度との差を 5 月 26 日のデータから求めると、(13) 式では  $14.7^\circ\text{C}$  であったのに対して (16) 式では  $15.5^\circ\text{C}$  であり、約  $0.8^\circ\text{C}$  であった。従来は、海面温度を人工衛星データから得る場合に、海面における大気放射の反射を考慮することはなかったが、この結果と他の日のデータに対しておなじ検査をした結果から、(13) 式の中で大気からの長波放射成分を無視してはならないことが分かった。

放射率は電気伝導度によって変わることが知られている。つまり海洋では塩分に相当する。Liu et al.[1987] では塩分変化は放射率の値に影響すると主張している。その一方で、Davies et al.[1971] では海面の化学特性は放射率の値にはほとんど影響しないと述べている。この問題についてはこれから先の研究によって解決されるべきである。

### 3.2 気温の推定方法

傾度法による顕熱フラックス  $H$  と潜熱フラックス  $E$  はそれぞれ (17) 式と (18) 式で与えられる。

$$H = -\rho C_p K_h \frac{\partial T}{\partial z} \quad (17)$$

$$E = -l \rho K_e \frac{\partial q}{\partial z} \quad (18)$$



ここで  $H$  は蒸発の潜熱、 $\rho$  は空気の密度、 $C_p$  は空気の比熱、 $K_h$  と  $K_e$  はそれぞれ熱と水蒸気の拡散係数である。 $T$  と  $q$  はそれぞれ気温と比湿を表す。これらのポアソン比  $\beta$  は、

$$\beta = \frac{H}{E} = \frac{C_p K_h}{I K_e} \frac{\partial T}{\partial q} \quad (19)$$

で与えられる。よく行われるように  $K_h = K_e$  [Dyer and Hicks, 1970] とすると、

$$\beta = \frac{C_p}{I} \frac{\partial T}{\partial q} \quad (20)$$

である。一方、(1) 式と (2) 式から、バルク法による熱フラックスの表現でも同様にすると、

$$\beta = \frac{\rho C_p C_h (T_s - T_a) u}{I \rho C_e (q_s - q_a) u} \quad (21)$$

となる。符号  $s$  と  $a$  はそれぞれ海面と海上 10m の位置での値であることを示す。 $u$  は 10m の高さにおける風速である。 $C_h$  と  $C_e$  はそれぞれ顕熱と潜熱のバルク係数である。(20) 式と (21) 式から

$$\frac{I}{C_p} \frac{\partial q}{\partial T} \Big|_{T=T_s} = \frac{I C_e (q_s - q_a)}{C_p C_h (T_s - T_a)} \quad (22)$$

である。ただし、 $q_a$  は比湿であり、相対湿度を  $\alpha$  とすると、飽和比湿曲線  $Q_s(T)$  から  $q_a = \alpha Q_s(T)$  と表せる。飽和比湿曲線は Clausius-Clapeyron の式に経験的に近似的に用いられる飽和水蒸気圧曲線から得られる。比湿  $q$  と水蒸気圧  $e$  との関係は

$$q = \frac{0.622}{p} e \quad (23)$$

で与えられる。 $p$  は大気の圧力である。

$\alpha$  の定義式から、(24) 式を得る。

$$\frac{\partial q}{\partial T} \Big|_{T=T_s} = A + B \quad (24)$$

ここで、

$$A = \frac{q_a}{Q_s(T_a)} \frac{\partial Q_s(T)}{\partial T} \Big|_{T=T_s} \quad (25)$$

$$B = Q_s(T_a) \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Big|_{T=T_s} \quad (26)$$

である。(22) 式と (24) 式から、衛星データから得られる物理量と気温の関係式として (27) 式を導出した。

$$q_s - q_a - \frac{C_h}{C_e} (T_s - T_a) (A + B) = 0 \quad (27)$$

Priestley [1966] は、水が豊富にある場所での気温と水蒸気量は互いに負のフィードバックによって変化が抑えられる傾向があることを報告しているので、おそらく、 $B$  は  $A$  に比べて小さいだろうと予測できる。 $A$  項の値はパイによる観測値から得られる。 $B$  項はパイによる観測からは計算することはできないが、 $A$  項と  $\partial q / \partial T$  との差として得られる。気温 ( $T_a$ ) と水蒸気圧 ( $e_a$ ) の月平均値については、JMA (Japan Meteorological

Agency) の日本近海の 4 個のブイにおいて観測された 1987 年から 1991 年までの日平均値から求められる。これらの 4 個のブイは、それぞれの位置によって、21001(36°33'N, 145°23'E)、21002(37°55'N, 134°33'E)、21004(29°00'N, 135°00'E)、22001(28°10'N, 126°20'E) と番号を付けられている。図 10 は気温と水蒸気圧の関係が非常に相関がよいことを示す。両者の関係は気温の 3 次回帰式 (28) 式で表すことができる。

$$q_a = 6.10781 \times 10^{-4} T_a^3 + 0.541493 T_a + 4.61967. \quad (28)$$

回帰式による値も 図 10 に示されている。(23) 式と (28) 式から  $\partial q / \partial T$  を求めることができるので、(24) 式の  $B$  の値は  $\partial q / \partial T$  と  $A$  の差としてブイの観測値から求められる。図 11 は  $B$  の  $A$  に対する比を示したものである。このグラフから、 $A$  に比べて  $B$  は小さいことが分かる。そこで、(27) 式で  $B$  を省略すると、

$$q_s - q_a - \frac{C_h}{C_e} (T_s - T_a) \frac{q_a}{Q_s(T_a)} \frac{\partial Q_s}{\partial T} \Big|_{T=T_a} = 0 \quad (29)$$

と表せる。

比湿  $q_a$  は混合比  $m_a$  とほとんど等しいと考えてよい。海上の混合比  $m_a$  は、可降水量 ( $W$ ) から海上の比湿を推定する Liu[1986] の経験式

$$m_a = 3.818724W + 0.1897219W^2 + 0.1891893W^3 - 0.07549036W^4 + 0.006088244W^5 \quad (30)$$

を利用して、衛星データから得られる積算水蒸気量から間接的に観測可能である場合を考える。

ここで、表皮温度  $T_s$  は、(13) 式に 3 節で得られた海面の放射率の値 ( $\varepsilon = 0.984$ ) を適用して求める。晴天時の長波の放射収支  $R_{net}$  は気温の関数である。晴天時における大気からの下向き長波放射は、Anderson[1952] の経験式が海上の大気放射によく一致することを田辺湾における長波放射の観測によって確認した [根田 1990, 付録 A 参照]。

またここでも、バルク係数は Smith[1980] における unstable case と Large and Pond[1982]、

$$C_h = \frac{3.2 + 1.10(T_s - T_a)u}{(T_s - T_a)u} \times 10^{-3} \quad (31)$$

$$C_e = 1.15 \times 10^{-3} \quad (32)$$

を用いる。これらのバルクスキームは、それぞれ信頼度の高い渦相関法によるフラックス観測の結果に基づいて得られているので、他のいくつかのバルク係数を用いたときよりも、本研究における気温の推定結果は良い。(13) 式と (31)、(32) 式を (29) 式に代入して、放射温度と風速と海上の比湿はそれぞれ衛星データから得られるとすると、(29) 式において未知数は、気温  $T_a$  のみである。(29) 式において用いられる物理量や観測可能な値については表 3 にまとめている。従って、(29) 式を気温に関する方程式として解くことによって、衛星データからバルク法によって熱フラックスを推定するために必要な物理量が全て得られる。(29) 式の解は、(13) 式が非線形であるために、(13) 式中で  $R_{net}$  を与える (33) 式の気温  $T_a$  に初期値を与えることによって、 $T_a$  の初期値を与えてから反復的に求める必要があるが、解は急速に収束し、 $T_a$  の初期値に対する解の依存性は  $0.1^\circ\text{C}$  以下である。

### 3.3 気温の推定精度

(29) 式を用いた推定方法によって得られた気温の推定の精度を調べるために、衛星データから得られる物理量の代わりに気象庁 (JMA) の日本近海のブイと TOGA-TAO のブイの日平均データから得られた月平均値で与えて、気温の推定誤差を見積もった。

TOGA-TAO のブイにおける水蒸気量のデータは 1989 年以降利用できるようになっている。TOGA-TAO ブイは赤道を中心に緯度方向に南北  $10^\circ$  程度、東西方向には  $95^\circ W$  から  $124^\circ E$  までに点在して、1994 年現在で約 70 個のブイが稼働している [Hayes et al., 1991]。ブイのデータによると、赤道域の海面付近はほとんどの場合中立かほぼ中立になっている。ブイのデータは日平均値であるが、これから月平均値を計算して (27) 式に適用したところ、風速についての依存性は小さく、推定誤差はほぼ一定で、TOGA-TAO のブイの全てのデータについて推定誤差を評価すると、1989 年から 1994 年までの 1099 個のデータについて  $-3.5 \pm 1.0^\circ C$  であり、推定誤差の平均値からのばらつきが小さいことから、(29) 式の結果にバイアスを加える補正によって推定精度を上げることが可能であると考えられる。

この結果を一年毎に見ると、推定誤差の平均は 1989 年から 1994 年までそれぞれ、 $-4.0^\circ C$ 、 $-3.6^\circ C$ 、 $-3.8^\circ C$ 、 $-3.8^\circ C$ 、 $-3.4^\circ C$ 、 $-3.2^\circ C$  であり、6 年間全体の平均とほぼおなじ結果となっている。熱帯太平洋では海面温度や風速に年々変化が顕著であるが、このことから、この方法による気温の推定には ENSO サイクルなどによる年々変化は影響しないことが分かる。日本近海の 4 基のブイデータを用いた気温の月平均値の推定誤差は、平均  $-2.8 \pm 1.9^\circ C$  であった。

中緯度における結果と熱帯太平洋における気温の推定値の、現場観測値に対する差の平均値にはあまり差がないことから、気温の推定誤差の緯度程度に対する依存性は大きくないであろう。JMA と TOGA-TAO のブイにおける結果をあわせた、気温の推定誤差の平均値は  $3.4 \pm 1.2^\circ C$  であった。これらの結果に従って、(29) 式による気温の推定値に  $3.4^\circ C$  のバイアスを加えると、他の海域においても推定誤差を小さくすることが可能であると考えられる。

この補正バイアスを結果に加えると、図 12 のように、気温の推定誤差は  $0.0 \pm 1.2^\circ C$  になった。

このように得られた気温を用いて、ブイにおける他の観測値から顕熱フラックスを推定できる。図 13 は、全てブイの観測値を用いて得られた顕熱フラックスに対して、(29) 式の結果に補正を加えた気温を用いて得られた顕熱フラックスの推定誤差の大きさを示している。いくつかの場合は推定誤差が 100% に達することがあるが、ほとんどの場合は小さい。海面温度、風速、水蒸気量はブイのデータから得て、これらの値を (29) 式に代入して得られた気温を用ると、顕熱フラックスの推定誤差は平均  $0.1 \pm 8.7 W/m^2$  であった。気温の計算値に補正項を加えることによって、海面温度、風速、水蒸気量が正確に与えられた場合には、顕熱フラックスは  $10 W/m^2$  以下の精度で評価することが可能であると考えられる。

一方、本研究では Blanc [1985] の主張に従って、渦相関法によるフラックスの直接観測に基づいたバルクスキームを選択して、(29) 式を解いたが、バルクスキームの種類に結果がどう依存するのかを検討する必要がある。そこで、数種類のバルクスキームを用いて (29) 式を解き、結果を表 4 に示した。気温は、JMA

と TOGA-TAO のブイにおける海面温度、風速、水蒸気量の観測値を用いて推定した。本研究で用いた以外の潜熱フラックスのバルクスキームを利用した場合、推定誤差の平均値はそれぞれ異なるが、分散はほとんど変わらないことが分かった。一方、顕熱フラックスのバルクスキームとして、本研究で用いた以外のものを利用した場合には、分散が拡大することが表 4 から明らかである。従って、本研究で用いた以外のバルクスキームを利用することによって、気温の推定のための補正バイアスは変わる可能性があるが、推定誤差の標準偏差は、本研究で用いたものが最適であると考えてよいと考えられる。

衛星データから得られた海面温度、風速、水蒸気量の月平均値に本研究のアルゴリズムを適用することによって、気温と顕熱フラックスを求めることができる。3 節で述べたように、海面温度は NOAA の AVHRR から得られた MCSST を用いて (13) 式から得る。海上風速と積算水蒸気量は DMSP の SSM/I のデータを用いている。海上比湿は (30) 式によって、積算水蒸気量から得る。衛星データの期間は 1987 年 7 月から 1991 年 6 月までで、空間分解能は  $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  である。ブイにおける実測値と衛星データから求めた値を比較する。図 14 と 15 はそれぞれ、JMA のブイと TOGA-TAO のブイの実測気温と衛星データからの推定値との比較である。この期間の TOGA-TAO ブイのデータのほとんどは、水蒸気量のデータがないために、補正バイアスの決定のためには使われていない。推定誤差は、JMA のブイで  $0.0 \pm 5.1^{\circ}\text{C}$  と TOGA-TAO のブイで  $-0.3 \pm 2.3^{\circ}\text{C}$  であった。これらをおわせると、気温の推定誤差は、平均  $-0.3 \pm 3.1^{\circ}\text{C}$  であった。図 14 では、気温は高温で過大評価され、低温で過小評価される傾向が強い。これは、日本付近の季節的な条件に関係している。

顕熱フラックスの誤差は、JMA のブイと TOGA-TAO ブイをおわせると、推定誤差の平均値は  $10.0 \pm 37.6\text{W}/\text{m}^2$  であった。

図 16 は、21004 のブイにおける気温と顕熱フラックスの衛星データからの推定値（実線）とブイの現場観測値（破線）の時間変化を示している。パネル (a)(b) はそれぞれ、気温と顕熱フラックスの変動を示している。ブイ観測と衛星観測の定点比較の結果では、気温、顕熱フラックスともに、衛星データから得られた値は多少変動幅が大きく評価されているが、定性的にはよく一致していることが分かる。しかしながら、顕熱フラックスは図 16 で見られるように、定量的な研究に用いるには現場観測値に対する推定誤差が大きすぎる。気温と顕熱フラックスを衛星データから得た場合の推定誤差と、ブイデータから得た場合の推定誤差を比較すると、衛星データで得られた場合には、誤差のばらつきが大きくなっていることが分かる。従って、このばらつきの原因は、衛星データから直接得られる各物理量（海面温度、風速、水蒸気量）と現場観測値に差があることに帰着できる。衛星観測のアルゴリズムに原因がある場合に、衛星観測値に推定誤差が含まれることと、ブイ観測が点のデータであるため、衛星データのグリッド幅の  $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  の中の平均的な値を代表していない可能性とが考えられる。

### 3.4 気温の年々変動の推定精度の評価

顕熱フラックスを推定するほか、大循環モデルの数値計算の境界条件として利用するために、なんらかのパラメータを固定することによって、気温を決めようとする方法はいくつかある。その一つに、海上の相対湿度をあらかじめ与える方法がある。Liu[1988]は衛星データから海面の水蒸気量を与え、海上の相対湿度を80%にするような気温を海上気温として決定した。Thadathil et al.[1993]は、可降水量と海上気温の直接的な統計的な関係を用いて海上気温を推定することを試みた。Giese and Cayan[1993]は、General Circulation Model (GCM)の境界条件として気温を与えるために、気温を仮定する方法、海面温度と気温の温度差を仮定する方法、そして相対湿度を仮定する方法の3つの方法を用いて、その結果を比較した。その結果として、相対湿度を固定する方法が比較的モデルの再現性がよいことを報告している。

JMAのブイデータにおける水蒸気量の観測値を用いて、相対湿度の気候学的な平均値を仮定して気温と顕熱フラックスを推定した。相対湿度としてOberhuber[1988]の気候値を仮定した。この場合、ブイにおける観測値に対して、気温の推定誤差は平均 $5.7 \pm 3.6^{\circ}\text{C}$ 、顕熱フラックスの推定誤差の平均は $52.5 \pm 36.9\text{W}/\text{m}^2$ であった。このように、相対湿度の値を気候学的に仮定する方法は、本研究で提出した方法を用いてブイデータから得られた結果よりも、差の平均値だけではなく、標準偏差もかなり大きい。この比較結果は、陽に物理量を固定しない本研究の方法が、より優れていることを示していると考えられる。

本研究の方法によって、ブイによる観測値を用いて気温を推定する場合にも、海面表皮と海面下の水温の温度差が結果に影響する可能性がある。大気海洋間の熱フラックスを考える場合には、海面の表皮の温度が重要であると考えられるが、ブイによる水温の観測値は海面下約1mの深さでの温度である。Schluessel et al.[1990]は大気海洋間の熱フラックスが大きい場合には、表皮の水温が海面下1m程度の温度よりも低くなる可能性を示唆している。また、本論文3節では、水温が季節的に上昇する期間には、風速が $6\text{m}/\text{s}$ 以下の場合に、表皮の温度が海面下の温度よりも高くなる場合があることを示した。ブイデータを用いた気温の推定結果にばらつきがあるのは、ブイデータから得られた海面温度と表皮温度との間に温度差があることが、原因の一部である可能性がある。

海上気温を得るために(29)式に代入する、海面温度、風速、水蒸気量に、衛星観測による各物理量の推定誤差を与えて、結果にどのように影響するかを調べた。各物理量の典型的な誤差としては、衛星による観測値とブイによる観測値の差のroot mean square(r.m.s.)を用いる。衛星観測によるそれぞれの物理量の推定誤差の、気温の推定値に対する影響は表5に示した。表5は、本研究の方法が水蒸気量の推定誤差に対して非常に敏感であることを示している。衛星データから求めた気温の、ブイ観測値に対する推定誤差の分散が大きくなる原因は、主に衛星観測による水蒸気量の推定の悪さに起因していると考えられる。柴田[1992]、Esbensen et al.[1993]、Sun[1993]はそれぞれSSM/Iの観測値が季節や位置によって系統的な誤差を含むことを示した。また、(30)式[Liu,1986]の精度は、位置による依存性を持つ可能性もあるであろう。気温の推定精度に対する水蒸気量の推定誤差の影響を、海面温度や風速と同程度までに下げるためには、その推定精度が $1.0\text{hPa}$ 程度である必要がある。アルゴリズムの改良やvalidationによって、さらに水蒸気量

の推定精度が向上される必要があると考えられる。

図 17は、JMA のパイにおける水蒸気圧の観測値と衛星データから得られた水蒸気圧の比較を示している。日本付近では、水蒸気量は気温の高い夏期に上昇し、気温の低い冬期には減少するが、衛星観測による水蒸気量の推定は、大きいときには過大評価をし、小さいときには過小評価をする傾向が見られる。この傾向は、図 14における、衛星データから得られた気温とパイにおける観測値との比較と一致している。本研究の気温推定の方法は、ボーエン比の2つの表現から定義されていて、海面温度、風速、水蒸気量を衛星データによって与えているので、潜熱フラックスについては衛星データのみから推定されていることになる。つまり、例えば、水蒸気量が過大評価されると、潜熱フラックスは過小評価されることになるので、ボーエン比の値を変えないために、顕熱フラックスを過小評価するように気温が(29)式によって過大評価されて計算されることになる。おなじ理由によって、水蒸気量が過小評価されるときには、気温は過大評価されると考えられる。

本研究の方法によって衛星データから求めた気温を用いて得られた顕熱フラックスの、パイデータから得られた値に対する推定誤差は、平均で  $10W/m^2$  以上であることを既に示した。一方、熱帯域を中心とした ENSO などの変動現象に、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの間の年々変動スケールでの重要な相関関係が見られることが報告されている [Hirst and Hastenrath, 1983; Ropelewski et al., 1992; Liu et al., 1994, etc.]。従って、年々変動が正確に評価されることが必要である。大気海洋間の熱フラックスの年々変動の大きさは、 $10W/m^2$  のオーダーである。衛星データのみから得た気温と顕熱フラックスが、季節的に系統的に現れる推定誤差を含んでいる場合には、年々変動についての推定誤差が減少すると考えられる。年々変動の比較を行うために、4年間の48カ月のうち36個以上の有効なデータがある場合のみから年々変動を評価した。図 18の(a)と(b)は、それぞれ気温と顕熱フラックスについて、年々変動成分の現場観測値と衛星から評価した値を比較したものである。年々変動成分の推定誤差は、TOGA-TAOパイではそれぞれ、 $0.1 \pm 1.2^\circ C$  と  $-0.4 \pm 8.6W/m^2$  であり、JMAパイでは  $-0.1 \pm 2.2^\circ C$  と  $1.0 \pm 33.3W/m^2$  であった。これらをまとめると、気温と顕熱フラックスの年々変動成分の推定誤差は、それぞれ  $0.0 \pm 1.5^\circ C$  と  $0.3 \pm 19.0W/m^2$  であった。気温の年々変動の推定は、現場観測値に比べてよい一致をしているが、顕熱フラックスについては、誤差の大きさが年々変動とおなじ程度になっている。このような、年々変動成分の直接比較では、個々の衛星観測のランダムな誤差が積算されてしまう。このようなランダムな誤差は、移動平均によるフィルタリングによって除くことができるであろう。図 19は  $110^\circ W, 2^\circ N$  における年々変動について、気温、風速、顕熱フラックスの衛星データから得られた値とパイによる現場観測値との比較である。図 19では、破線はパイデータによる現場観測値を表し、実線は衛星データを用いた推定値を表す。図 19ではランダムな短い時間スケールの変動は、12カ月の移動平均によって除かれている。衛星データから評価した気温については、変動の時間変化をよくとらえていることが分かる。しかし、顕熱フラックスについては、必ずしも常に変動をとらえているわけではない。これは主に、海面温度と風速の推定誤差の大きさに影響されている。図 19から、海面温度と風速の推定がよくないときに顕熱フラックスにおける推定誤差が大きいことが分

かる。水蒸気量の年々変動は、ブイによるデータの不足のために衛星観測値との比較は行えなかった。衛星データから得られる各物理量に含まれるランダムな誤差を除いたために、年々変動の時間スケールの推定誤差は、JMA と TOGA-TAO の現場観測値に対して、気温については  $0.0 \pm 0.6^{\circ}\text{C}$ 、顕熱フラックスについては  $0.0 \pm 5.4\text{W}/\text{m}^2$  であった。

ブイによる実測値と、衛星データやブイのデータを用いて本研究の方法で得られた値との比較を、表 6 にまとめている。図 19 に示されたように、年々変動成分において推定誤差が小さいことから、衛星データから求めた熱フラックスの年々変動成分は、水温変動や熱輸送に対する熱フラックスの影響を調べるのに十分な精度で求められていることがわかる。

この方法によって、衛星データのみから全球の大気海洋間の熱フラックスを推定し、長期間にわたって利用することが可能になる。

従来の伝統的な観測手法では、全球的な、空間的に粗密のないデータを、長期間にわたって得ることは現実的には非常に難しい。データの蓄積によって得られた、気候学的に平均された年変動のデータは、既によく利用されているが、これらのデータから年々変動について議論することはできない。また、局所的にはデータの蓄積が充実している海域も存在するが、海面温度の年々変動過程は、熱帯域を中心として、ENSO やモンスーンの年々変動などの空間的にも非常に大きなスケールの現象であると考えられる [Kutsuwada, 1991; Rasmusson and Carpenter, 1982; Barnett, 1991; Ropelewski et al., 1992; Meehl, 1987, 1993; Hirst and Hastenrath, 1983 他]。

そこで次に、ここまでで得られた、気温と大気海洋間の熱フラックスを含む衛星データの、1987 年 7 月から 1991 年 6 月までの全球の月平均値を利用して、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの全球における関係を調べる。それによって、海面温度の年々変動が、大気海洋間の熱フラックスによって支配されているのか、海洋内部の移流拡散過程に影響されているのかを考察する。

## 4 海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の関係

### 4.1 海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動

本研究で用いる海面温度のデータに、顕著な年々変動成分が含まれているかどうかを、Fast Fourier Transformation (FFT) を用いたスペクトル解析によって調べる。各グリッド毎に衛星データは、256 個の時系列データに拡張し、最初の 48 個に 4 年間の衛星データの月平均値を入れて、残りの値は 0 とする。図 20 は、例として黒潮流域の  $35^{\circ}\text{N}$ ,  $137^{\circ}$  における、海面温度の周期に対するパワースペクトルを示している。熱帯域や西岸境界流域や南インド洋など、ほとんどの海域で、水温変動は 2 年から 3 年の年々変動成分にピークを持っている。ただし、南太平洋などの一部の海域では、明確な年々変動成分は見られなかった。また、Ropelewski et al.[1992] が指摘したように、年々変動成分は単一の正弦波的な変動成分のみを持つのではなく、複数の時間スケールを持って変動していると考えられる。従って、バンドパスフィルターを用い

て、季節変動成分を除いた年々変動を解析する。バンドパスフィルターは、FFTによって時系列を周波数領域に変換して矩形フィルターを用いておこなった。矩形フィルターでは20カ月以下と36カ月以上の周期成分をカットオフした。

図21(a)は、フィルターを通した海面温度の年々変動成分の標準偏差の分布を示したものである。変動が大きいのは、赤道域の中部、東部太平洋、南インド洋、北太平洋と北大西洋である。大西洋熱帯域では、Intertropical Convergence Zone (ITCZ)の北での水温変動が顕著である。

図21(b)は大気海洋間の熱フラックスについて、同様に年々変動の標準偏差の分布を示したものであるが、海面温度の年々変動の顕著な海域と分布が似ていることが分かる。両者の顕著な相違点として、大西洋のITCZの北で、水温変動は周囲に比べて大きいのに、大気海洋間の熱フラックスの変動は小さいことがあげられる。

## 4.2 水温変動と大気海洋間の熱フラックスの変動の関係

海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の関係を解析するために、両者の相関が強い場合の変動の位相差を評価する。相関が弱い場合には、海洋内部の熱フラックスが海面温度の年々変動に対して影響していると考えられる。周期の異なる変動間では、相関係数の値は小さくなる。例えば、24カ月周期と25カ月周期の変動の相関係数は0.95である。本研究では、この値を基準として、相関係数が0.95以上である場合に、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの相関を有意なものとする。図22(a)と(b)は、それぞれ、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の相関係数が0.95以上である海域と位相差の分布を示している。図22(b)では位相差の分布が示されているが、明るいハッチは位相差が0を表し、濃いハッチは $\pi$ の場合を示している。中間の濃さは位相差が $\pi/2$ の海域を示している。指標として考えられる3つのタイプの位相差からの $\pm\pi/6$ のずれを許している。図22(a)と(b)を比較すると、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの相関がよい海域では、位相差が3つのタイプのいずれかになっている場合が多い。これは、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの相関がよくない海域では、大気海洋間の熱的な相互作用以外のプロセスが重要であるということであると考えられる。したがって、相関係数が0.95以上の海域での位相差に着目する。

しかしながら、実際の海洋ではローカルな熱バランスと海洋の水平熱輸送の効果の両方が働いて、位相差が3つの指標からずれてしまう可能性がある。図23は、相関係数が0.95以上の海域での、位相差の出現率を示したものである。全球のデータを考慮した場合(図23(a))、多くの場合が位相差が0か $\pi$ になっていて、同時に、3つの指標の中間的な位相差も見られる。これに対して、位相差が負になっている場合は少ない。海面温度が海洋の熱輸送によって引き起こされる場合と、ローカルな熱バランスによって起される場合の両方の場合がみられる。また、ローカルな熱交換と、水平熱輸送の両方の効果が混合しているような場合には、位相差は3つのタイプの中間的なものになる場合があると考えられる。図23(b)から(d)は、それぞれ赤道域、北半球と南半球の中緯度域における位相差の出現率を示している。赤道域と中緯度域と



では顕著な違いが見られる。すなわち、中緯度域では $\pi$ の出現率が非常に多く、0の出現率は非常に小さいのに対して、赤道域では位相差0と $\pi$ の両方ともに多く出現する。中緯度域では、気温の年々変動が海面温度よりも大きい傾向が見られる。対照的に、赤道域では、海域毎に熱的な特性が異なっていて、海面温度と気温の変動の大きさはそれに依存しているのではないかと考えられる。

図 22の (a) と (b) から、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の相関の高い海域での位相差を、これらの3つのタイプに分けたものを図 22(c) に示した。

第1に、図 22(c) で、位相差が $\pi/2$ である海域は、主に太平洋熱帯域、インド洋南東域に見られる。西部太平洋の赤道域では、海洋による水平方向の熱輸送は、海面温度の水平温度勾配が小さいために、ほとんど水温変動には影響しない [Godfrey and Lindstrom, 1989]。また、塩分成層によるバリアレイヤーによって、下層からの熱フラックスは妨げられる [Godfrey and Lukas, 1991]。McPhaden and Hayes [1991] は、潜熱フラックスのデータは不足しているが、海面温度の年々変動には蒸発による冷却の効果が支配的であることを示唆している。一方、図 24(a) は、南東インド洋の  $35^{\circ}S, 93^{\circ}E$  における、風速、気温、大気海洋間の熱フラックス、海面温度の年々変動の時系列を示す。ここでは、南インド洋海流は  $10Sv$  程度まで小さくなっていて [Stramma, 1992]、大気海洋間の熱フラックスの年々変動は大きい。図 24(a) から、海面温度の年々変動の位相が大気海洋間の熱フラックスよりも $\pi/2$ 先行していることが明らかに分かる。これを定量的に評価すると、大気海洋間の熱フラックスの年々変動成分が、 $15W/m^2$ である場合、100mの深さの水柱の水温は1カ月あたり約  $0.1^{\circ}C$  変化するが、これは図 24(a) における1990年の1月の変動率と一致している。

また、図 22(c) から、位相差が $\pi/2$ である海域は、他にも、北東太平洋、南太平洋、南大西洋、カリブ海、北インド洋においてみられる。これらの海域では、図 21(b) に見られるように、大気海洋間の熱フラックスの変動は非常に大きい。さらに、位相差が $\pi/2$ である海域は、湾流域、東オーストラリア海流域、モザンビーク海流域の西岸境界流域にも見られる。水平輸送は大きくても、正味の水平熱フラックスが小さくてローカルな熱バランスが保存される可能性があると考えられるが、本研究では直接的な海洋の水平熱輸送量を評価していないので、直接的に西岸境界流域の正味の熱フラックスの問題について証明することはできない。

第2に、図 22(c) に示されているように、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動は、東部太平洋熱帯域、太平洋北部、大西洋赤道域、北東大西洋、暖水域の周辺部、日本南方などの西岸境界流域では、同位相で変動している。これらの海域では、海面温度の年々変動は、湧昇や水平移流などの海洋内部のプロセスによって引き起こされていると考えられる。

東部熱帯太平洋域では、中央アメリカから強い西向きの風が吹いていて、湧昇は広い範囲での風の場の発散によって維持されている [Legecks, 1988; Umatani and Yamagata, 1991]。風の場を与えて駆動したGCMの結果でも、東部太平洋の海面温度の年々変動は、湧昇の強弱によって引き起こされる [Zhang and Endoh, 1994]。したがって、この海域の海面温度の年々変動は、海洋のプロセスによって引き起こされると

考えられる。Murakami et al.[1992]でも示唆されているが、東部太平洋上の大気海洋間の熱フラックスの年々変動は、海面温度によって決まっているようである。図 24(b)では、 $7^{\circ}N, 91^{\circ}W$ における年々変動の時系列を示している。もしも、大気海洋間の熱フラックスが、海面温度の変動ではなく、大気条件によって変動している場合には、気温と水蒸気量が正のアノマリーであれば、大気海洋間の熱フラックスは小さくなり、風速が正のアノマリーであれば、大気海洋間の熱フラックスは大きくなるはずであるが、図 24(b)で分かる通り、この海域ではそのような関係にはなっていない。したがって、この海域での大気海洋間の熱フラックスは、大気条件の変動によってではなく、水温変動によって引き起こされることがわかる。

大西洋赤道域では、東部太平洋と同様に、ギニアドームとアンゴラドームとして知られる冷水渦における湧昇が海上風によって維持されている [Siedler et al.,1992, Hirst and Hastenrath, 1993]。一方、非常に大きい南北熱輸送がある黒潮流域では、海面温度の年々変動は海洋内部の熱輸送によって引き起こされると考えられるから、この海域では、年々変動スケールでは、ローカルな熱バランスは維持されていないと考えられる。

第 3 に、図 22(c) から、中部太平洋赤道域から南東方向、大西洋の ITCZ の北域、南大西洋、インド洋中央部、アラビア海北東部では、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相差は  $\pi$  であることがわかる。例として、図 24(c)では  $1^{\circ}S, 151^{\circ}W$ における年々変動の時系列を示している。図 24(c)は、中部太平洋赤道域の  $1^{\circ}S, 151^{\circ}W$ における年々変動を示しているが、気温の年々変動の振幅が海面温度の振幅よりも大きいことが明らかである。したがって、式(5)と(6)から、大気海洋間の熱フラックスのアノマリーは海面温度のアノマリーと逆符号になる。太平洋赤道域では、この位相差の分布は、Liu et al.[1994]による時系列解析の結果とよく似ているが、Liu et al.[1994]は、本研究の解析と異なり、赤道中部太平洋域においては、大気海洋間の熱フラックスが水温変動に対して、なんらかの量的な貢献をしているのではないかと考察した。

赤道中部太平洋において、海面温度の年々変動が海洋内部のプロセスによって起されることは、最近の数値実験の結果からも指摘されている。すなわち、Zhang and Endoh[1994]は、赤道東部太平洋から中部太平洋にかけて、海面温度の年々変動は水平方向と鉛直方向の海洋内部の移流による熱バランスに従うと報告している。さらに、Brady[1994]は、診断モデルを用いて、赤道太平洋域における蒸発量の年々変動は貯熱量の年々変動に対してほとんど影響しないと主張している。

一方、赤道太平洋の東部と中部の両方で、水温変動は海洋内部のプロセスに支配されているが、これらの海域では、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相関係が異なっている。図 24の(b)と(c)からは、これらの海域間で、気温、海面温度、水蒸気量、風速について強い相関があることが分かるが、このことから赤道太平洋の水温変動のプロセスが、東部と中部で連動していることが示唆される。この問題については、次のセクションで議論する。

## 5 議論

赤道太平洋では、 $130^{\circ}W$ 付近で海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相関係が急激に変わる。図 24(b) と (c) から、水蒸気量と気温は非常に相関が高いことがわかる。気温は顕熱フラックスの値に非常に強く影響されるから、この海域では、水蒸気量の年々変動は海面温度の年々変動に支配されていると考えられる。図 25 は、気温、水蒸気圧、風速、海面温度の年々変動成分の、 $80^{\circ}W$ から $120^{\circ}E$ までの、赤道に沿った時空間分布を示している。気温と水蒸気量については、東部から $160^{\circ}W$ 付近の中部に向かって西進する成分が顕著である。したがって、気温や水蒸気量の年々変動成分は、大気海洋間の熱フラックスや蒸発などに影響を受けながら西方に輸送されると考えられる。

$80^{\circ}W$ から $160^{\circ}W$ までの間は、海面温度の年々変動は海洋の熱輸送に依存していることが分かったが、図 25(d) から、海面温度のアノマリーにも明らかな西方伝播成分が見られる。この西進はロスビー長波によるものであると考えられる。太平洋での第 1 傾圧モードの位相速度を  $2.8\text{m/s}$  [Gill, 1982] とすると、典型的なロスビー長波の群速度は約  $0.9\text{m/s}$  である。この伝播速度は、図 25(d) に見られる水温アノマリーの西進の速度とほぼ一致する。また、ペルー沖の水温アノマリーにも、同様に西進する成分が見られる。

東部太平洋では、気温や水蒸気量は大気海洋間の熱フラックスに影響を受けるから、例えば海面温度のアノマリーが負である場合には、気温や水蒸気量のアノマリーも負である。このように大きなアノマリーを持った大気の西方輸送に伴って、大気の水平熱輸送も大きいと考えられる。このような状況で、東部太平洋上の大気は、水平熱フラックスと大気海洋間の熱フラックスの両方によって、どんどん冷たくなって、 $130^{\circ}W$ 付近では、水温アノマリーとほぼ等しい大きさになる。図 25(e) からわかる通り、大気海洋間の熱フラックスのアノマリーの符号は  $130^{\circ}W$  付近で逆転する。この海域よりも西方では、水温アノマリーの振幅は徐々に減少して気温のアノマリーの振幅よりも小さくなる。水温変動は海洋内部の熱輸送によって起るから、水平熱輸送は  $130^{\circ}W$  付近のこの海域では非常に大きいはずだが、なぜこの海域で大きいのかについては不明である。

図 26 は、 $1^{\circ}S, 135^{\circ}$ における年々変動の時系列を示した。ここでは、熱フラックスは風速との相関は良くないから、海面温度と気温の年々変動の振幅がほぼ等しいために、大気海洋間の熱フラックスの年々変動は非常に小さいことが分かる。したがって、大気海洋間の熱フラックスのアノマリーの符号が、この付近で急に変わるのは、 $T_a'$ の振幅が $T_s'$ の振幅よりも大きくなるからであると言える。

一方、風速 (図 25(a)) と大気海洋間の熱フラックス (図 25(e)) の時空間変動のパターンはよく似ていることが分かる。Zhang and McPhaden [1995] は、 $27^{\circ}C$  の海面温度が大気の深い対流のトリガーになっていると指摘しているが、平均的に、 $27^{\circ}C$  の等温線は  $130^{\circ}W$  付近に存在している。したがって、熱フラックスのアノマリーの符号が変わる海域で、大気の対流活動が不連続であることが示唆される。

$160^{\circ}W$ から $160^{\circ}E$ までの西部太平洋では、海面温度の年々変動はローカルな大気海洋間の熱フラックスに依存しているが、図 25(d) から分かるように、この海域の海面温度の年々変動は、東部から中部の水温

変動との強い相関を示している。太平洋熱帯域を東西に伸びる舌上の海域でも、位相差は $\pi/2$ であるが、この水温変動と西部太平洋とはほぼ同時に起る。太平洋西部の水温変動は、大気の変動を通して、東部から中部の水温変動と連動しているのではないかと考えられる。中部太平洋の海面温度が経年的に低く、気温も低いときには、大気中の水蒸気量も少ない。このため、この乾燥した大気が西部太平洋に輸送されると、蒸発が活発に起って海面を冷やすであろう。逆に、中部太平洋で海面温度が経年的に高ければ、同様にして西部太平洋の海面温度も高くなると考えられる。水温変動の連動のメカニズムに関するこのシナリオは、Graham and Barnett [1987] による観測結果からも指示される。すなわち、彼らは、大気対流は  $27.5^{\circ}\text{C}$  以下の海面温度では海洋からの熱輸送に左右され、 $27.5^{\circ}\text{C}$  以上の海面温度では水蒸気の収束によって起ることを見つけた。

太平洋赤道域では、大気の状態が大気海洋間の熱フラックスによって海面温度の影響を受けながら、海面温度の伝播方向とおなじ方向に伝わる。つまり、海洋と大気のそれぞれの水平熱輸送がおなじ方向であるということが、太平洋赤道域の、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相差の変化と水温変動にとって重要であると考えられる。

また、大西洋赤道域では太平洋赤道域とは対照的に、北東ブラジルとギニア沿岸域を除いた  $10^{\circ}\text{S}$  から  $10^{\circ}\text{N}$  の範囲で東西にわたって、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相差は 0 である。また、その北の領域では、位相差は  $\pi$  である (図 22(c))。これは、海面温度の年々変動は海洋内部の熱輸送に依存していることを示している。大西洋熱帯域の海面温度の年々変動には、経験的直交関数展開 (EOF) 解析や主成分解析などによって、ITCZ を挟んだ北西と南東に、2 極構造として逆相関がみられることが指摘されてきた [Weare, 1977; Moura and Shukla, 1981; Servain, 1991]。それに対して、Houghton and Tourre [1992] は、2 極構造のそれぞれの極での水温変動は時間的に直交していて、たがいに相関がないという可能性を示した。

図 27 は、北半球側の極と考えられる  $15^{\circ}\text{N}$ ,  $25^{\circ}\text{W}$  の水温変動に対する他の場所での水温変動の相関係数と変動の時間差を、大西洋の東部と南部のそれぞれ  $19^{\circ}\text{W}$  と  $31^{\circ}\text{W}$  の経線に沿った分布を示している。相関係数が 0.95 以上であることを有意な相関の基準と考える。大西洋の東西ともに赤道周辺の海域で、相関係数も変動の時間差も急に変化しているのが分かるが、相関係数が東西共に赤道上で急に減少するのに対して、変動の時間差は、赤道よりも北に位置する ITCZ の位置で変化している。図 27 から、海面温度の年々変動の様子が ITCZ を挟んで南北で異なっていることが強く示唆される。

図 28 には、大西洋熱帯域の海面温度の年々変動の時系列を示した。パネル (a) から (c) は、北大西洋の水温変動で、パネル (d) から (f) は南大西洋の水温変動を示している。

図 28(a) から (c) から、北大西洋の海面温度の年々変動には、ゆっくりした西進成分が見られることが分かる。北西アフリカ沿岸は、図 22(c) では海面温度と熱フラックスの位相差は  $\pi$  であるが、ここは顕著な湧昇域であることが知られている一方、沿岸のエクマン湧昇は海面温度の年々変動とは必ずしも対応していない [Nyker and van Camp, 1994]。このことは、水温変動に対して水平移流の効果が重要であることを

示唆している。ただし、大西洋東部からの水温アノマリーの西進が、カナリーカレントから北赤道海流に至る海流によって移流されたものであるのか、傾圧ロスビー波によるものなのかは、両者ともに図 28 から推測される伝播速度 (0.5m/s 以下) と同程度であるので、わからない。このことから、北大西洋の海面温度の年々変動成分は、広い範囲で相関を持っているけれども、南大西洋の水温変動とシーソー状の逆相関を持つ一方の極としての同時変化をしているとは考えられない。

一方、南大西洋の海域間の海面温度の年々変動は、図 28(d) から (f) から分かる通り、互いにあまり相関がよくない。このように互いに相関がよくないことから、南大西洋では、2 極構造の一方の極としての広い範囲での相関を持った海面温度の年々変動成分を明確には持たないのではないかと考えられる。さらに、海面温度の年々変動の振幅は北大西洋に比べてずっと小さい。Houghton and Tourre[1992] が指摘したように、2 極構造としてのシーソー状の水温変動パターンは、一方の極の変動のみが大きくてもう一方が小さいことによって、EOF 解析の結果見かけ上表れた現象である可能性が高い。

熱帯大西洋の水温変動の 2 極構造の考えの筋書きとして、ITCZ の南北移動によって大気の状態が変化し、それが南大西洋の水温変動に影響を与えるというものである。しかし、本研究の結果からは、熱帯大西洋では大気海洋間の熱フラックスは水温変動に対して支配的には働かないことが分かる。Houghton [1991] は、大西洋熱帯域の expendable bathythermograph を用いた船舶データを用いて、東部大西洋の海面温度の年々変動は湧昇の強弱に依存していることを見つけた。彼は、東部を除いた大西洋熱帯域では温度躍層を通した熱フラックスが小さいことを示した。したがって、大西洋熱帯域の海面温度の年々変動は海洋内部の水平熱輸送によって起っていると考えられる。

これらの結果から、大西洋熱帯域において、ITCZ を挟んだ 2 極構造としての海面温度の年々変動には実体がないと考えるべきである。

太平洋とインド洋の相互作用という問題にとって、熱帯太平洋の水温アノマリーが、インドネシア多島海を通した輸送によって、インド洋の水温アノマリーに直接影響するかどうかは非常に重要である。図 29 は、太平洋赤道域と東インド洋におけるいくつかの点での海面温度の年々変動を示している。パネル (a) から (e) までの水温変動には、非常に良い相関がみられ、それぞれの間の相関係数はいずれも 0.95 以上である。図 29(e) は、 $9^{\circ}\text{S}, 97^{\circ}$  における海面温度の年々変動の時系列であるが、ここでは海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相差は 0 であることが、図 22(c) からわかる。したがって、海面温度の年々変動は海洋内部の熱輸送によって起っていると考えられる。

インド洋の熱帯域における、水温変動は東向きの赤道反流によって伝播している可能性がある。しかし、図は示さないが、インド洋東部の海面温度の年々変動は、熱帯域の水温変動よりも位相が先行しているし、インド洋南部の水温変動とは明確な相関関係は見られない。インド洋東部の海面温度の年々変動は、インド洋内のほかの海域からの水平熱輸送によって引き起こされているのではないと考えられるので、インドネシア通過流による熱輸送が影響している可能性が強くなる。

太平洋赤道域では、水温アノマリーは傾圧ロスビー長波によって西に伝播するが、西部太平洋の海面温

度の年々変動は水平熱輸送に依存しているのではない。西部太平洋赤道域は、海面温度の水平勾配が小さいので、水温変動と海洋内部の水平熱輸送との間にはほとんど相関がないが [Godfrey and Lindstrom, 1989]、この海域の水温変動は、東部から中部太平洋赤道域の水温変動とは大気を通して連動している。ロスビー波が、中部太平洋から西へ、フィリピンやインドネシア諸島まで達するとすると、 $150^{\circ}W$ からフィリピン付近まで約3ヵ月しかかからない。図29の矢印は、海面温度の顕著な負のアノマリーが中部太平洋 ( $150^{\circ}W$ ) から、約4ヵ月後にインド洋東部に現れることを示している。

最近の研究結果では、インドネシア通過流の流量は  $10 \sim 20Sv$  であると言われている [Godfrey, 1989; Semtner and Chelvin, 1993; Miyama et al., 1995]。Murrey and Arief [1988] は、ロンボク海峡では  $0.5m/s$  以上の平均流を観測したと報告している。図30は、フィリピンの東沖 ( $7^{\circ}, 131^{\circ}E$ ) とインドネシアの南岸 ( $11^{\circ}S, 119^{\circ}E$ ) における海面温度の年々変動を示しているが、この図から判断して、約2ヵ月で多島海を通過すると考えると、インドネシア通過流の流速は単純に見積もって、約  $0.4m/s$  程度と推測される。

以上に示したこれらの考察から、インドネシア通過流による太平洋赤道域からの熱輸送が、インド洋東部の海面温度の年々変動に作用することが強く示唆される。

太陽による短波放射の影響については、本研究では検討していないが、海面温度と太陽放射との関係についての最近の研究結果では、太陽放射の年々変動は、大気のラージスケールの循環と関係していて、海面温度の年々変動に対して局所的には関連が小さいことが報告されている [Liu et al., 1994]。さらに、太陽放射の年々変動のシステムを含んだ数値実験の結果、ラージスケールの短波放射のフィードバックシステムは、年々変動現象を引き起こす主要な要素ではないことが指摘されている [Waliser et al., 1994]。本研究では、短波放射の年々変動は検討されていないが、これらの研究結果に従えば、結果は信頼できるものであると考えられる。

インド洋においては、モンスーンによって、海上風場や、降水量、海流などに、顕著な季節変動が見られる。McPhaden [1982] は、南西モンスーンの期間の赤道向きのエクマン輸送によって、海洋上部に下向きの鉛直流が生じることを指摘している。鉛直流によって温度躍層が押し下げられることによって、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの関係が弱められるであろう。顕著な季節変動スケールの現象によって、海面温度の年々変動が影響を受ける可能性は否定できない。熱帯東部太平洋やインド洋での、異なった時間スケールの現象の相互作用についても研究されている [Lau and Chan, 1988; Wang, 1994; Sprintall and McPhaden, 1994]。年変動と年々変動の間の相互作用については、今後の課題である。また、データの存在期間の制限から、本研究では10年スケールの変動については議論することはできなかった。

## 6 結論

全球における海面温度の年々変動のメカニズムを解明するステップとして、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の関係を調べた。その手法として、人工衛星による観測の、広域性、同時性、反復性を生かして、1987年7月から1991年6月までの  $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  グリッドの、MCSST と SSM/I の月平均衛星ア

タを用いて、バルク法によって大気海洋間の熱フラックスを評価した。手法の確立のために、まず、海面の赤外域の放射率を観測的に評価して、海面温度の推定精度の向上を目指し、次いで、衛星観測からは直接的に得られない海上気温を、衛星データのみから推定する新しい方法を開発した。

一年間の田辺湾の海洋観測塔における海洋気象観測を行い、その結果、放射率の値として $\epsilon = 0.984 \pm 0.004$ という信頼できる値を得た。この結果を採用すると、バケツ温度と海面を完全黒体と考えた放射温度との温度差の約半分程度が減少することが分かった。一方、海面の表皮によって、海面温度と海面下のバケツ温度とに差が生じるが、風速が $5\text{m/s}$ を越えると、風のストレスによる攪拌の効果で表皮が消滅することが分かった。表皮は、海面を通した熱輸送の状態によって、海面下の温度よりも温かくなることもあるし、冷たくなることもある。表皮が温かい状態から冷たい状態へ変化するとき、低風速でも中立な温度勾配になることがある。

次いで、従来は衛星観測からは得られなかった海上気温を、人工衛星のデータのみから得られる物理量を用いて海上気温を推定する手法を新たに開発した。バルク法と空力学的な方程式から、海面温度、風速、水蒸気量、気温の間に成立する関係式を導いた。この関係式に、海面温度、風速、水蒸気量を衛星観測によって与えて、気温に関する方程式として解く。この方法の利点は、相対湿度などの物理量をあらかじめ仮定する必要がないことである。

この方法の精度を調べるために、まず、海面温度、風速、水蒸気量の月平均値をJMAとTOGA-TAOのブイデータで与えて、気温を推定し、ブイにおいて実測された気温の月平均値と比較した。その結果、推定誤差の平均値は、気温については $0.0 \pm 1.2^\circ\text{C}$ で、この気温を用いて得られた顕熱フラックスについては $0.1 \pm 8.7\text{W/m}^2$ であった。

これに対して、現場観測値を用いずに衛星データのみから推定した気温とJMAとTOGA-TAOのブイによる現場観測値との差は、平均 $-0.3 \pm 3.1^\circ\text{C}$ であり、この方法で求めた海上気温を用いて得た顕熱フラックスについては、平均 $10.0 \pm 37.6\text{W/m}^2$ であった。衛星データを用いると誤差が大きくなる原因としては、海面温度や風速や水蒸気量の衛星観測による推定誤差、とりわけ水蒸気量の推定誤差が大きいことが考えられる。

対照的に、衛星データの存在する4年間のデータの各月毎の4年平均値からの偏差として定義した年々変動成分については、JMAとTOGA-TAOのブイにおける現場観測値に対して、気温の推定誤差は平均 $0.0 \pm 1.5^\circ\text{C}$ 、顕熱フラックスについては $0.3 \pm 19.0\text{W/m}^2$ である。しかし、移動平均によって短い時間スケールのランダムな誤差を除くと、年々変動成分の現場観測値に対する推定誤差は、気温については $0.0 \pm 0.6^\circ\text{C}$ 、顕熱フラックスについては $0.0 \pm 5.4\text{W/m}^2$ である。

この方法によって、衛星データから、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動成分の4年間の月平均値データが得られた。大気と海洋の熱的な相互作用が強い場合には、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の相関係数は1に近くなる。この場合、両者の変動の位相差は、海面温度の年々変動が大気海洋間の熱フラックスに支配されているのか、海洋内部の移流拡散過程に支配されているのかに依

存する。本研究は、両者の相互相関係数が0.95以上である海域において、位相関係から、海面温度の年々変動に対して支配的に働く要因を評価した。

大気海洋間の熱フラックスが海面温度の年々変動に対して支配的に働いていて、海洋内部の熱輸送が、海面温度の年々変動に対して重要ではない時には、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの年々変動の位相差は $\pi/2$ である。そのような海域は、主に太平洋の北東部と南部、暖水域を除く西部太平洋、南東インド洋、大西洋南部とカリブ海にみられる。

海面温度の年々変動が、海洋内部の熱輸送によって引き起こされる場合には、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相差は、0か $\pi$ になる。このような海域では、湧昇や移流によって海洋内部の熱フラックスが大きいと考えられる。

海面温度の年々変動が気温の年々変動よりも大きいときには、海面温度と大気海洋の熱フラックスのアノマリーの位相差は0になる。東部熱帯太平洋、暖水域の周辺部、インド洋東部、北太平洋、大西洋の北東部と赤道域などでは、海面温度と大気海洋間の熱フラックスの位相差は0である。

一方、気温の年々変動の方が海面温度の年々変動よりも大きい場合には、大気海洋間の熱フラックスと海面温度のアノマリーは逆符号になり、位相差は $\pi$ になる。従来は、このような関係の場合には、大気海洋間の熱フラックスが水温変動に対してなんらかの影響を及ぼしていると考えられてきたが、この場合も海面温度の年々変動は海洋内部のプロセスによって起こっていると考えられる。位相差が $\pi$ である海域は、太平洋の赤道域中部から南東方向に伸びる海域、大西洋のITCZの北の海域、大西洋南部、インド洋中央部、アラビア海北東域などに見られる。

また、海面温度の年々変動に対して、水平熱輸送とローカルな大気海洋間の熱交換のどちらが支配的に働くかは、必ずしも海洋の移流の強さのみでは決まらない。西岸境界流域では、位相差が0と $\pi$ と $\pi/2$ のうちどれであるかは、各海域によって異なっていて、それぞれの西岸境界流ごとに、海面温度の年々変動に対する働きは異なっていることが示唆される。

水温アノマリーは、東部から中央域の160°W付近までは傾圧ロスビー長波によって西方に伝播するが、130°W付近で、大気海洋間の熱フラックスのアノマリーの符号が変わることによって、位相差は0から $\pi$ に変わる。これに対して、160°Wから160°Eにかけての西部太平洋では、中部太平洋から運ばれる大気気温や水蒸気量の年々変動成分によって、そこでの大気海洋間の熱フラックスが変動すると考えられ、西部熱帯太平洋の海面温度の年々変動成分は、大気を通じて中央域と相関を持つと考えられる。

大西洋では、太平洋とは対照的に赤道域全域で位相差は0である。ITCZを支点にした2極構造が大西洋熱帯域の海面温度の年々変動に特徴的だと言われているが、南大西洋の水温変動が、熱フラックスの変動によって起こされているという前提条件は、本研究の示した結果から否定される。さらに、本研究の行った海面温度の年々変動の解析結果からは、大西洋熱帯域には、ITCZをはさんだシーソー状の水温変動パターンは見られなかった。これらの結果から、熱帯大西洋の海面温度の年々変動の2極構造は実体がないと考えられる。



暖水域を除いた熱帯太平洋と東部インド洋の海面温度の年々変動成分には、相関がみられた。東部インド洋の海面温度の年々変動は、海洋の熱輸送によって引き起こされると考えられるが、熱帯太平洋において、ロスビー波によって西に伝播する海面温度の年々変動成分と対応するものが東部インド洋に現れるまでの時間から、伝播速度を推測すると、インドネシア通過流の流速とおおよそ合致する。これらの結果から、熱帯太平洋と東部インド洋の間の海洋間の相互作用が、インドネシア通過流による熱輸送に依存していることが示唆された。

本研究で行ったような、人工衛星データの複合利用による定量的な解析は、あまり多く行われていないが、今後は長期間の広域解析データとして有効な方法となると考えられる。そのためには、各センサーから得られる物理量の精度の向上のための研究を今後も進めていく必要がある。衛星データで得られる、海面温度、風速、水蒸気量の推定精度の向上によって、本研究の方法から得られる気温や顕熱フラックスの精度も向上するはずである。特に、水蒸気量については、今後の研究によって、水蒸気圧で 1hPa 以下で推定されるようになることが必要である。また、本研究では、大気海洋間の熱交換の広範囲で長期にわたるデータを衛星観測によって得ることによって、大気と海洋間の熱交換が海面温度の年々変動とどのように関係しているのかという、従来は観測データの不足からよく分からなかった問題を考察したが、海洋内部の熱輸送がどのようになっているかが分からないというのが課題である。今後は、数値実験などの流速データを利用することによって、海洋内部の熱輸送を考慮することができれば、海洋の貯熱量の変動や熱輸送の問題に対しての議論を更に深めることが可能になると考えられる。

## 7 謝辞

本研究を進めるに当って、京都大学理学部地球物理学教室の今里哲久教授には、研究課題の決定、研究手法、解析結果の検討など、研究全般について終始ご指導をいただきました。同西勝也助手には、田辺湾において行った係留ブイによる観測において、各種観測機器の作成、保全、及びデータの取得に関して大変お世話になりました。衛星データの利用については、戸田孝博士の助言が大変役立ちました。SSM/I のデータは、アメリカ合衆国の Remote Sensing Systems の F. Wentz 博士によって編集されたデータを、気象研究所の柴田彰博士が再編集されたものを利用させていただきました。MCSST データは、NASA の Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology の Physical Oceanography Distributed Active Archive Center から提供していただきました。TOGA-TAO のブイデータは、TOGA-TAO Project Office of NOAA/PMEL が管理し、編集したデータの提供を受けました。所長の M. J. McPhaden 博士に感謝致します。日本周辺のブイデータは、気象庁のご厚意によって利用させていただきました。また、京都大学理学部地球物理学教室の淡路敏之助教授と秋友和典助手からいただいた貴重な助言の数々は、本研究を進める上で不可欠なものでした。さらに、同麻生和彦技官には、ネットワークシステムを利用したデータの取得や管理に関して大変お世話になりました。京都大学防災研究所の吉岡洋博士、並びに同白浜海洋観測所の方々の協力によって、田辺湾における約 1 年間の観測を成功させることができました。京都大学理学

部地球物理学教室海洋物理学講座の皆さんとの議論は、大変有効なものでした。なお、この研究の一部は、文部省科学研究費重点領域研究(01646010)の一環として行われました。また、本研究で行ったデータ解析の一部は、京都大学大型計算機センターを利用させていただきました。本研究を進めるに当たっての、これらの全てのご指導、ご協力に感謝致します。

## A 大気からの下向き長波放射

Anderson [1952] は、湖上で行った長波放射の観測結果に基づいて、晴天時の正味の長波放射量を推定する経験式 (33) を導いた。

$$R_{net} = R \uparrow - \sigma T_a^4 (0.524 - 0.0495e_a). \quad (33)$$

図 31 は、田辺湾で観測された正味の長波放射の夜間の平均値と (33) 式によって推定した正味の長波放射の夜間の平均値との比較を示した。この図から、 $R_{net}$  の実測値と (33) 式による推定値が良く一致していることが分かる。(13) 式から  $T_S$  を推定するとき (33) 式を用いたときの、結果に与える影響を調べた。 $R_{net}$  として、実測値のかわりに、(33) 式から得られた推定値を用いて  $T_S$  を求めた場合、 $R_{net}$  の実測値と推定値の差が図 31 中の 2 本の破線の中の範囲内ならば、 $R_{net}$  の実測値を用いて得られた  $T_S$  との差は  $0.1^\circ\text{C}$  未満におさまる。このことは、晴天時であれば、(33) 式によって得られた  $R_{net}$  を用いて、(13) 式から十分な精度で  $T_S$  を推定することが可能であることを示している。

## References

- Anderson, E. R., Energy budget studies, *U. S. Geol. Surv. Circ.*, 229, 71 - 119, 1952.
- Barnett, T. P., The interaction of multiple time scales in the tropical climate system, *J. Climate*, 4, 269 - 285, 1991.
- Brady, E. C., Interannual variability of Meridional transport in a numerical model of the upper equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 2675 - 2694, 1994.
- Buettner, K. J. K., and C. D. Kern, The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces, *J. Geophys. Res.*, 70, 1329-1337, 1965.
- Chang, A. T. C., and T. T. Wilheit, Remote sensing of atmospheric water vapor, liquid water, and wind speed at the ocean surface by passive microwave techniques from the Nimbus 5 satellite, *Radio Sci.*, 14, 793 - 802, 1979.
- Davies, J. A., P. J. Robinson, and M. Nunes, Field determination of surface emissivity and temperature for Lake Ontario, *J. Appl. Meteor.*, 10, 811 - 819, 1971.
- Dyer, A. J., and B. B. Hicks, Flux-gradient relationships in the constant flux layer, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 715 - 721, 1970.
- Esbensen, S. K., D. B. Chelton, D. Vickers, and J. Sun, An Analysis of errors in Special Sensor Microwave Imager evaporation estimates over the global oceans, *J. Geophys. Res.*, 98, 7081 - 7101, 1993.
- Ffield, A., and A. Gordon, Vertical mixing in the Indonesian thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 184 - 195, 1992.
- Gent, P. R., The heat budget of the TOGA-COARE domain in an ocean model, *J. Geophys. Res.*, 96, 3323 - 3330, 1991.
- Giese, B. S., and D. R. Cayan, Surface heat flux parameterizations and tropical pacific sea surface temperature simulations, *J. Geophys. Res.*, 98, 6979 - 6989, 1993.
- Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, pp. 666, 1982.
- Godfrey, J. S., A Sverdrup model of the depth - integrated flow for the ocean allowing for island circulations, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 45, 89 - 112, 1989.
- Godfrey, J. S. and E. J. Lindstrom, Budget of the equatorial western Pacific surface mixed layer, *J. Geophys. Res.*, 94, 8007 - 8017, 1989.
- Goodberlet, M. A., C. T. Swift, and J. C. Wilkerson, Remote sensing of ocean surface winds with the Special Sensor Microwave/Imager, *J. Geophys. Res.*, 94, 14547 - 14555, 1989.
- Graham, N. E., and T. P. Barnett, Sea surface temperature, surface wind divergence, and convection over tropical oceans, *Science*, 238, 657 - 659, 1987.
- Grassl, H., The dependence of the measured cool skin of the ocean on wind stress and total heat flux, *Boundary-Layer Meteor.*, 10, 465-474, 1976.
- Halpert, M. S. and C. F. Ropelewski, Surface temperature patterns associated with the southern oscillation, *J. Climate*, 5, 577 - 593, 1992.
- Hasse, L., On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange, *Tellus*, 15, 363-366, 1963.
- Hasse, L., The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface, *Boundary-Layer Meteor.*, 1, 368-379, 1971.

- Hastenrath, S. and L. Heller, Dynamics of climatic hazards in northeast Brazil, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 103, 77 - 92, 1977.
- Hastenrath, S., *Climate dynamics of the tropics*, Kluwer Academic Publishers, pp. 488, (see Figure 6.7.2.1:4), 1991.
- Hastenrath, S., and L. Greischar, The monsoonal heat budget of the hydrosphere-atmosphere system in the Indian Ocean sector, *J. Geophys. Res.*, 98, 6869 - 6881, 1993.
- Hayes, S. P., L. J. Mangum, J. Picart, A. Sumi, and K. Takeuchi, TOGA-TAO: A moored array for real-time measurements in the tropical Pacific ocean, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 72, 339 - 347, 1991.
- Hirst, A. C., and S. Hastenrath, Atmosphere-ocean mechanisms of climate anomalies in the Angola tropical Atlantic sector, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1146 - 1157, 1983.
- Houghton, R. W., The relationship of sea surface temperature to thermocline depth at annual and interannual time scales in the tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 96, 15173 - 15185, 1991.
- Houghton, R. W., and Y. M. Tourre, Characteristics of low-frequency sea surface temperature fluctuations in the tropical Atlantic, *J. Climate*, 5, 765 - 771, 1992.
- Hsiung, J., Mean surface energy fluxes over the global ocean, *J. Geophys. Res.*, 91, 10585 - 10606, 1986.
- Hsu, S. A., and B. W. Blanchard, The relationship between total precipitable water and surface-level humidity over the sea surface: a further evaluation, *J. Geophys. Res.*, 94, 14539 - 14545, 1989.
- Joseph, P. V., J. K. Eischeid, and R. J. Pyle, Interannual variability of the onset of the Indian summer monsoon and its association with atmospheric features, El Niño, and sea surface temperature anomalies, *J. Climate*, 7, 81 - 105, 1994.
- Katsaros K. B., The Aquacous thermal boundary layer, *Boundary - Layer Meteorol.*, 18, 107-127, 1980.
- 根田昌典, 衛星データによる日本近海の海面熱フラックスの評価, 1990年度京都大学大学院理学研究科修士論文, 1991.
- Kutsuwada, K., Quasi-periodic variabilities of wind-stress fields over the Pacific ocean related to ENSO events, *J. Meteor. Soc. Japan*, 69, 687 - 700, 1991.
- Large, W. G., and S. Pond, Sensible and latent heat flux measurements over the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 464 - 482, 1982.
- Lau, K. M., and P. H. Chan, Intraseasonal and interannual variations of tropical convection: a possible link between the 40-50 day oscillation and ENSO?, *J. Atmos. Sci.*, 45, 506 - 521, 1988.
- Legecks, R., Upwelling off the gulfs of Panama and Papagayo in the tropical Pacific during March 1985, *J. Geophys. Res.*, 93, 15485 - 15489, 1988.
- Liu, W. T., Statistical relation between monthly mean precipitable water and surface-level humidity over global oceans, *Mon. Weather Rev.*, 114, 1591 - 1602, 1986.
- Liu, W. -Y., R. T. Field, R. G. Gantt, and V. Klemas, Measurement of the surface emissivity of turbid waters, *Remote Sens. Environ.*, 21, 97-109, 1987.
- Liu, W. T., Moisture and latent heat flux variabilities in the tropical Pacific derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, 93, 6749 - 6760, 1988.
- Liu, W. T. and C. Gautier, Thermal forcing on the tropical Pacific from satellite data, *J. Geophys. Res.*, 95, 13209 - 13217, 1990.

- Liu, W. T., W. Tang, and F. J. Wentz, Precipitable water and surface humidity over global oceans from Special Sensor Microwave Imager and European Center for Medium Range Weather Forecasts, *J. Geophys. Res.*, 97, 2251 - 2264, 1992.
- Liu, W. T., A. Zhang, and K. B. Bishop, Evaporation and solar irradiance as regulators of sea surface temperature in annual and interannual changes, *J. Geophys. Res.*, 99, 12623 - 12637, 1994.
- Lukas, R. and Lindstrom, The mixed layer of the western equatorial Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, 96, suppl., 3343 - 3357, 1991
- Masuda, K., T. Takashima, and Y. Takayama, Emissivity of pure and sea waters for the model sea surface in the infrared window regions, *Remote Sens. Environ.*, 24, 313-329, 1988.
- McAlister, E. D., and W. McLeish, Heat transfer in the top millimeter of the ocean, *J. Geophys. Res.*, 74, 3408-3414, 1969.
- McClain, E. P., W. G. Pichel, and C. C. Walton, Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperatures, *J. Geophys. Res.*, 90, 11587 - 11601, 1985.
- McMillin, L. M., Estimation of sea surface temperatures from two infrared window measurements with different absorption, *J. Geophys. Res.*, 80, 5113-5117, 1975.
- McPhaden, M. J., Variability in the central equatorial Indian Ocean part I: ocean dynamics, *J. Mar. Res.*, 40, 157 - 176, 1982.
- McPhaden, M. J., H. P. Freitag, S. P. Hayes, B. A. Taft, and K. Wyrtki, The response of the equatorial Pacific ocean to a westerly wind burst in May 1986, *J. Geophys. Res.*, 93, 10589 - 10603, 1988.
- McPhaden, M. J., S. P. Hayes, L. J. Mangum, and J. M. Toole, Variability in the western equatorial Pacific ocean during the 1986-87 El Niño/Southern Oscillation event, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 190 - 208, 1990.
- McPhaden, M. J., and S. P. Hayes, On the variability of winds, sea surface temperature, and surface layer heat content in the western equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 96, 3331 - 3342, 1991.
- McPhaden, M. J. and F. Bahr, Y. Du Penhoat, E. Firing, S. P. Hayes, P. P. Niiler, P. L. Richardson and J. M. Toole, The response of the western equatorial Pacific ocean to westerly wind bursts during November 1989 to January 1990, *J. Geophys. Res.*, 97, 14289 - 14303, 1992.
- Meehl, G. A., The annual cycle and interannual variability in the tropical Pacific and Indian Ocean regions, *Mon. Wea. Rev.*, 115, 27 - 50, 1987.
- Meehl, G. A., A Coupled air - sea biennial mechanism in the tropical Indian and Pacific regions: role of the ocean, *J. Climate*, 6, 31 - 41, 1993.
- Meyers, G., J. -R. Dolguy, and R. K. Reed, Evaporative cooling of the western equatorial Pacific Ocean by anomalous winds, *Nature*, 323, 523 - 526, 1986.
- Mikhaylov, B. A., and V. M. Zolotarev, Emissivity of liquid water, *Atmos. Oceanic Phys.*, 6, 52, 1970.
- Miyama, T., T. Awaji, K. Akitomo, and N. Imasato, Study of seasonal transport variations in the Indonesian seas, *J. Geophys. Res.*, in press, 1995.
- Moura, A. D., and J. Shukla, On the dynamics in northeast Brazil: observations, theory and numerical experiments with a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 38, 2653 - 2675, 1981.
- Murakami, T., B. Wang, and S. W. Lyons, Constants between summer monsoons over the bay of Bengal and the eastern north Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, 70, 191 - 210, 1992.

- Murray, S. P., and D. Arief, Throughflow into the Indian ocean through the Lombok Strait, January 1985 - January 1986, *Nature*, 333, 444 - 447, 1988.
- Nykjaer, L., and L. van Camp, Seasonal and interannual variability of coastal upwelling along northwest Africa and Portugal from 1981 to 1991, *J. Geophys. Res.*, 99, 14197 - 14207, 1994.
- Oberhuber, J. M., An atlas based on the 'COARDS' data set: The budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean. *Max-Planck-Inst. für Meteorol.*, Hamburg, *Rep. 15*, 199 pp., 1988.
- Paulson, C. A., and J. J. Simpson, The temperature difference across the cool skin of the ocean, *J. Geophys. Res.*, 86, 11044-11054, 1981.
- Priestley, C. H. B., The limitation of temperature by evaporation in hot climates, *Agr. Meteorol.*, 3, 241 - 246, 1966.
- Quadfasel, D., and G. R. Cresswell, A note on the seasonal variability of the South Java Current, *J. Geophys. Res.*, 97, 3685 - 3688, 1992.
- Rasmusson, E. M. and T. H. Carpenter, Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the southern oscillation/El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, 10, 354 - 384, 1982.
- Ropelewski, C. F., M. S. Halpert and X. Wang, Observed tropospheric biennial variability and its relationship to the southern oscillation, *J. Climate*, 5, 594 - 614, 1992.
- Sakaida, F., and H. Kawamura, Estimation of sea surface temperatures around Japan using the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR)/NOAA-11, *J. Oceanogr.*, 48, 179 - 192, 1992.
- Saunders, P. M., The temperature at the ocean-air interface, *J. Atmos. Sci.*, 24, 269-273, 1967a.
- Saunders, P. M., Aerial measurement of the sea surface temperature in the infrared, *J. Geophys. Res.*, 72, 4109-4117, 1967b.
- Saunders, P. M., Radiance at sea and sky in the infrared window 800-1200  $\text{cm}^{-1}$ , *J. Opt. Soc. Amer.*, 58, 645-652, 1968.
- Saunders, P. M., Corrections for airborne radiation thermometry, *J. Geophys. Res.*, 36, 7596-7601, 1970.
- Schuessel, P., H. -Y. Shin, W. J. Emery, and H. Grassl, Comparison of satellite-derived sea surface temperatures with *in situ* skin measurements, *J. Geophys. Res.*, 92, 2859-2874, 1987.
- Schuessel, P., W. J. Emery, H. Grassl, and T. Mammen, On the bulk-skin temperature difference and its impact on satellite remote sensing of sea surface temperature, *J. Geophys. Res.*, 95, 13341 - 13356, 1990.
- Seager, R., S. E. Zebiak, and M. A. Cane, A model of the tropical Pacific sea surface temperature climatology, *J. Geophys. Res.*, 93, 1265- 1280, 1988.
- Semtner, A. J. and R. M. Chelvin, Ocean general circulation from a global eddy resolving model, *J. Geophys. Res.*, 97, 5493 - 5550, 1992.
- Servain, J., Simple climatic indices for the tropical Atlantic Ocean and some applications, *J. Geophys. Res.*, 96, 15137 - 15146, 1991.
- 柴田彰, マイクロ波放射計SSM/Iで測られる物理量の検証及び熱帯に於けるそれらの量の変動について, 海と空, 67, 295 - 312, 1992.
- Siedler, G., N. Zangenberg, and R. Onken, Seasonal changes in the tropical Atlantic circulation: observation and simulation of the Guinea Dome, *J. Geophys. Res.*, 97, 703 - 715, 1992.

- Smith, S. D., Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 709 - 726, 1980.
- Sprintall, J., and M. J. McPhaden, Surface layer variations observed in multiyear time series measurements from the western equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 99, 963 - 979, 1994.
- Stramma, L., The South Indian Ocean Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 421 - 430, 1992.
- Strong, A. E., and E. P. McClain, Improved ocean surface temperature from space - Comparisons with drifting buoys, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 65, 138 - 142, 1984.
- Sun, J., Effects of vertical distribution of water vapor and temperature on total column water vapor retrieval error, *J. Geophys. Res.*, 98, 7069 - 7079, 1993.
- Talley, L. D., Meridional heat transport in the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 231 - 241, 1984.
- Thadathil, P., A. Shikauchi, Y. Sugimori, and M. Kubota, A statistical method to get surface level air-temperature from satellite observations of precipitable water, *J. Oceanogr.*, 49, 551 - 558, 1993.
- Umatani, S., and T. Yamagata, Response of the eastern tropical Pacific to meridional migration of the ITCZ: The generation of the Costa Rica dome, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 346 - 363, 1991.
- Wang, X. L., The coupling of the annual cycle and ENSO over the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, 51, 1115 - 1136, 1994.
- Waliser, D. E., B. Blanke, J. D. Neelin, and C. Gautier, Shortwave feedbacks and El Niño-Southern Oscillation: forced ocean and coupled ocean-atmosphere experiments, *J. Geophys. Res.*, 99, 25109 - 25125, 1994.
- Weare, B., Empirical orthogonal analysis of Atlantic Ocean surface temperatures, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 103, 467 - 478, 1977.
- Webster, P. J., and R. Lukas, TOGA COARE: The coupled ocean-atmosphere response experiment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 73, 1377- 1416, 1992.
- Wentz, F. J., A model function for ocean microwave brightness temperatures, *J. Geophys. Res.*, 88, 1892 - 1908, 1983.
- Wentz, F. J., L. A. Mattox, and S. Peteheryou, New algorithms for microwave measurements of ocean winds: applications to Seasat and the Special Sensor Microwave Imager, *J. Geophys. Res.*, 91, 2289 - 2307, 1986.
- Wesely, M. L., Heat transfer through the thermal skin of a cooling pond with waves. *J. Geophys. Res.*, 84, 3696-3700, 1979.
- Woodcock, A. H., Surface cooling and streaming in shallow fresh and salt waters, *J. Mar. Res.*, 4, 153-161, 1941.
- Zebiak, S. E., Air-sea interaction in the equatorial Atlantic region, *J. Climate*, 6, 1567 - 1586, 1993.
- Zhang, R. H., and M. Endoh, Simulation of the 1986-87 El Niño events with a free surface tropical Pacific Ocean general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 99, 7743 - 7759, 1994.
- Zhang, G. J., and M. J. McPhaden, The relationship between sea surface temperature and latent heat flux in the equatorial Pacific, *J. Climate*, 8, 589 - 605, 1995.



表 1: The summary of the former emissivity studies.

emissivity	study	summary of the method
0.993	Buettner and Kern (1965)	not considering the skin layer
0.986	Saunders (1967b,1968)	observation of the reflectance from the air plane
0.9875	Mikhaylov and Zolotarev (1970)	calculation from the optical constant
0.992 (11 $\mu$ m)	Masuda <i>et al.</i> (1988)	calculation of the reflectance using the numerical model surface
0.972	Davies <i>et al.</i> (1971)	observation of sheltered water surface from the sky

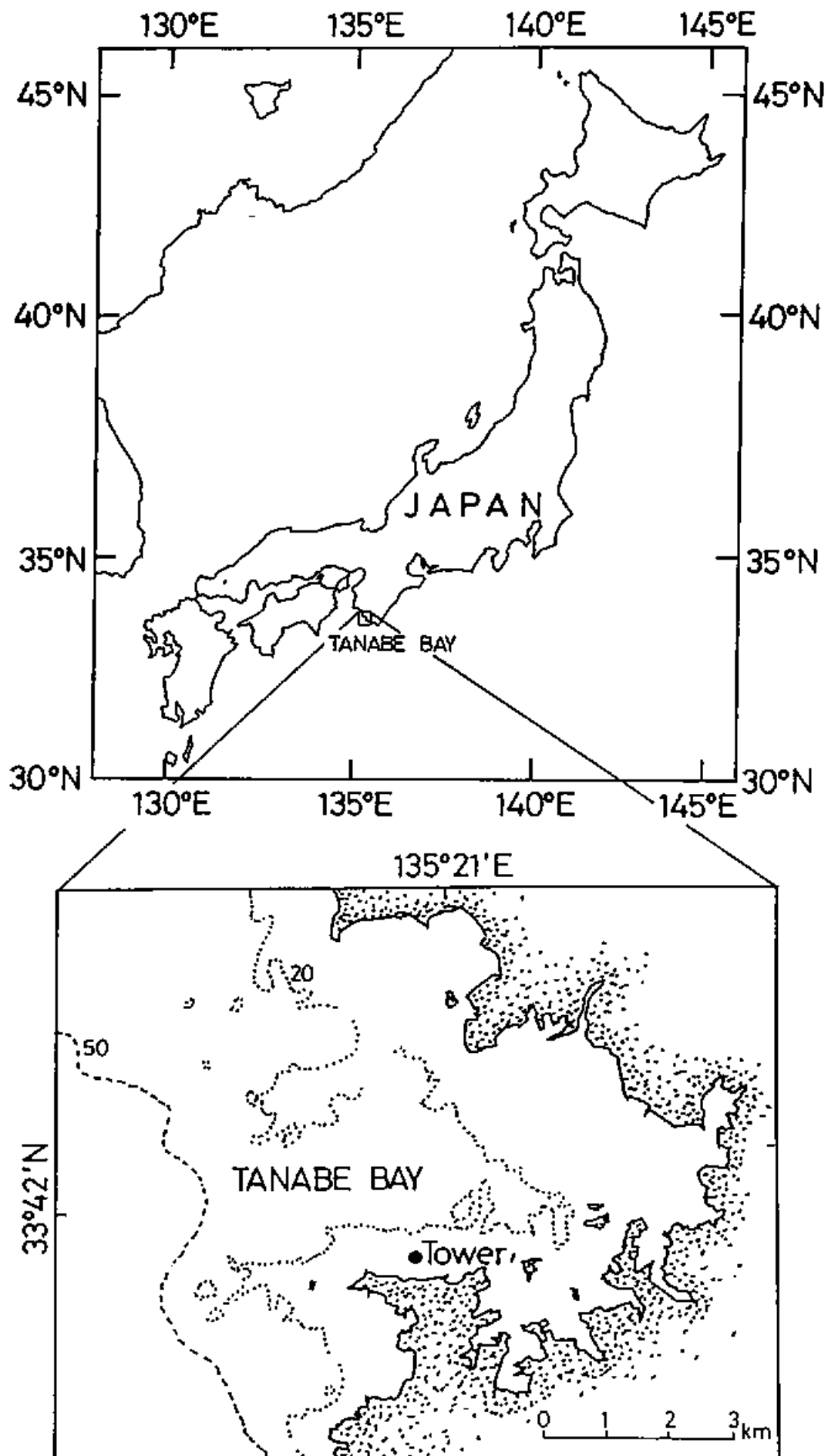


Figure 1: Location of Shirahama and Oceanographic observatory tower. The tower is shown as a solid circle.

表 2: The number of data available for the analyses, and data which is not available due to weather conditions and insufficient equipment.

year	month	the number of available data	the number of unavailable data	no data number
1989	Nov	15	0	15
	Dec.	7	1	23
1990	Jan.	5	9	17
	Feb.	0	4	24
	Mar.	3	5	23
	Apr.	21	9	0
	May	17	14	0
	Jun.	8	11	11
	Jul.	0	0	31
	Aug.	10	5	16
	Sep.	10	8	12
total		96	67	182

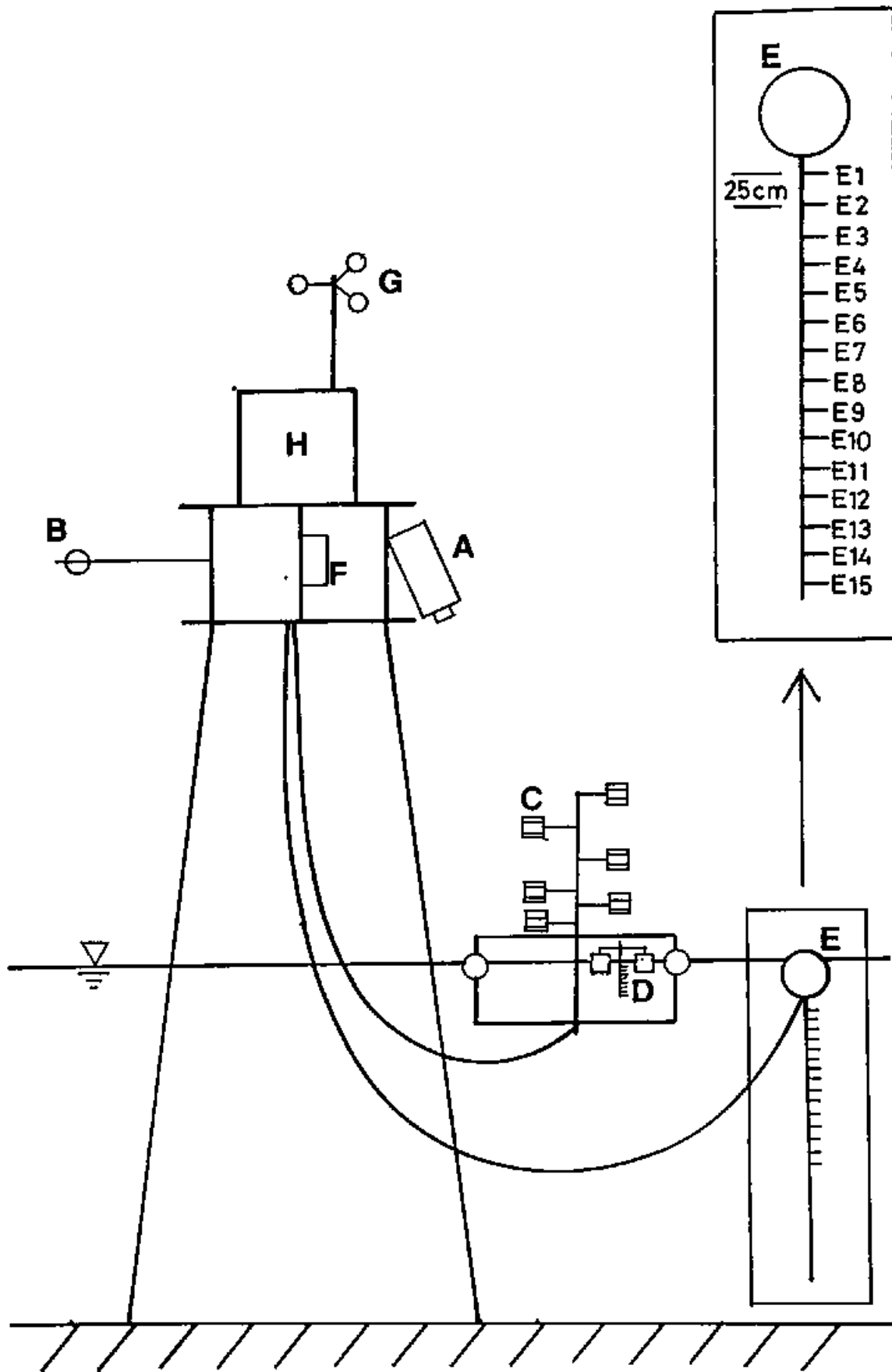


Fig 2: Instruments set on the platform. A:infrared radiometer. B:infrared net radiometer. C:thermistor thermometers for air temperature, C1 ~ C6 from the top. D:thermistor thermometers for near surface temperature, D1 ~ D15 from the top, D1 to D9 are at 1cm intervals and D10 to D15 are at 2cm intervals. D1 is almost 1cm from the surface. D15 is about 20cm from the surface. E:thermistor thermometers for water temperature, E1 ~ E15 from the top, which are at 25cm intervals. F:dry and wet bulb psychrometer. G:anemometer. H:cabin.

11/19 12:00 — 11/21 11:50

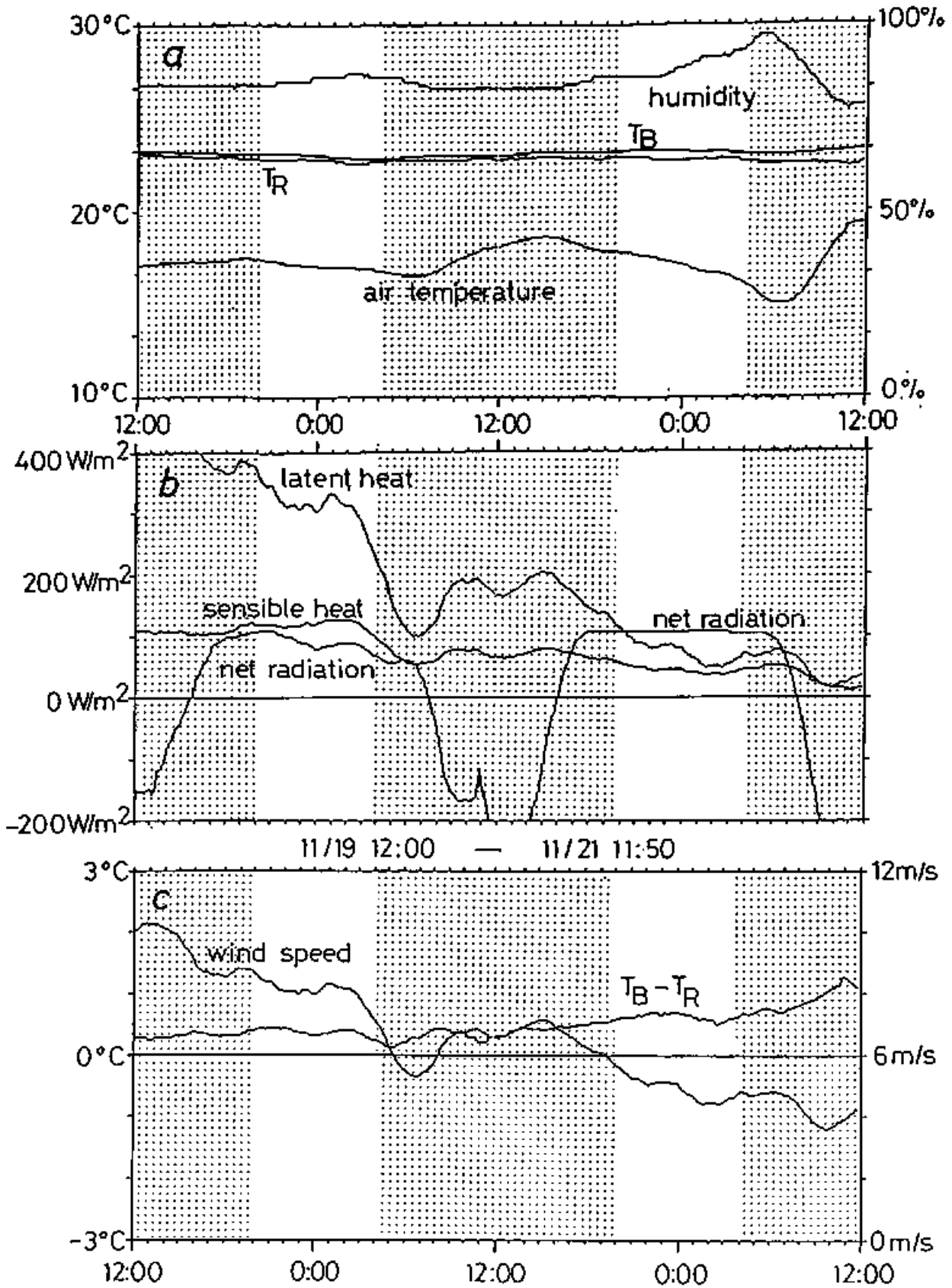


Fig. 3: Time series records of (a) the air temperature, the bulk temperature ( $T_B$ ), the radometer temperature ( $T_R$ ), and the relative humidity, (b) the heat fluxes, (c) wind speed and the temperature difference between  $T_R$  and  $T_B$ . Data in the shaded area is not used for the analyses because of disturbances by solar insolation.

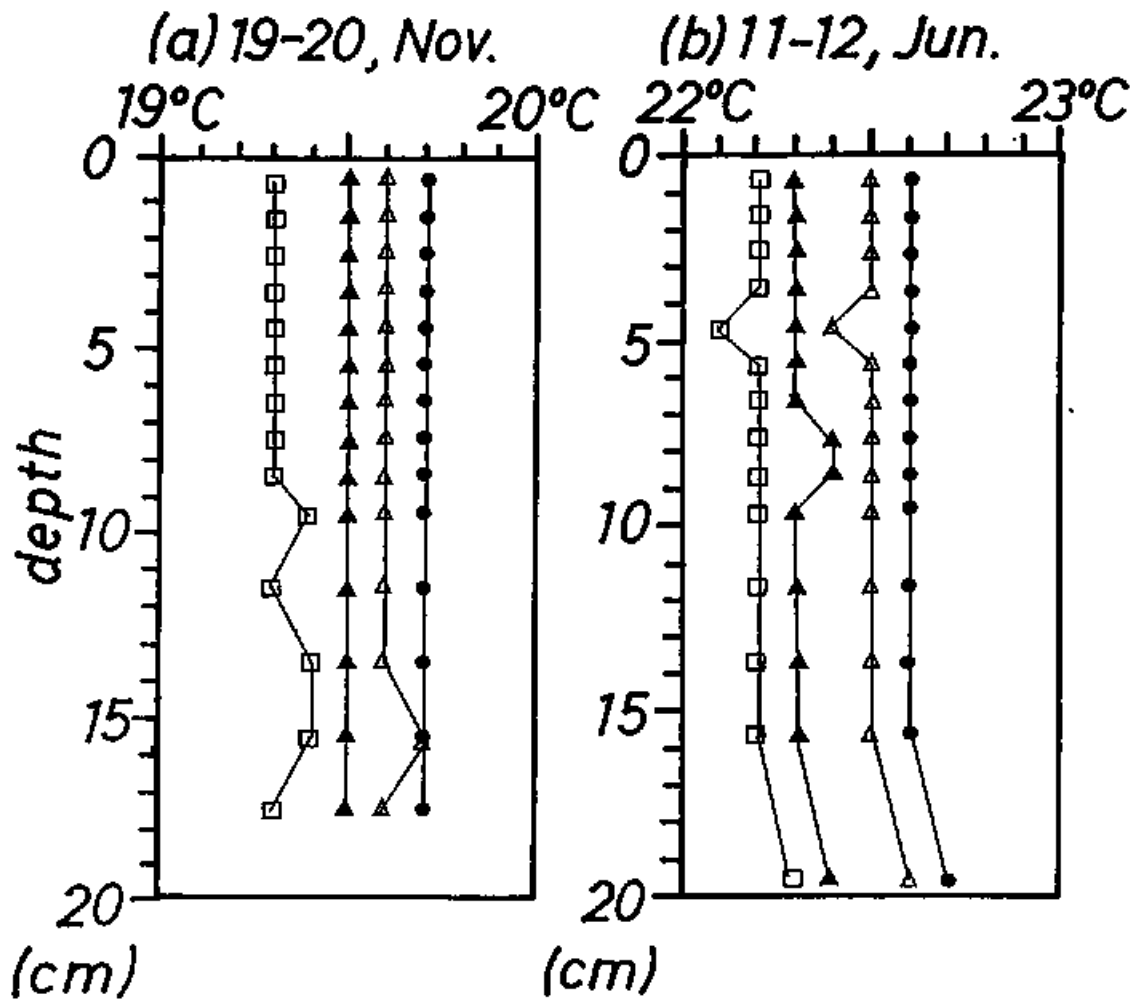


Fig 4: Time variations in 2 hour averaged temperature profiles of the sea surface in (a) 19th ~ 20th November, and (b) 11th ~ 12th June. Each profile is averaged over 2 hours;  $\square$  20:00 ~ 21:50,  $\triangle$  22:00 ~ 23:50,  $\blacktriangle$  0:00 ~ 1:50,  $\bullet$  2:00 ~ 3:50. Assumed error is 0.1°C

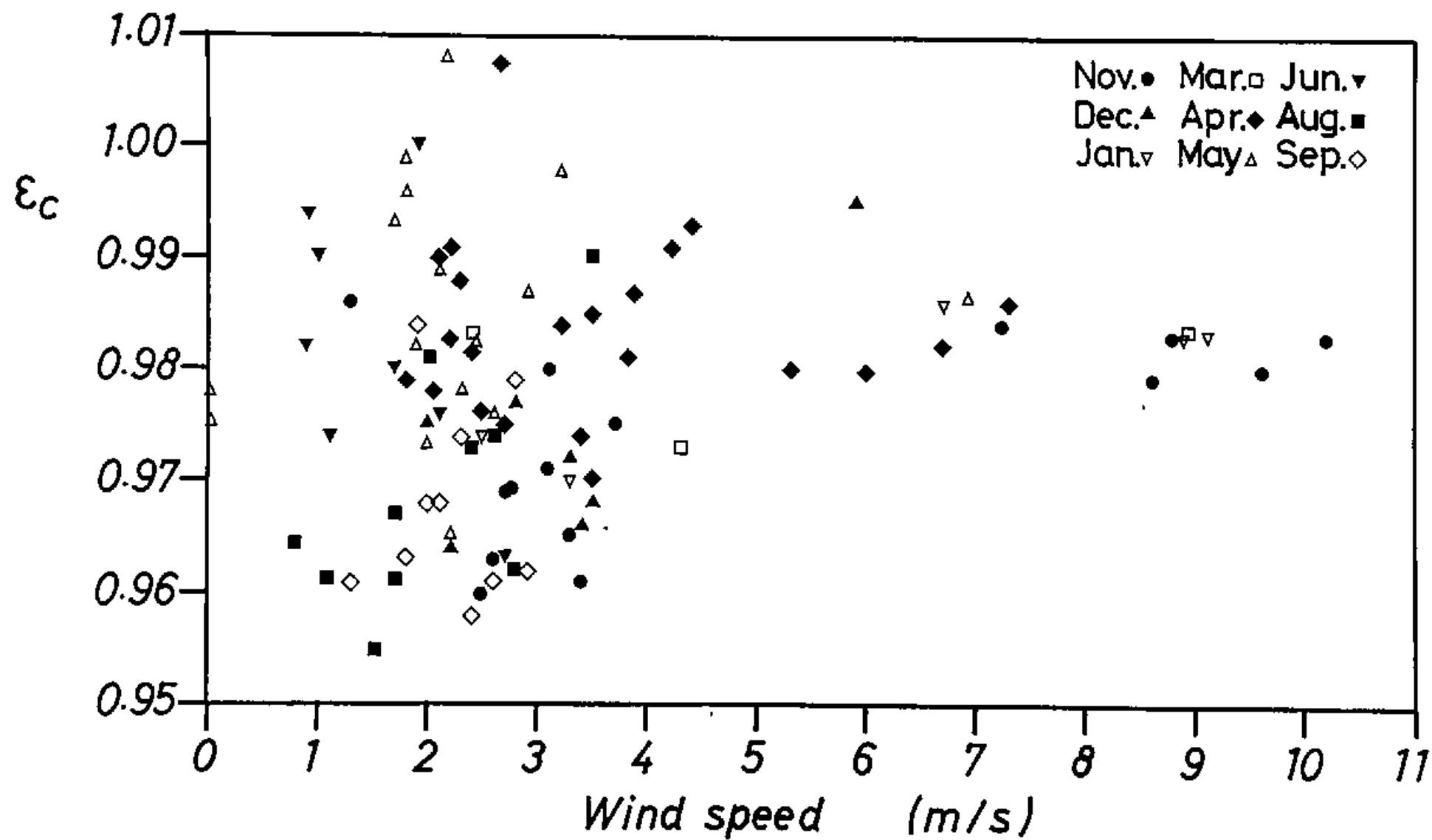


Fig. 5: Apparent dependence of  $\bar{\epsilon}_c$  from eq. (12) on wind speed. The emissivity and wind speed are averaged during 20:00 ~ 3:50.

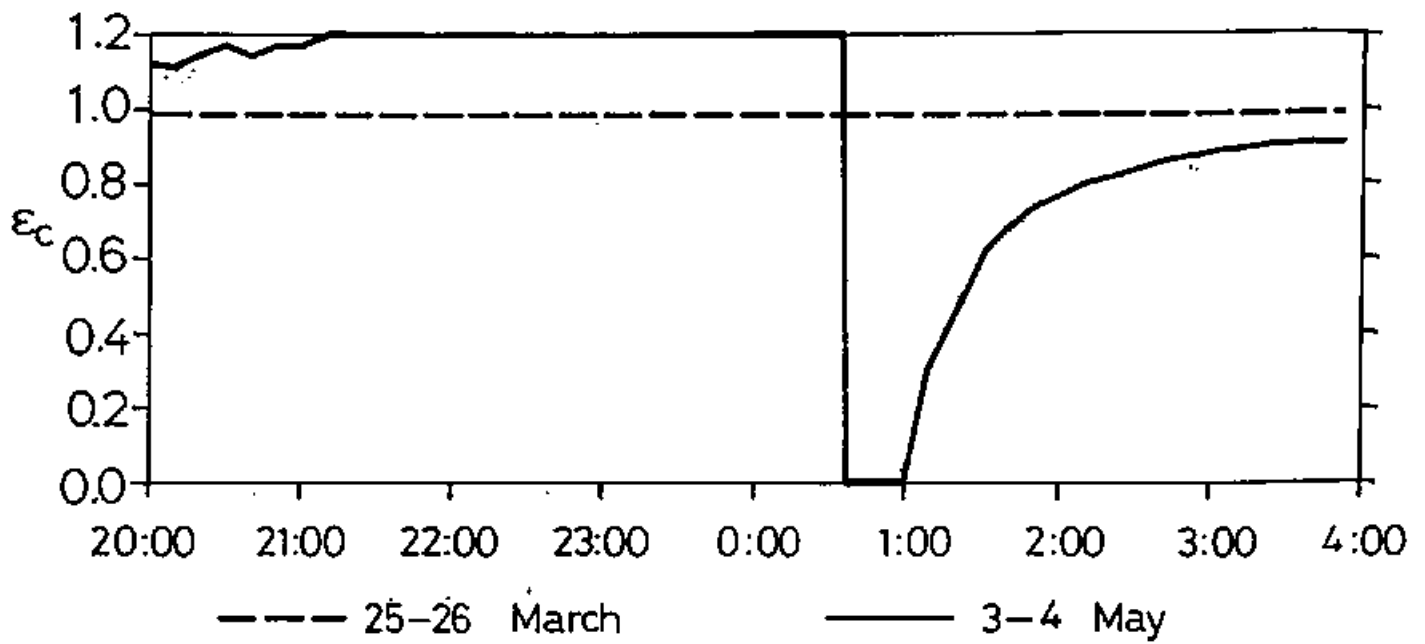
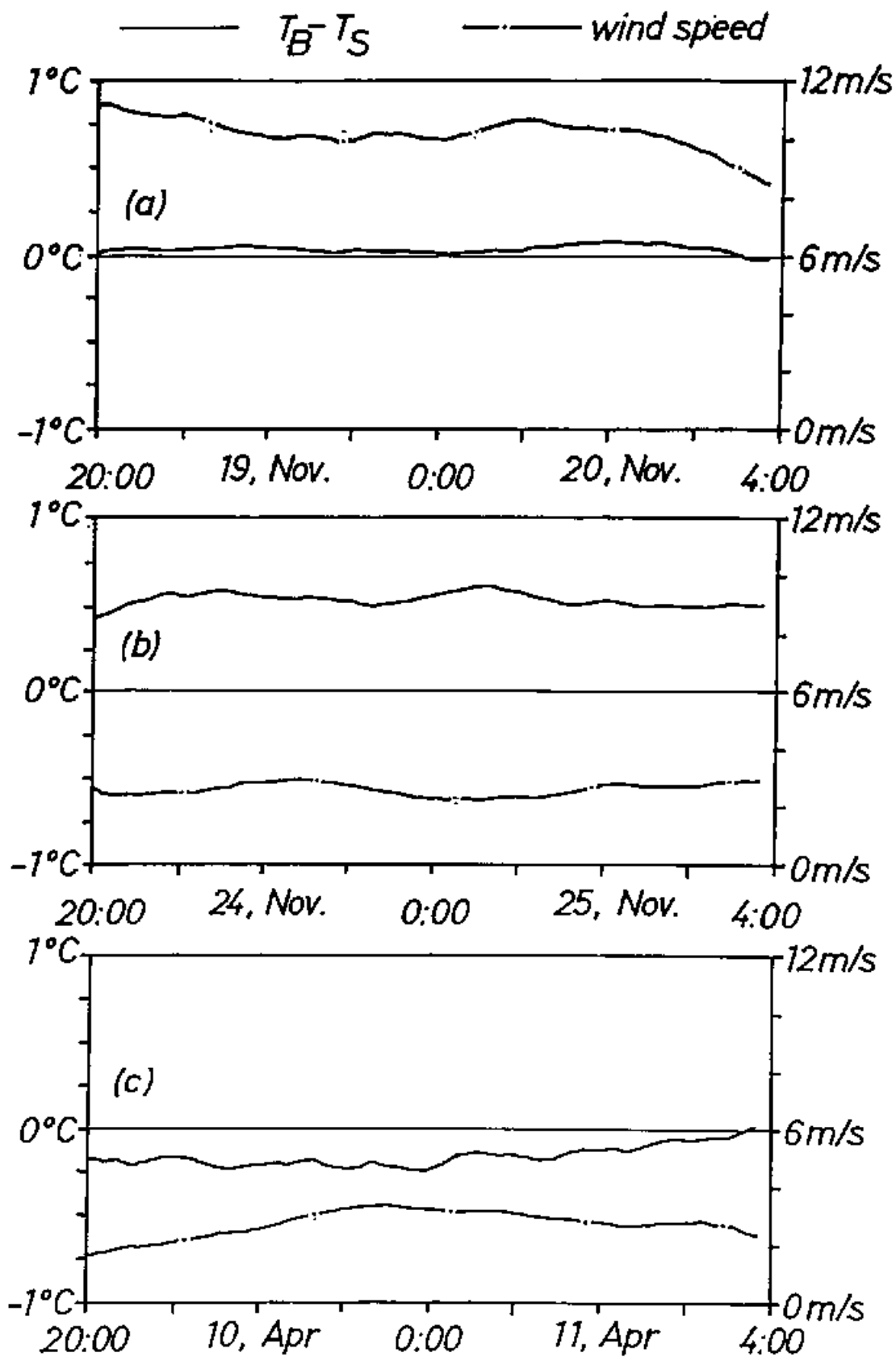


Fig. 6: Time series records of the computed emissivity  $\bar{\epsilon}_C$ . Hard line: The computed emissivity on May 3rd. Dashed line: The computed emissivity on March 25th with calm weather.





7: Time changes of the temperature difference  $\Delta T$  and the wind speed on (a) November 19th, (b) April 10th and (c) November 24th.

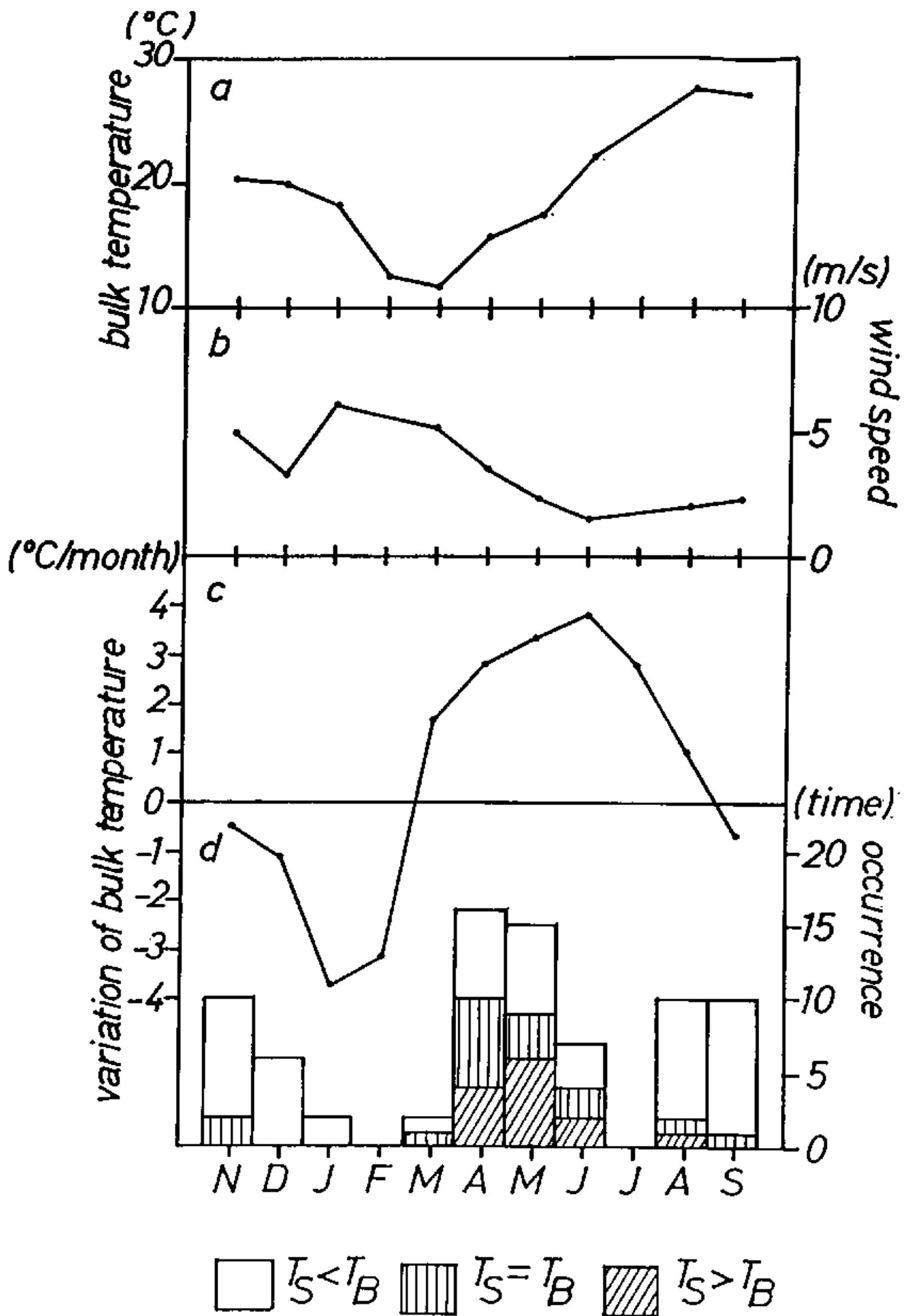
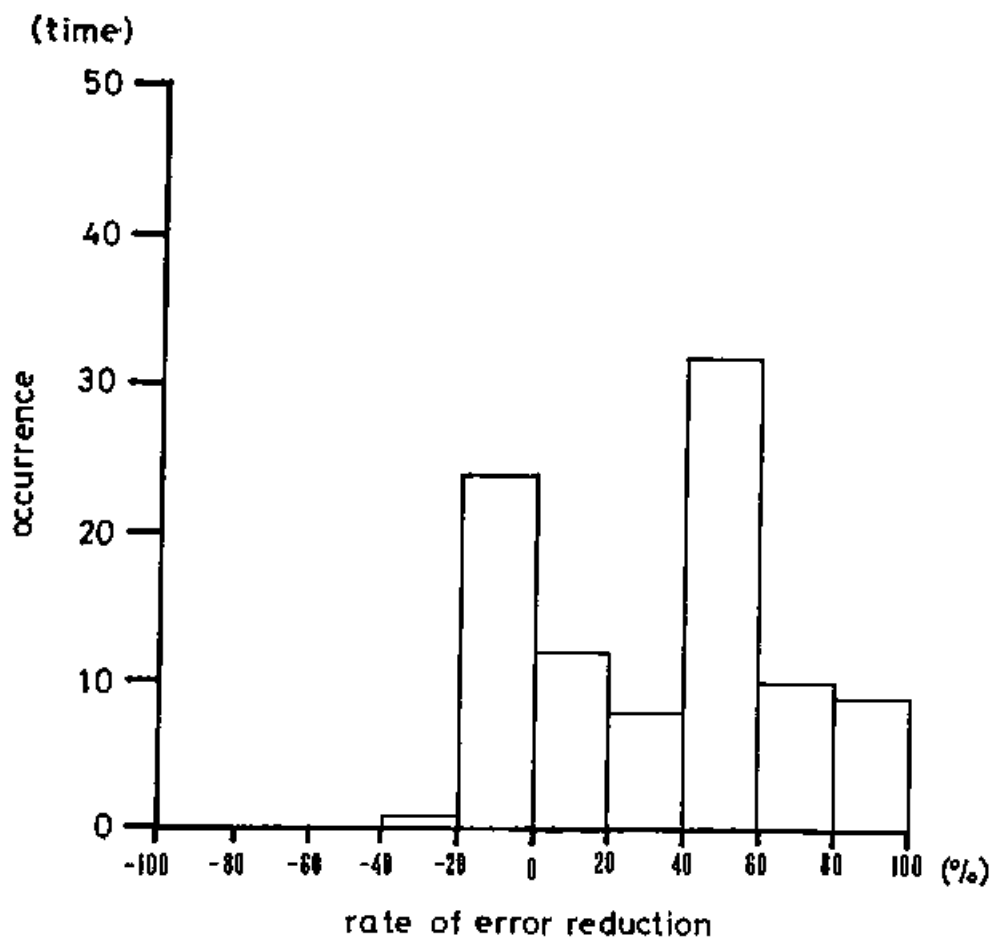


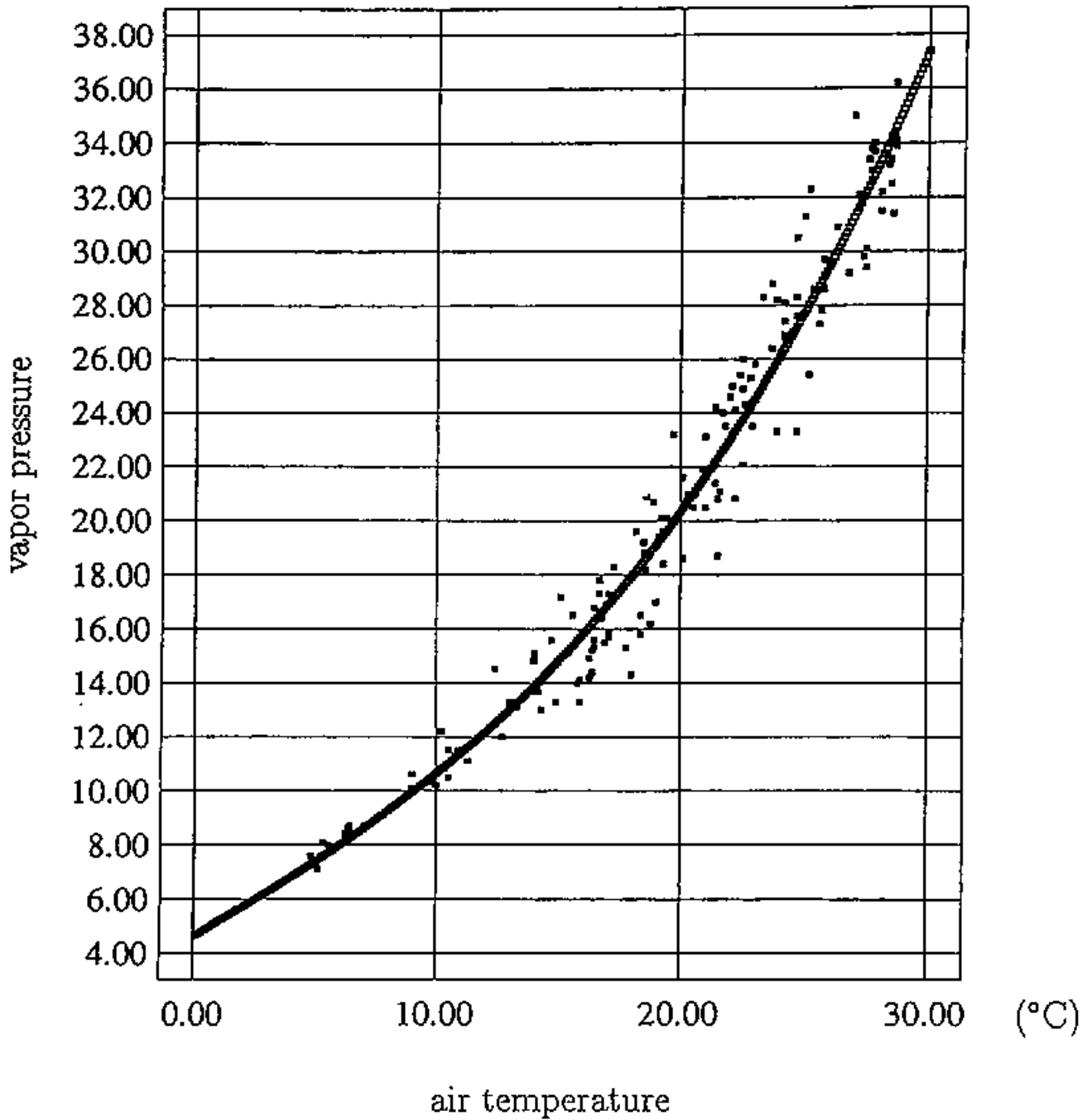
Fig. 8: Monthly means of (a) bulk sea surface temperature, (b) wind speed and (c) time change of panel (a). The histogram of the value of  $\bar{\epsilon}_C$  is (d).



⊠ 9: Rates of improvements in temperature difference between  $T_R$  and  $T_{B50}$ . Determination of the emissivity as 0.984 leads to a reduction in the temperature difference. In many cases, 40 ~ 60% of the temperature difference is reduced.

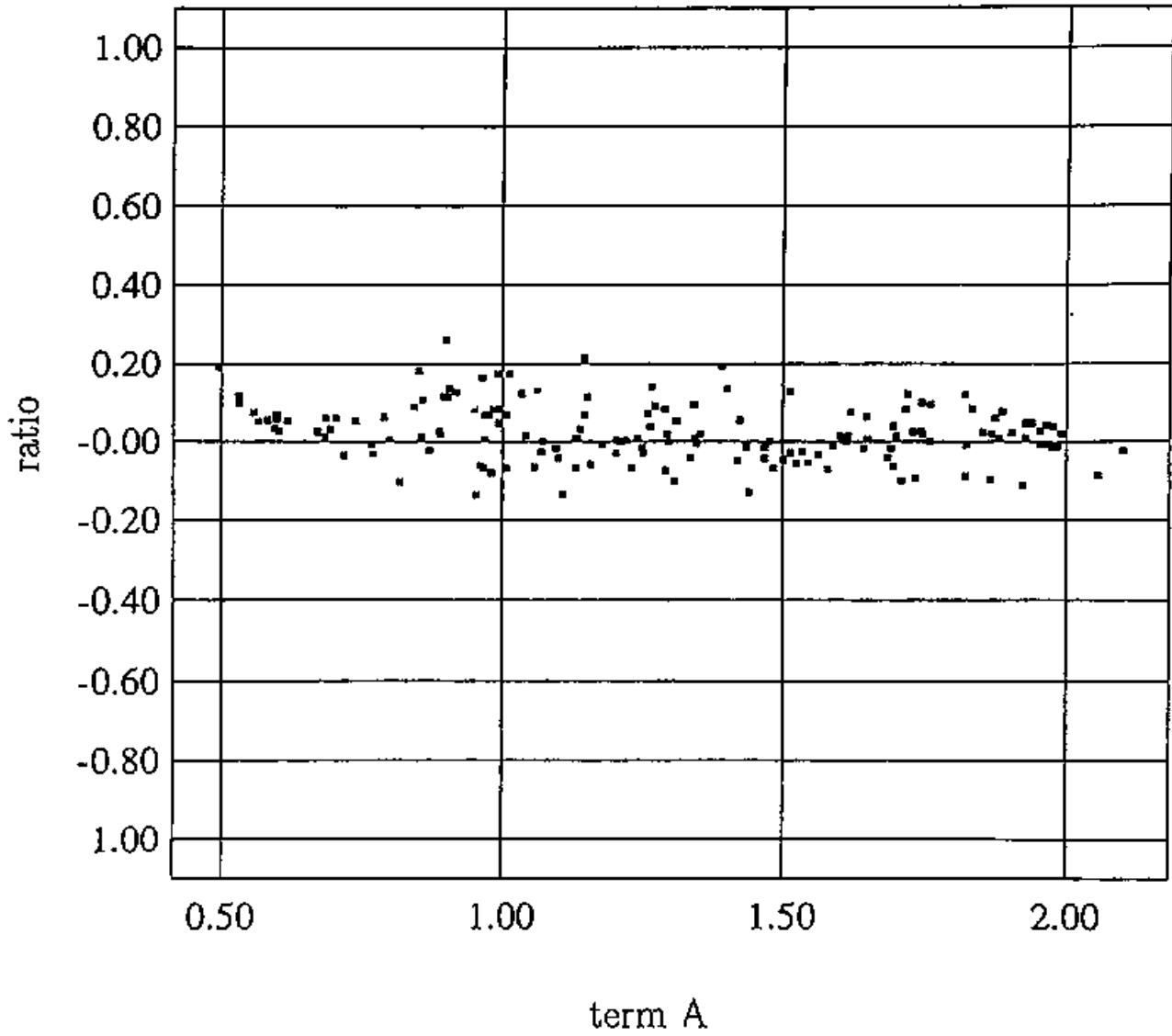
vapor pressure at JMA buoys

(hPa)



⊠ 10: ■: Observed vapor pressure (hPa) at the 4 JMA buoys. □: Statistical regression between the vapor pressure and air temperature.

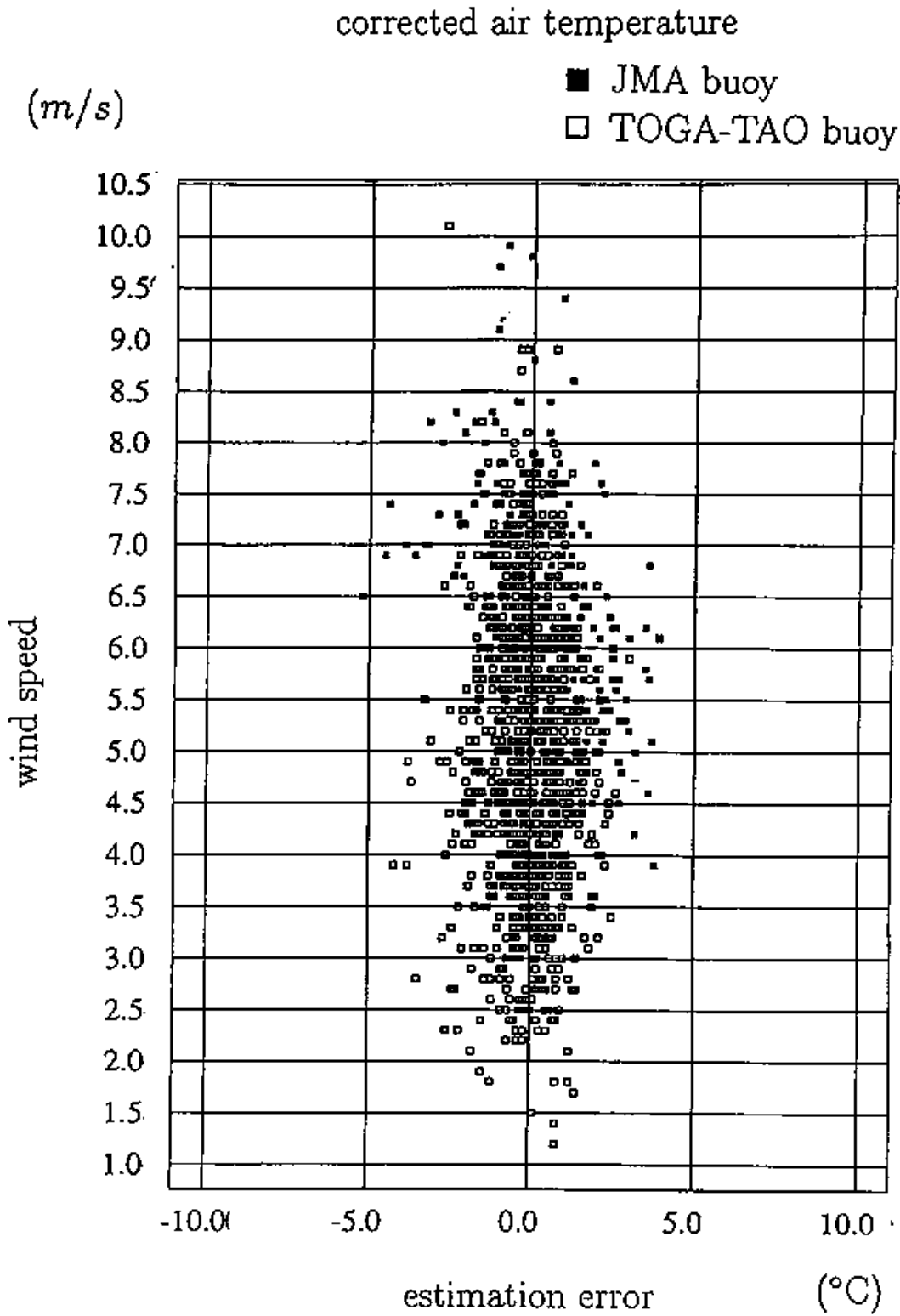
ratio of term B to A



☒ 11: Ratio of term *B* to *A*. Term *B* is the difference between term *A* and  $\partial q/\partial T$ .

表 3: Sources of the physical properties measured by the satellite and the physical parameters used in eq.(29).

parameters and properties	values or sources
$T_S$	eq.(13)
$T_R$	MCSST by NOAA-AVHRR
atmospheric radiation $R_{net}$	Anderson [1952]
emissivity $\epsilon$	Konda <i>et al.</i> [1994]
wind speed $u$	SSM/I
specific humidity $q_a$	$q_a = m_a$ , and eq.(30) by Liu [1986]
$q_s$	saturation at $T_S$
$C_h$	Smith [1980]
$C_e$	Large and Pond [1982]
$Q_*$	saturation humidity curve



⊠ 12: Air temperature estimations corrected by adding in the bias. Comparison with observed air temperatures. The average of errors is  $0.0 \pm 1.2^\circ\text{C}$ .

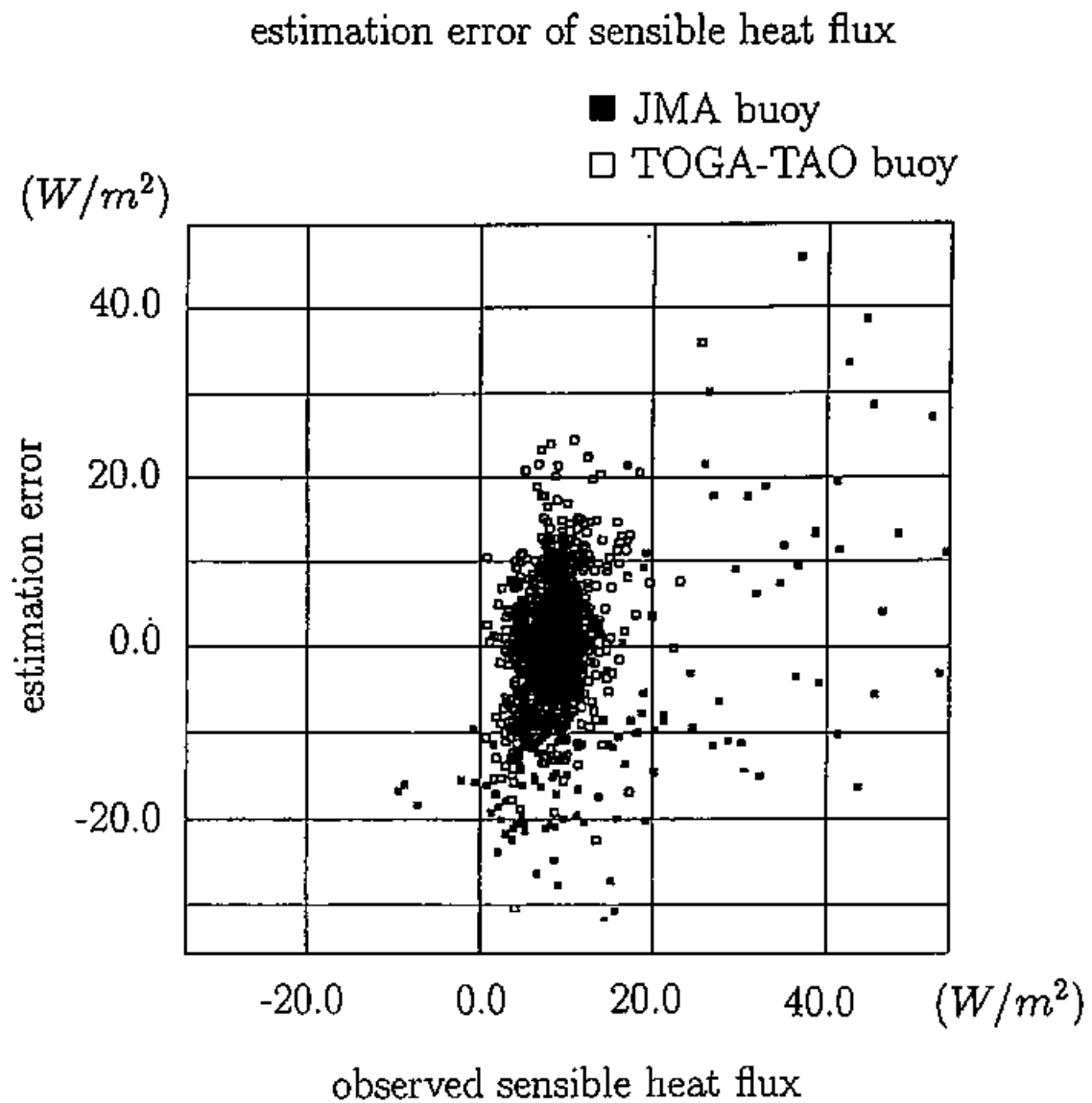
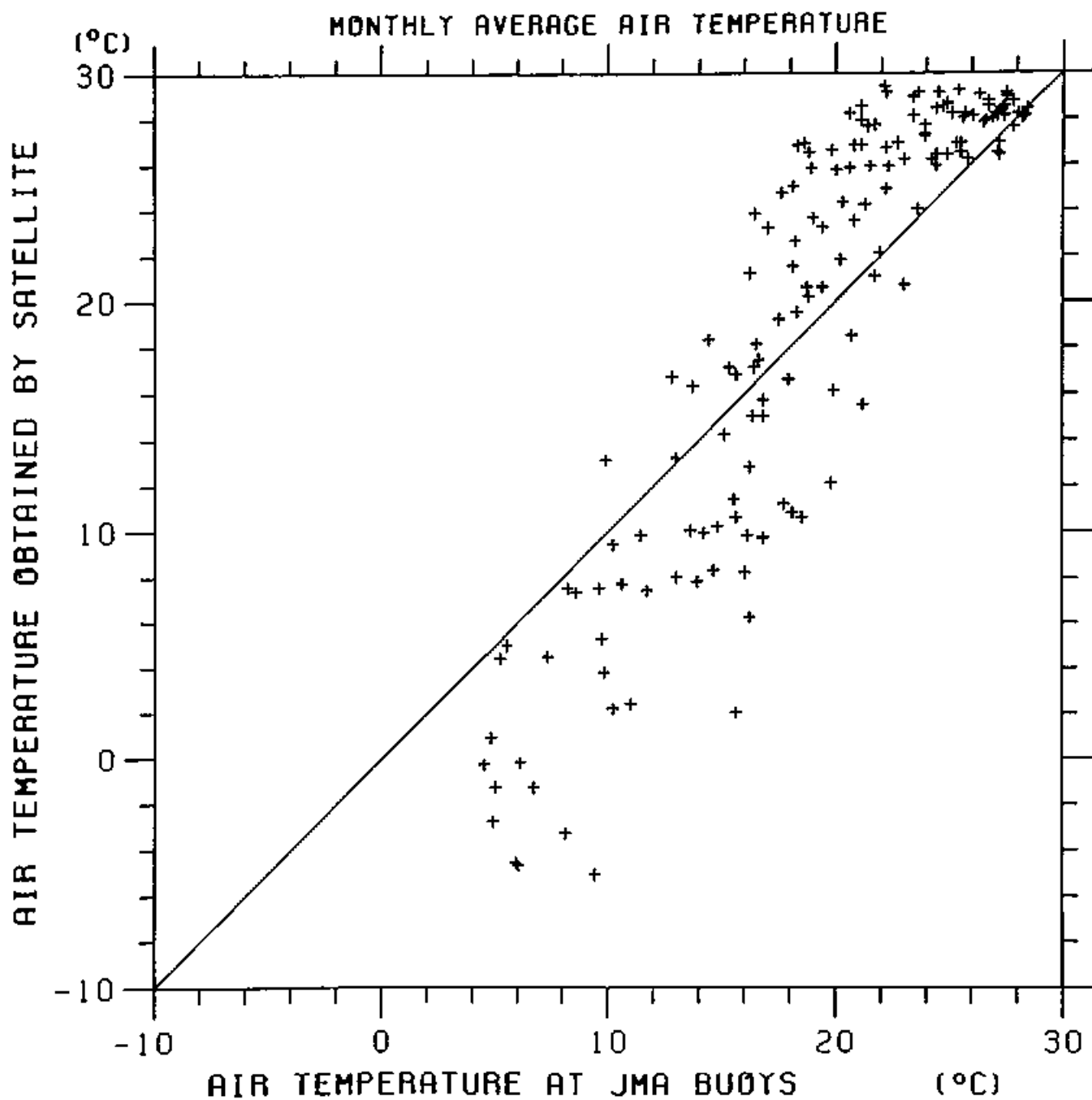


Fig. 13: Estimation errors in the sensible heat flux obtained with the corrected air temperatures using eq.(29).

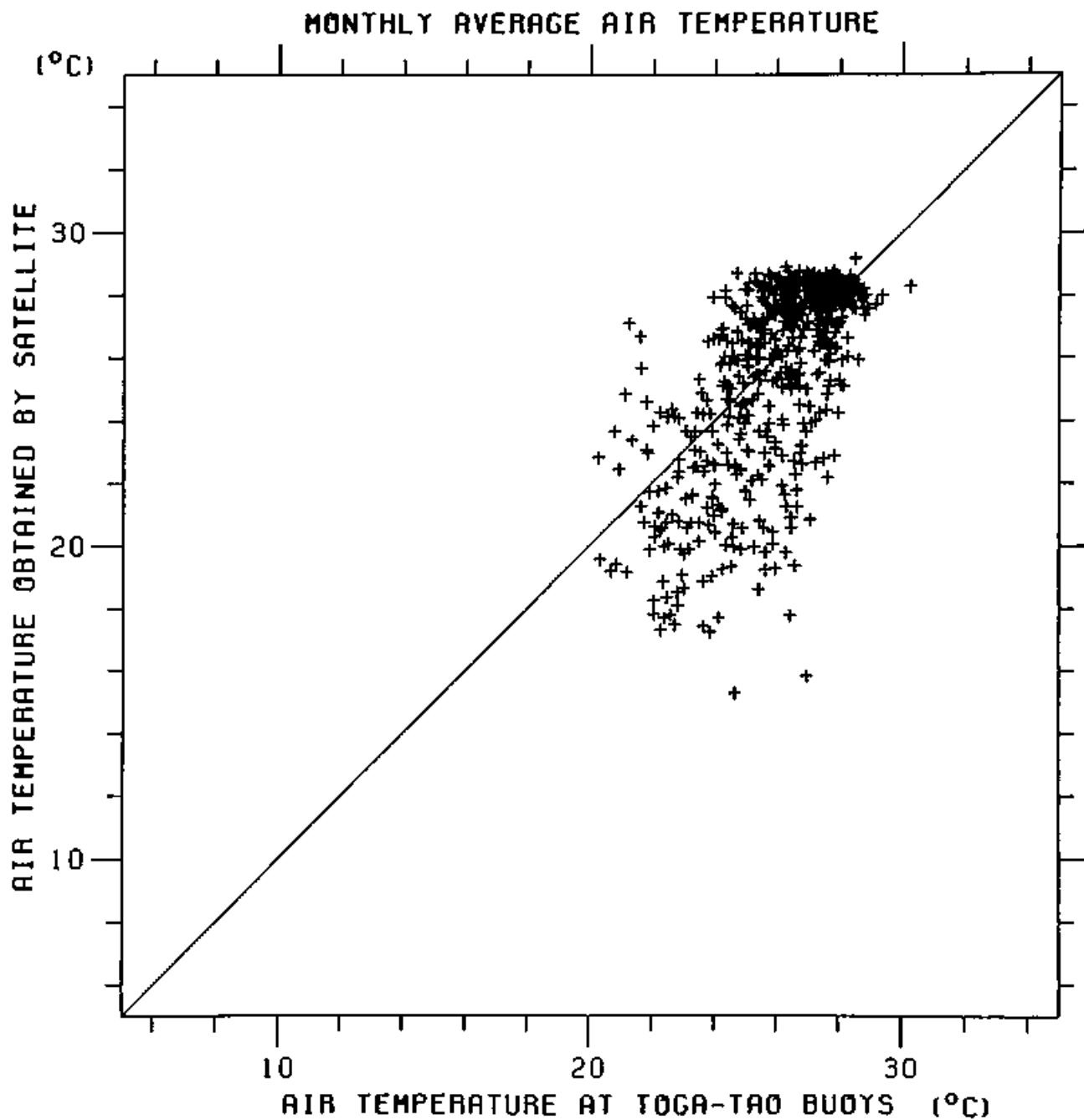


表 4: Averages of the estimation errors of air temperature by solving eq.(29) for some cases adopting bulk schemes other than those used in this study. SST, wind speed, and humidity are given by the *in situ* observation at JMA and TOGA-TAO buoys.

Bulk schemes		Estimation error (JMA and TOGA-TAO)
Sensible heat ( $C_h \times 10^{-3}$ )	Latent heat ( $C_e \times 10^{-3}$ )	
Smith $1.1 + 3.2/(T_s - T_a)/u$	L/P 1.15	$-3.4 \pm 1.2^\circ\text{C}$
Smith	A/S $0.55 + 0.083u$	$-2.7 \pm 1.2^\circ\text{C}$
Smith	F/S $0.14/u/(q_s - q_a) + 1.1$	$-4.7 \pm 1.2^\circ\text{C}$
Smith	G/H 1.6	$-5.3 \pm 1.7^\circ\text{C}$
L/P $\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{11.4} \times 0.327, \\ \text{for } u < 10\text{m/s} \\ \sqrt{4.9 + 0.65u} \times 0.327, \\ \text{for } u \geq 10\text{m/s} \end{array} \right.$	L/P	$-3.9 \pm 1.4^\circ\text{C}$
G/H 1.2	L/P	$-3.6 \pm 1.3^\circ\text{C}$
F/S 0.97	L/P	$-4.6 \pm 1.6^\circ\text{C}$



⊠ 14: A comparison of air temperatures obtained from satellite data with *in situ* measurements at the JMA buoys. The period is from July 1987 to June 1991.



☒ 15: Same as Figure 14, except the *in situ* measurements are at the TOGA-TAO buoy.

表 5: The impact of the typical errors of the satellite measurements. Each error for SST, wind speed, and water vapor pressure is the r.m.s. of the difference between the satellite observation and the *in situ* value at the JMA buoy stations. The impacts on the air temperature and the sensible heat flux are defined as the r.m.s. of the differences between with and without the typical errors.

	SST	wind speed	vapor pressure
known error	1.5°C	1.7m/s	3.2hPa
r.m.s. of impact (air temperature)	0.6°C	0.2°C	4.8°C
r.m.s. of impact (sensible heat flux)	17.9W/m <sup>2</sup>	10.3W/m <sup>2</sup>	51.1W/m <sup>2</sup>

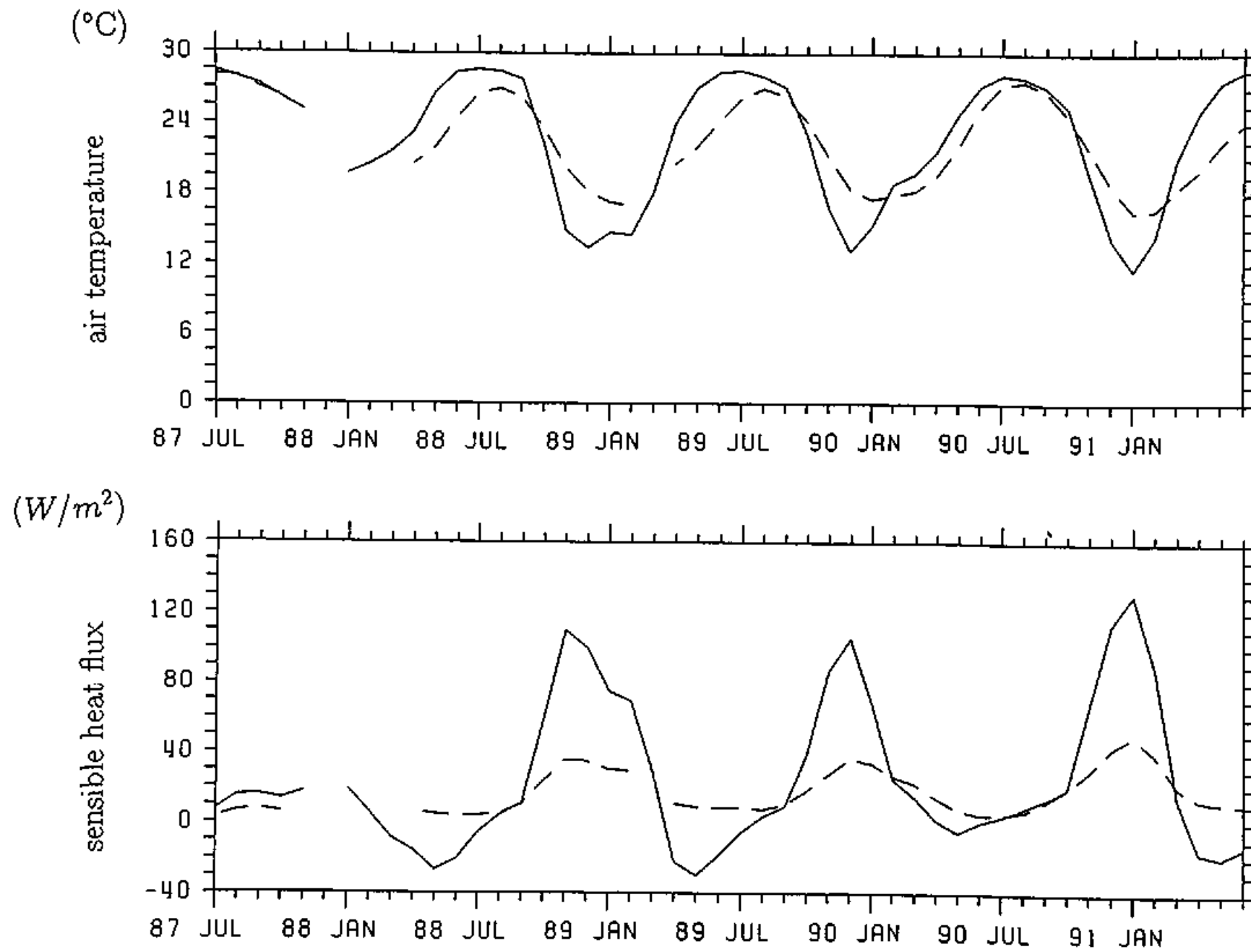
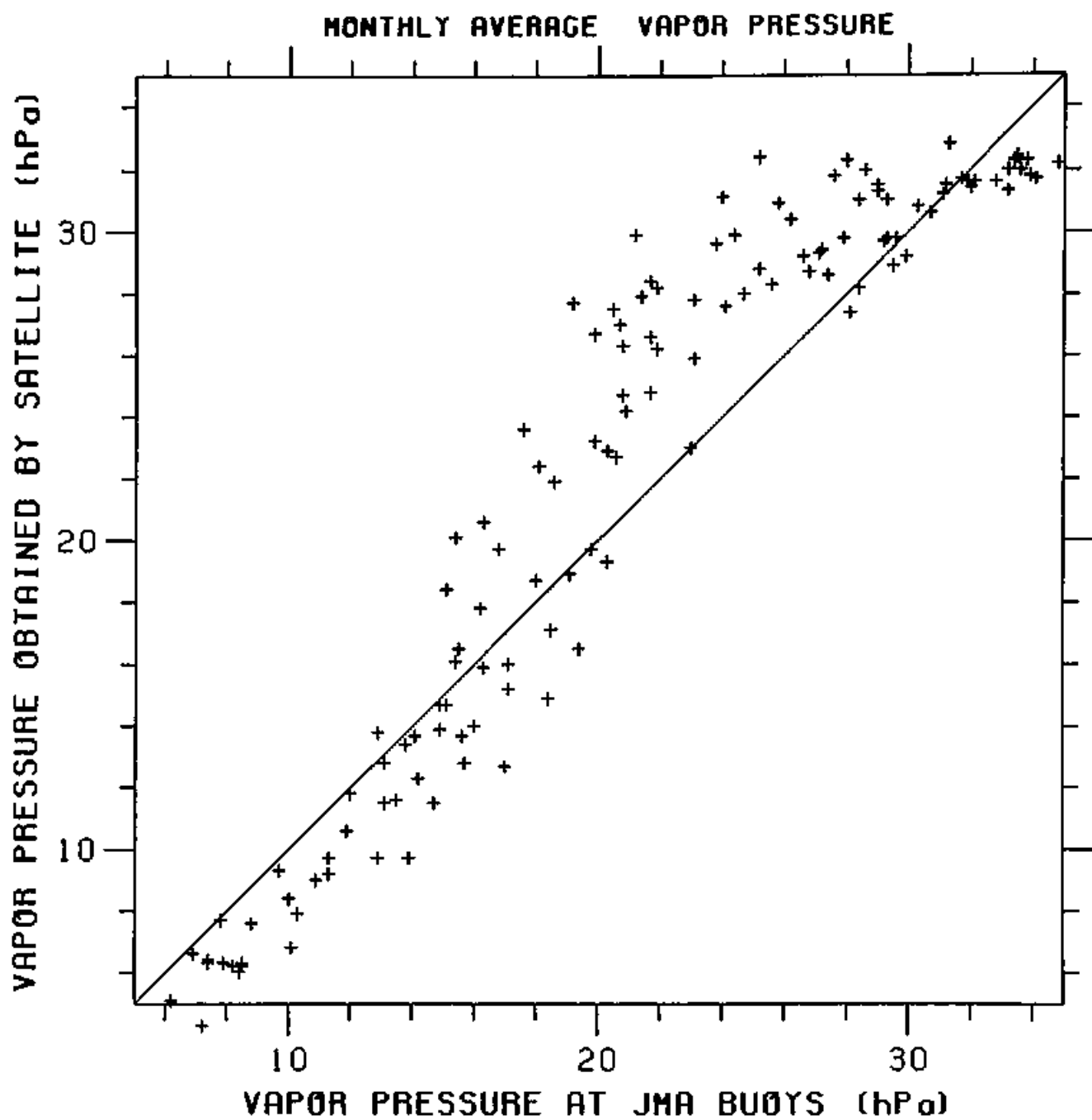


Fig. 16: Time changes in the monthly mean values for (a) air temperature and (b) sensible heat flux, at the 21004 (29°00'N, 135°00'E) buoy. The solid line shows the satellite estimations. The broken line the *in situ* observations.



⊠ 17: Comparison of the vapor pressure obtained from satellite estimations using Liu's(1986) statistical relationship and *in situ* measurements at the JMA buoys.

### INTERANNUAL VARIATION OF AIR TEMPERATURE

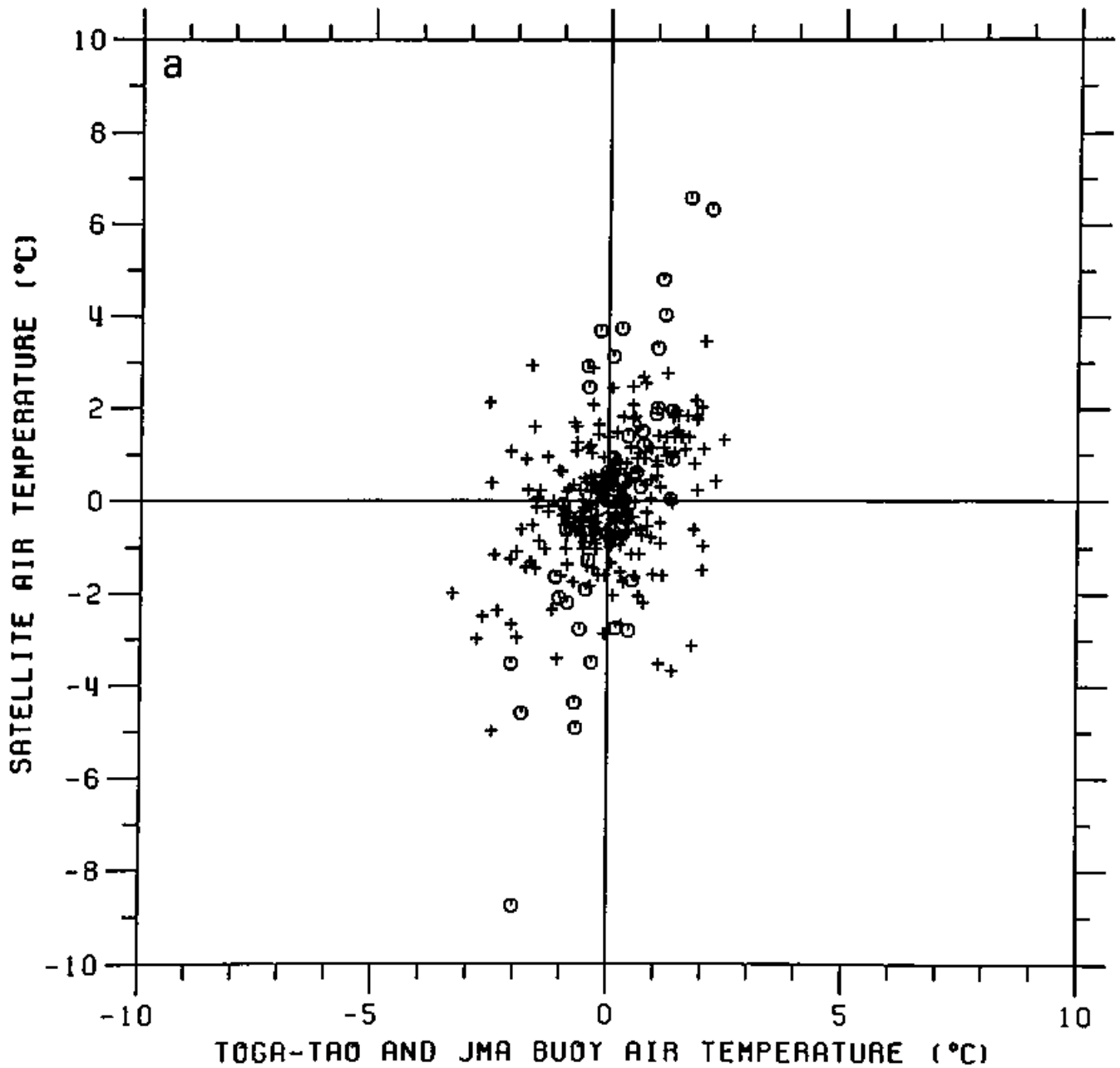
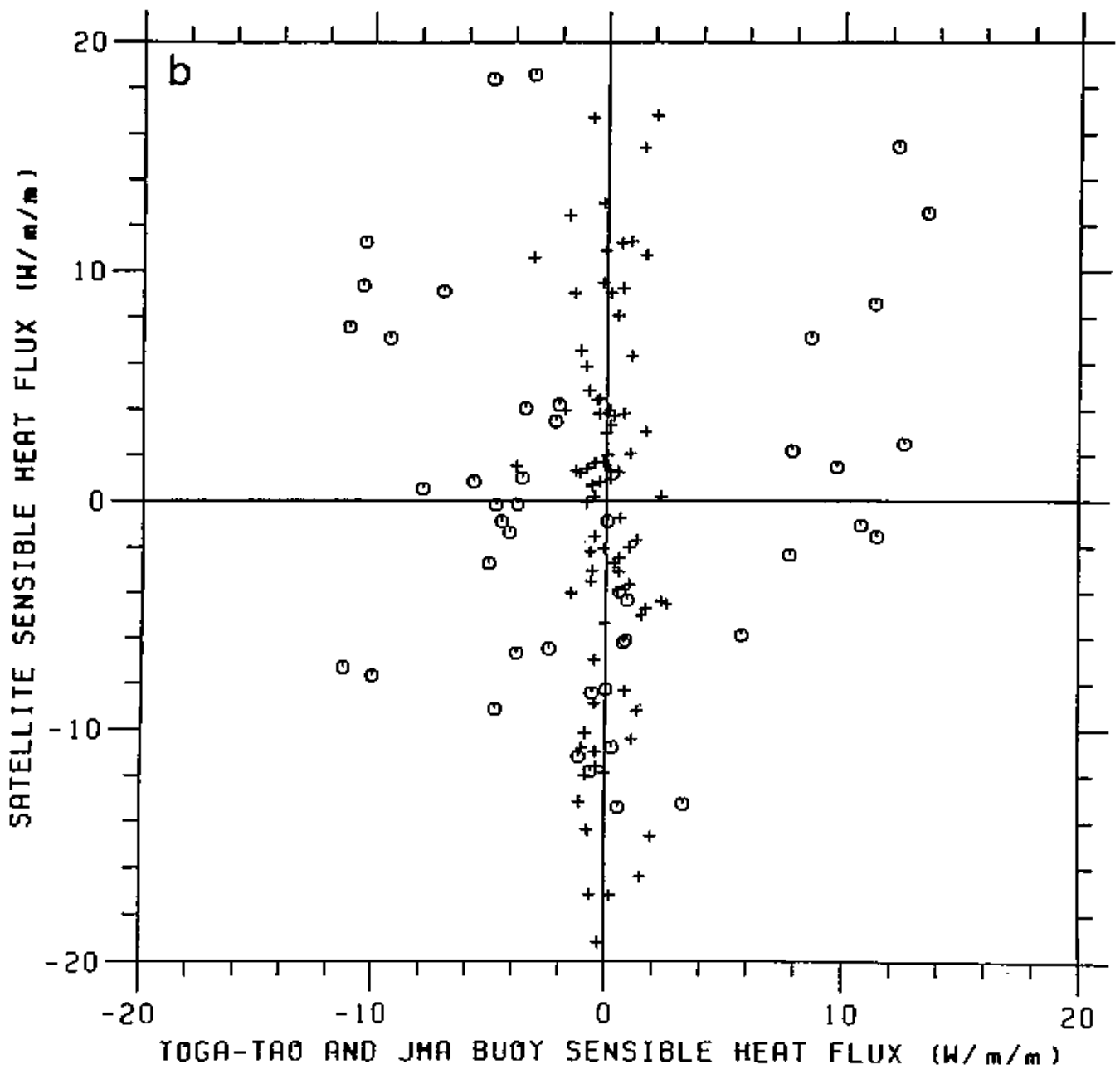


Fig 18: Comparison between the interannual variations of the estimation by using satellite data and the *in situ* observation in (a) air temperature and (b) sensible heat flux.

INTERANNUAL VARIATION OF SENSIBLE HEAT FLUX





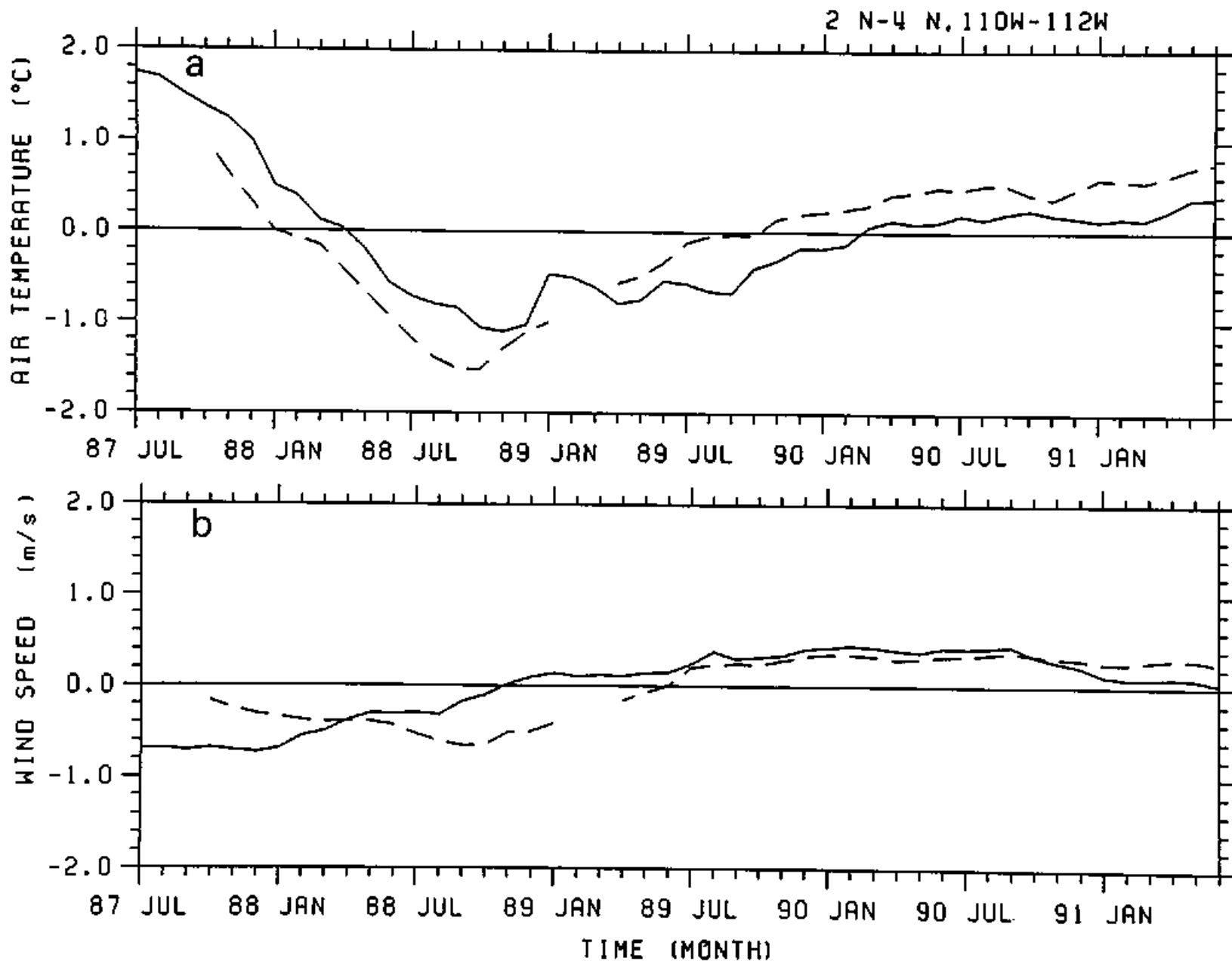
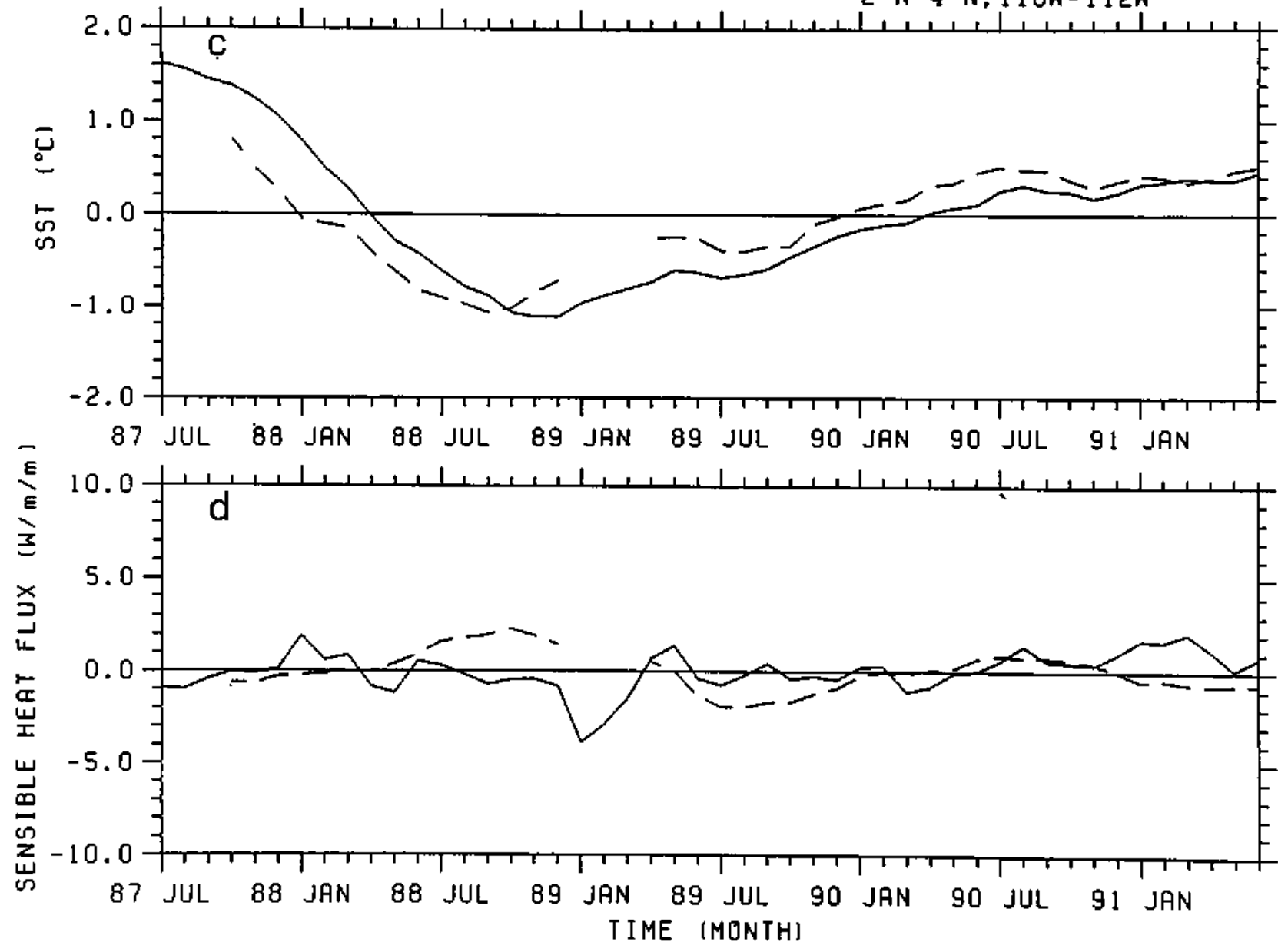


Fig 19: Time variation in the interannual anomaly at  $110^{\circ}W, 2^{\circ}N$  in (a) air temperature, (b) wind speed (c) SST and (d) sensible heat flux. The solid line indicates the satellite estimation. The broken line indicates the *in situ* observation. Twelfth months of the running mean are averaged.

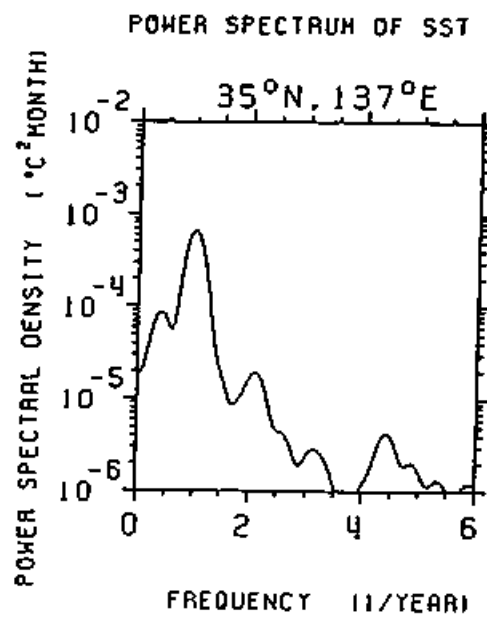
2 N-4 N, 110W-112W



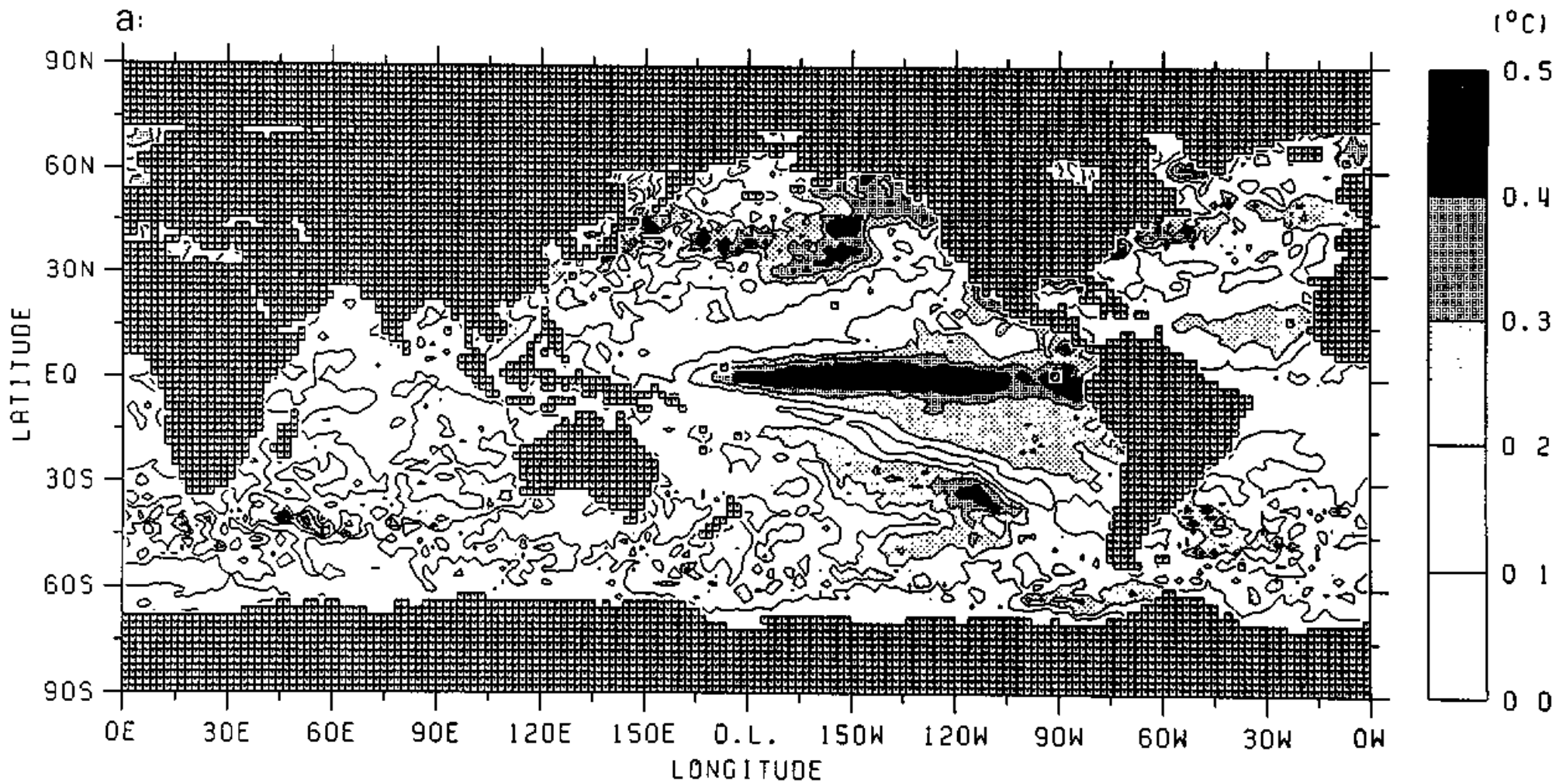
19 (continued)

表 6: Comparisons of *in situ* observations and the estimations obtained by our method.

	buoy based comparisons	satellite based comparisons	errors in interannual variability
$T_a$	$0.0 \pm 1.2^\circ\text{C}$	$-0.3 \pm 3.1^\circ\text{C}$	$0.0 \pm 1.5^\circ\text{C}$ ( $0.0 \pm 0.6^\circ\text{C}$ ) (high-cut filtered)
Sensible heat flux	$0.1 \pm 8.7\text{W}/\text{m}^2$	$10.0 \pm 37.6\text{W}/\text{m}^2$	$0.3 \pm 19.0\text{W}/\text{m}^2$ ( $0.0 \pm 5.4\text{W}/\text{m}^2$ ) (high-cut filtered)

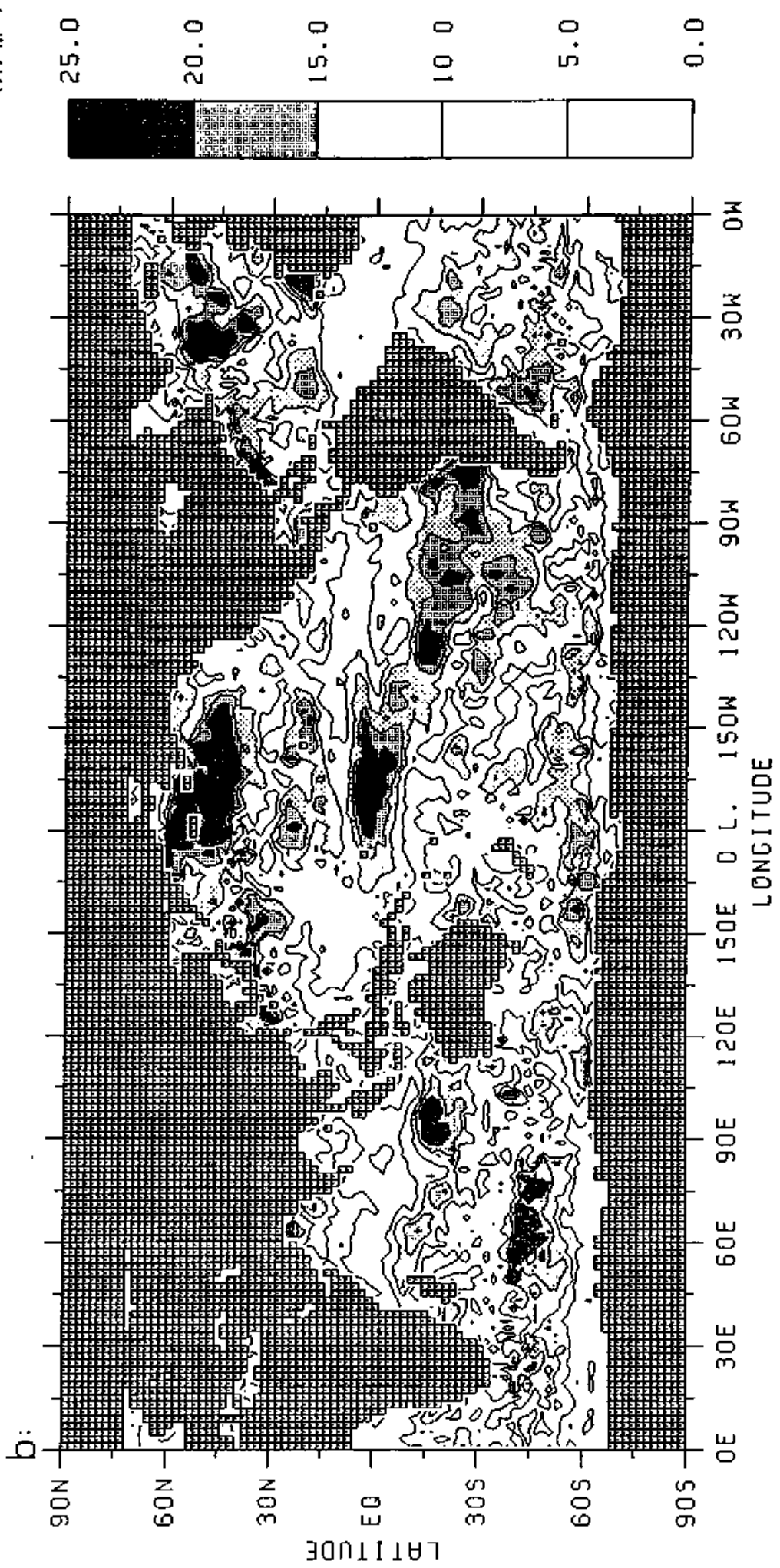


☒ 20: Power spectrum density of SST at 35°N, 137°E, obtained by FFT using 256 points data with initial 48 points observed values.

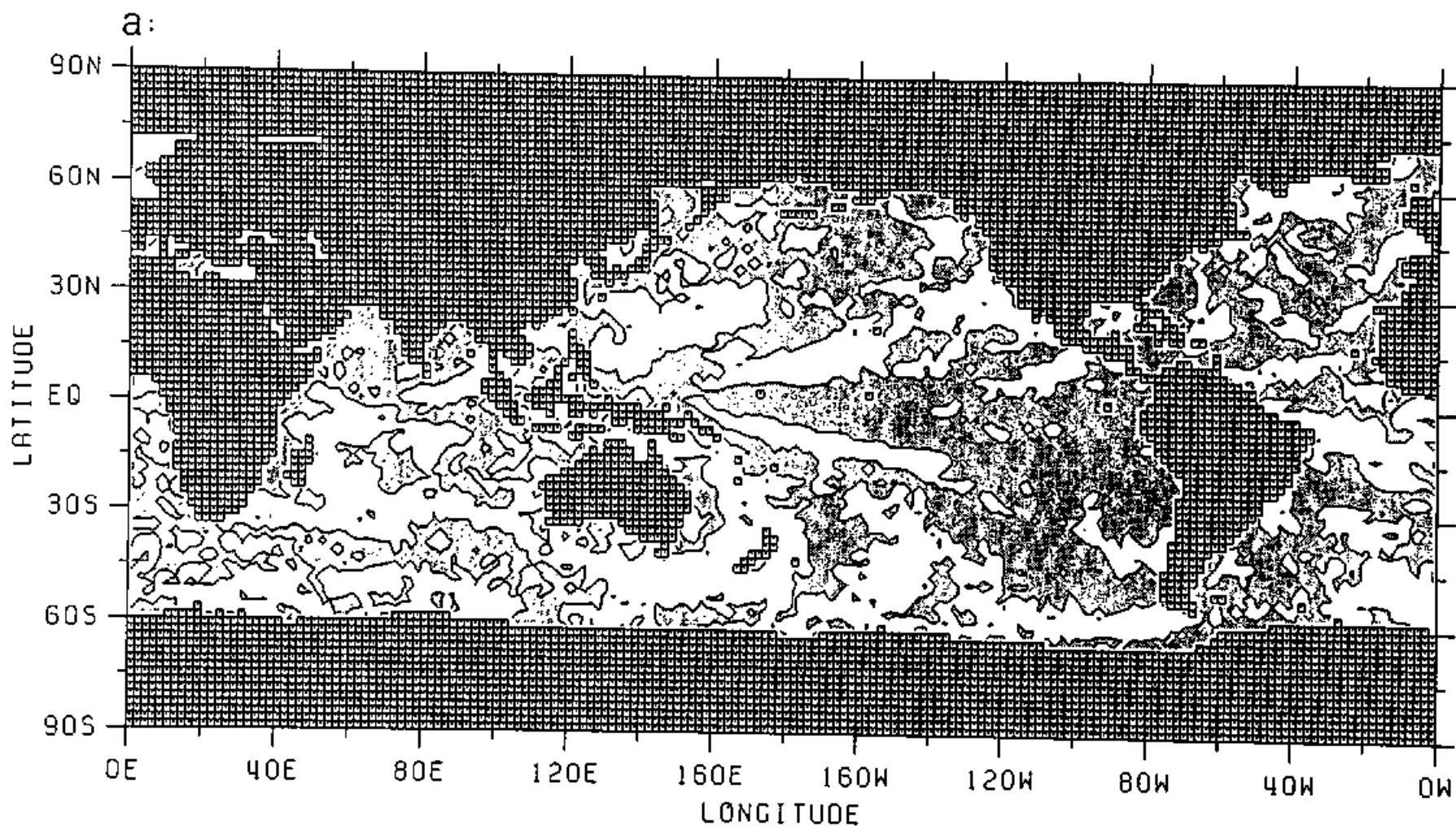


⊠ 21: A distribution of standard deviation of the band-pass filtered interannual time series of (a) SST and (b) air-sea heat flux.

(W/m<sup>2</sup>)

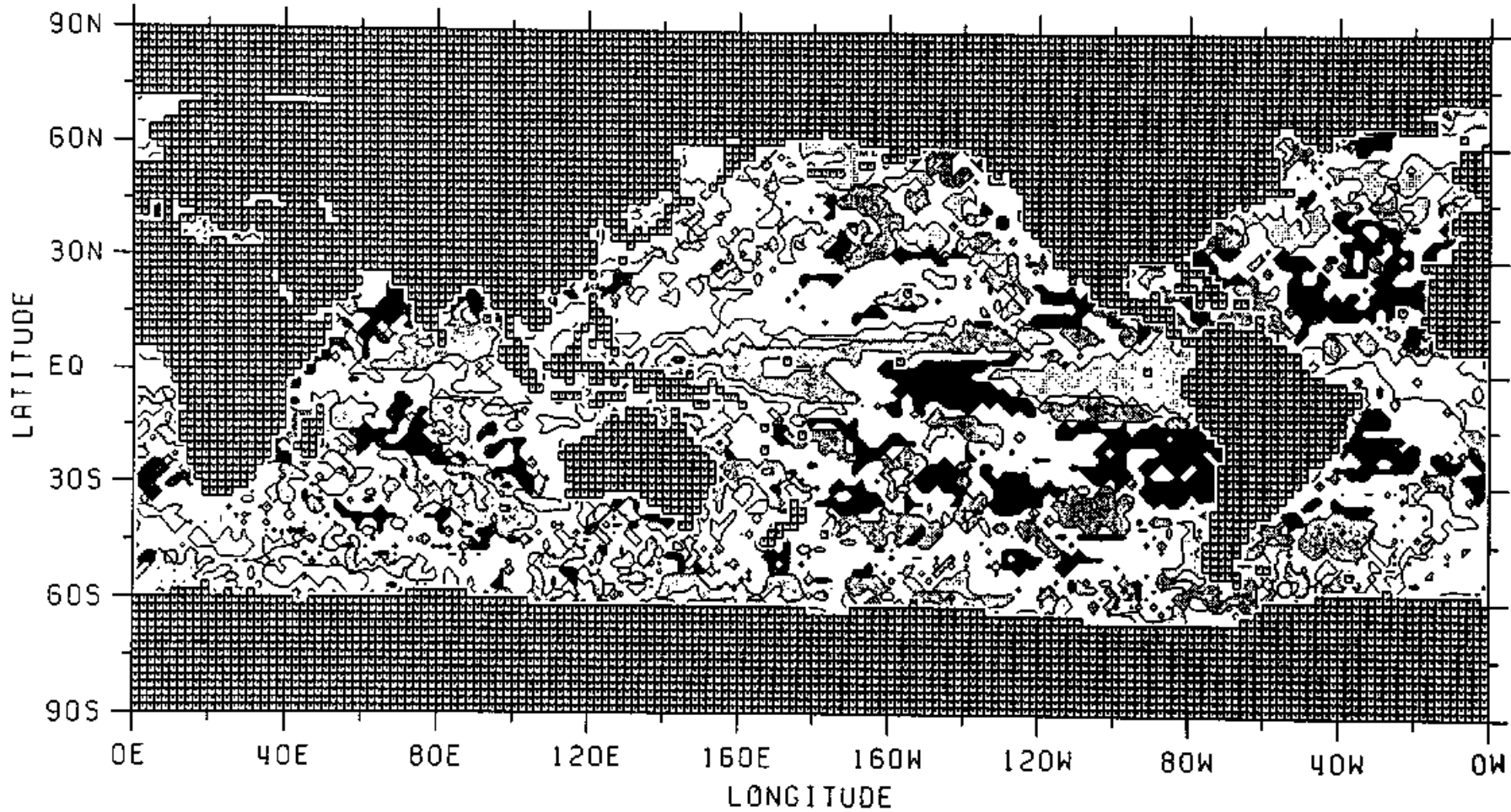


21 (continued)



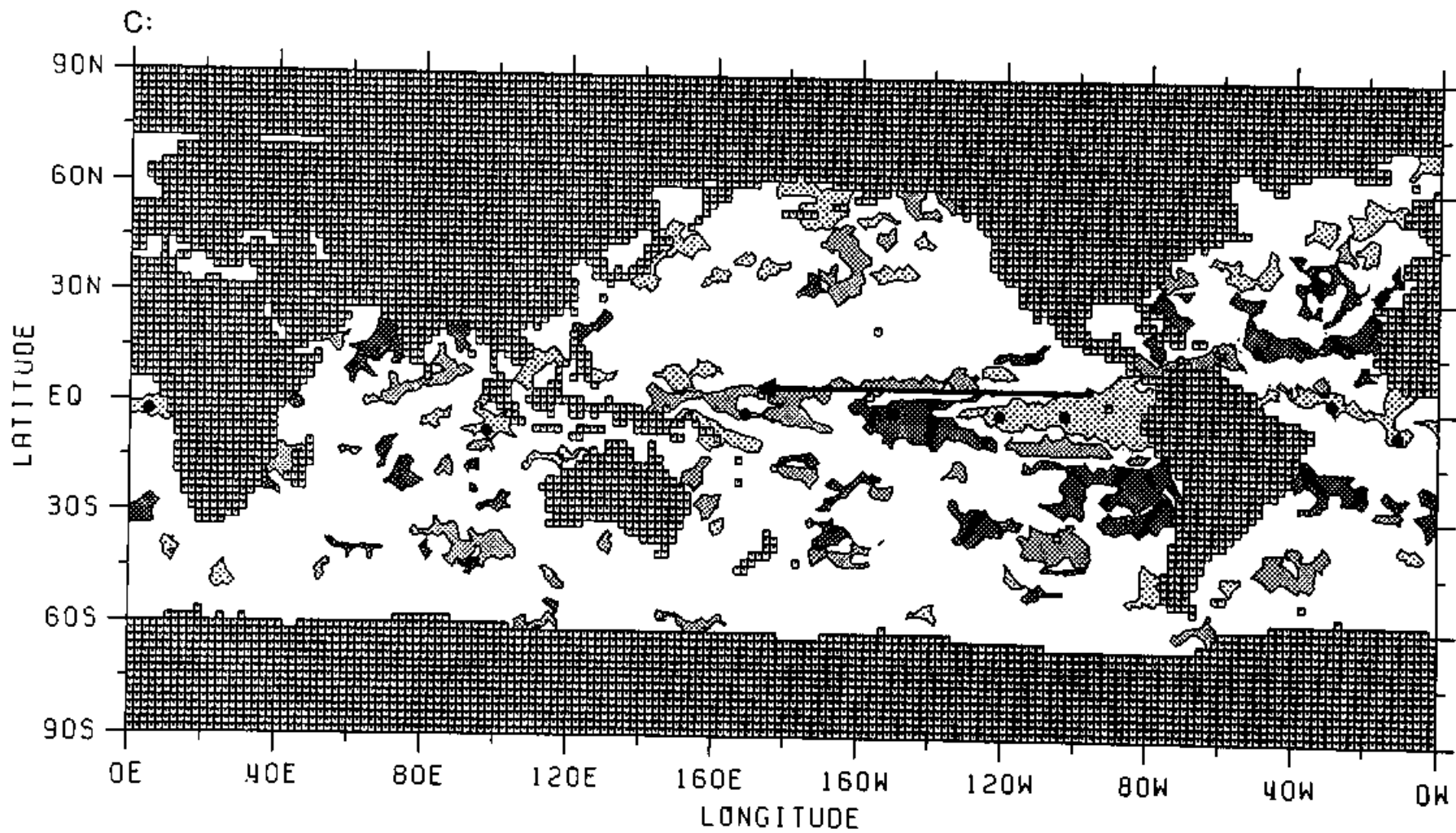
⊠ 22: The global distribution of (a) the maximum cross correlation coefficient and (b) the phase relationship of the filtered interannual variations between the SST and air-sea heat flux. (a): The shaded areas indicate the value larger than 0.95. (b): The light shade indicates that phase lag is  $0 \pm \pi/6$ , the medium shade  $\pi/2 \pm \pi/6$ , and the dark shade  $\pi \pm \pi/6$ . (c): The schematic distribution of the three types of the significant phase relationship inferred from (a) and (b).

b:

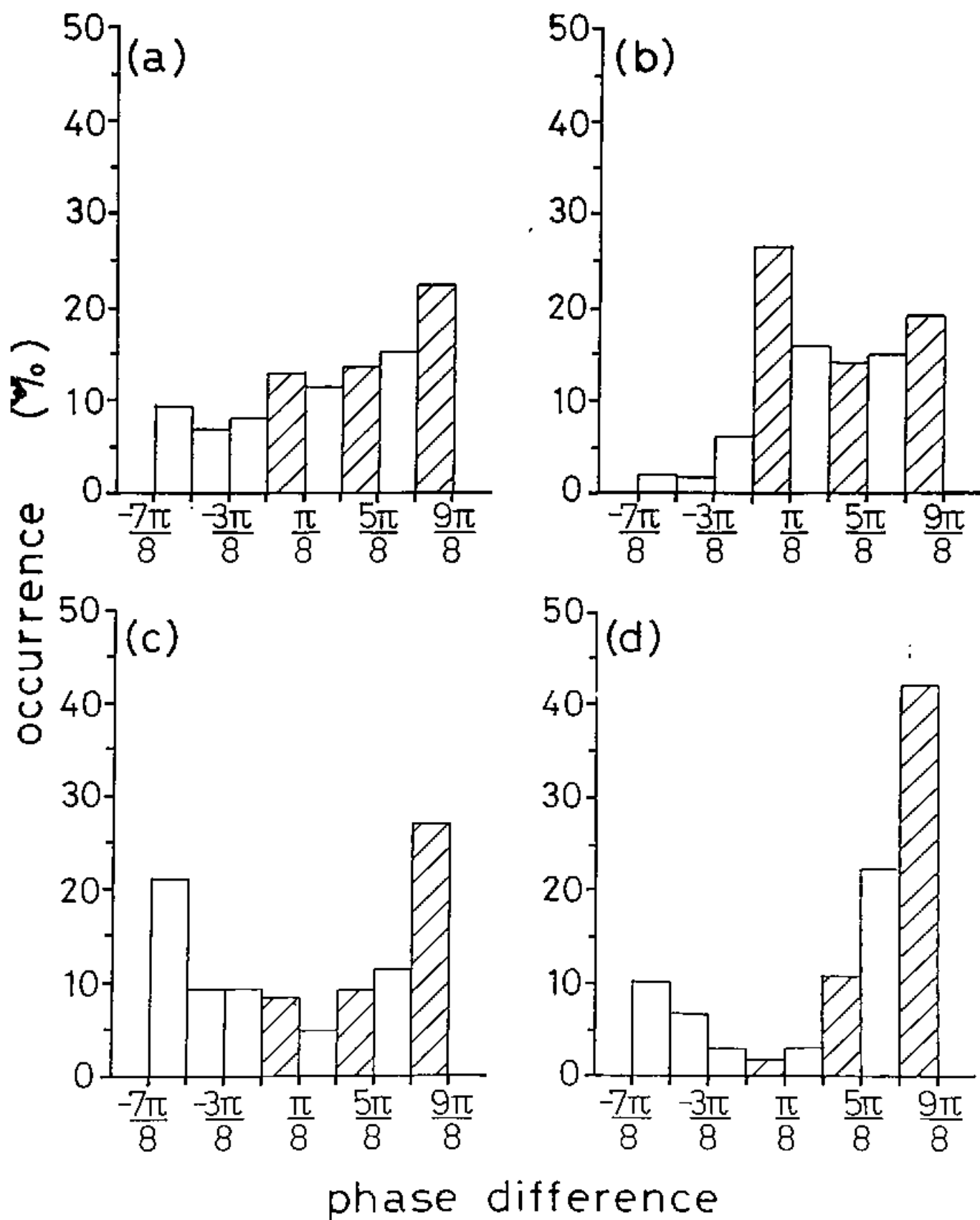


☒ 22 (continued)





☒ 22 (continued)



23: The normalized occurrence of the phase difference between the interannual variations of SST and air-sea heat flux in the region of correlation coefficient over 0.95 in (a) the global ocean, (b) the equatorial region between  $10^{\circ}S$  and  $10^{\circ}N$ , (c) the northern hemisphere between  $20^{\circ}N$  and  $38^{\circ}N$ , and (d) the southern hemisphere between  $14^{\circ}S$  and  $34^{\circ}S$ . The occurrence of three types of the phase difference 0,  $\pi/2$ , and  $\pi$  are shown by the slant line boxes.

a: The interannual variations at  $35^{\circ}\text{S}, 93^{\circ}\text{E}$

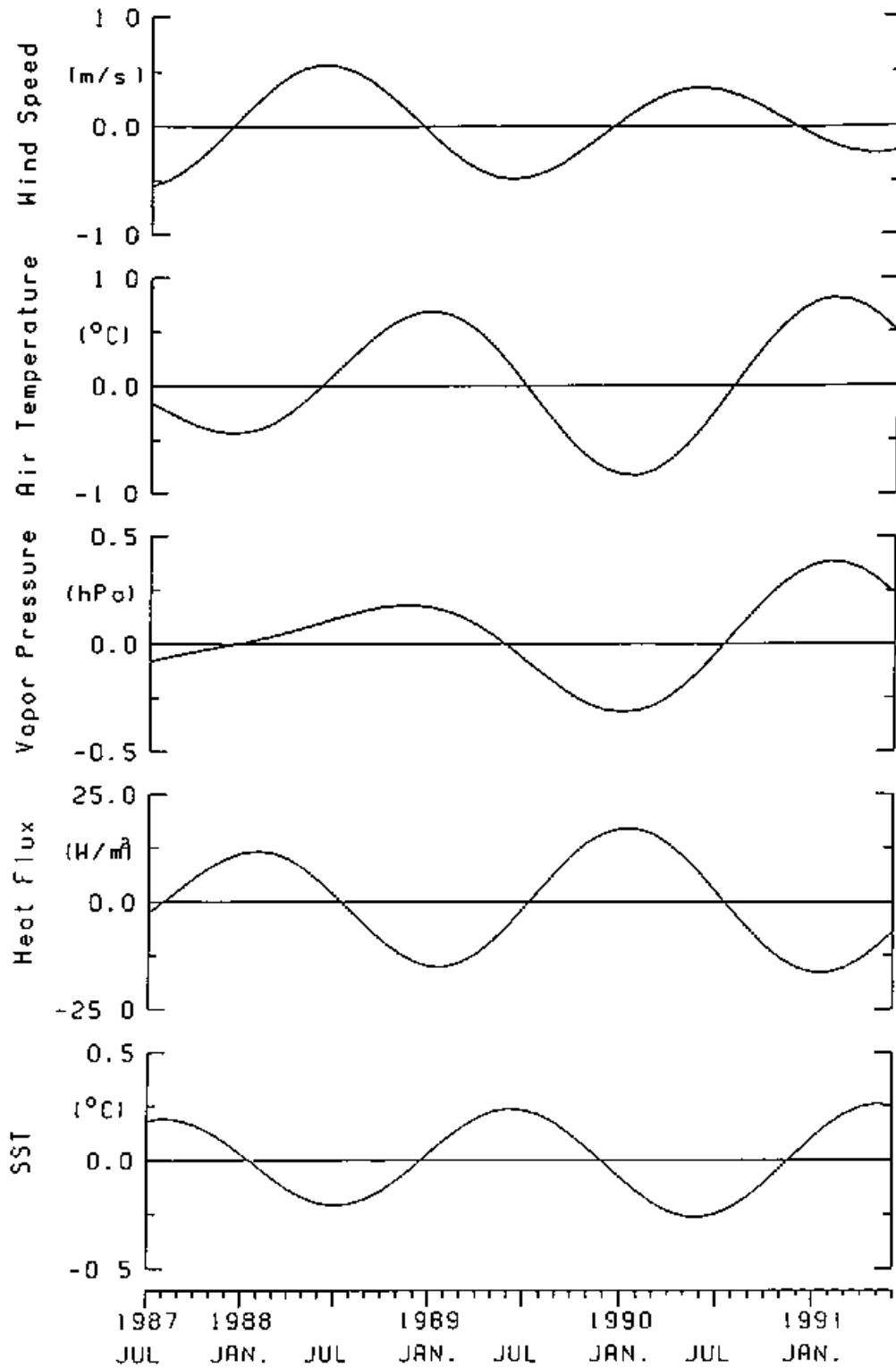
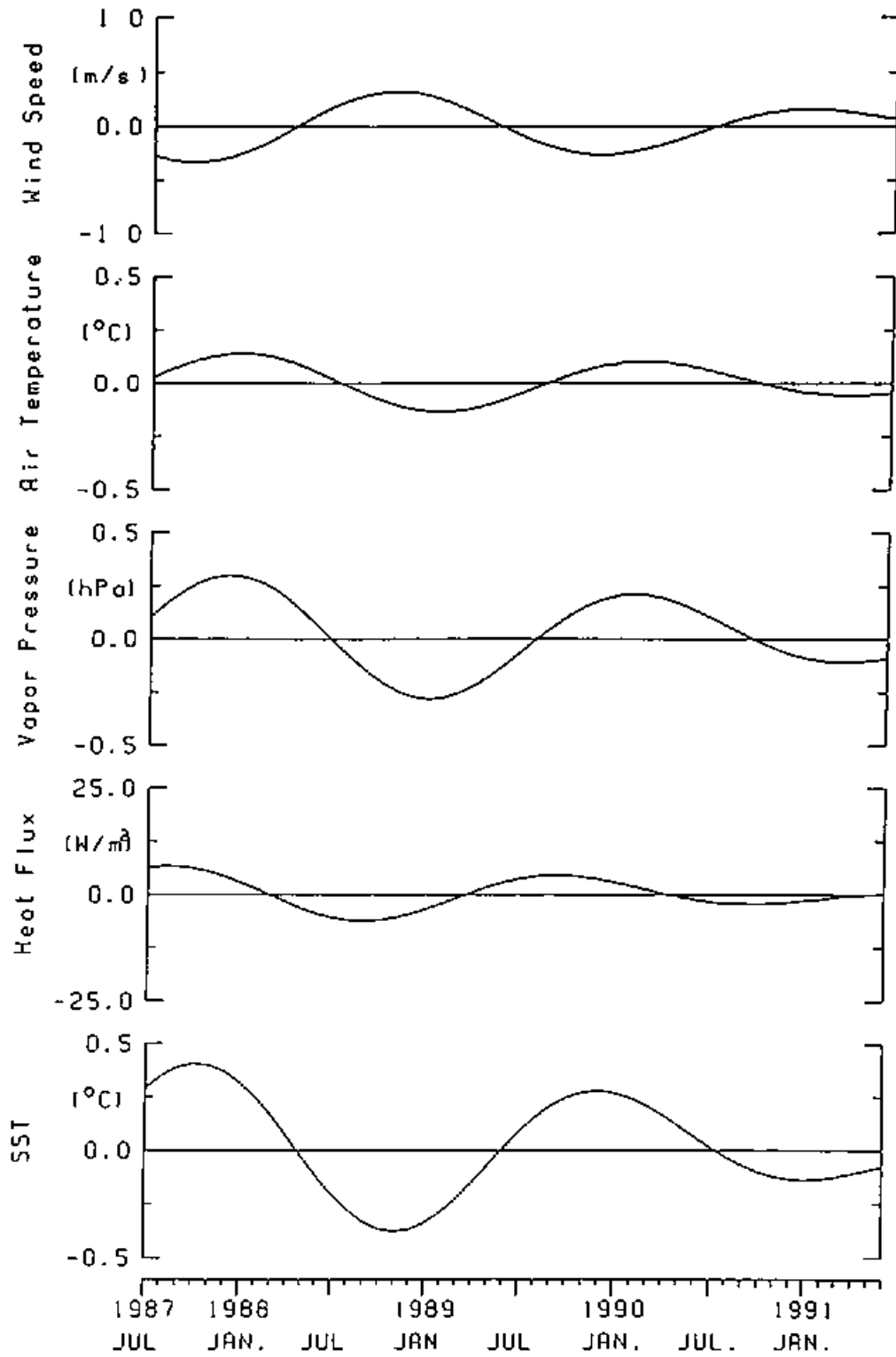


Fig. 24: The band-pass filtered interannual variation of wind speed, air temperature, water vapor pressure, air-sea heat flux, and SST at (a)  $35^{\circ}\text{S}, 93^{\circ}\text{E}$ , (b)  $7^{\circ}\text{N}, 91^{\circ}\text{W}$ , and (c)  $1^{\circ}\text{S}, 151^{\circ}\text{W}$ . The filtered interannual variation is defined as the departure from the climatologically 4 years mean of the satellite data at each month.

b: The interannual variations at 7 °N, 91 °W



☒ 24 (continued)

C: The interannual variations at  $1^{\circ}\text{S}, 151^{\circ}\text{W}$

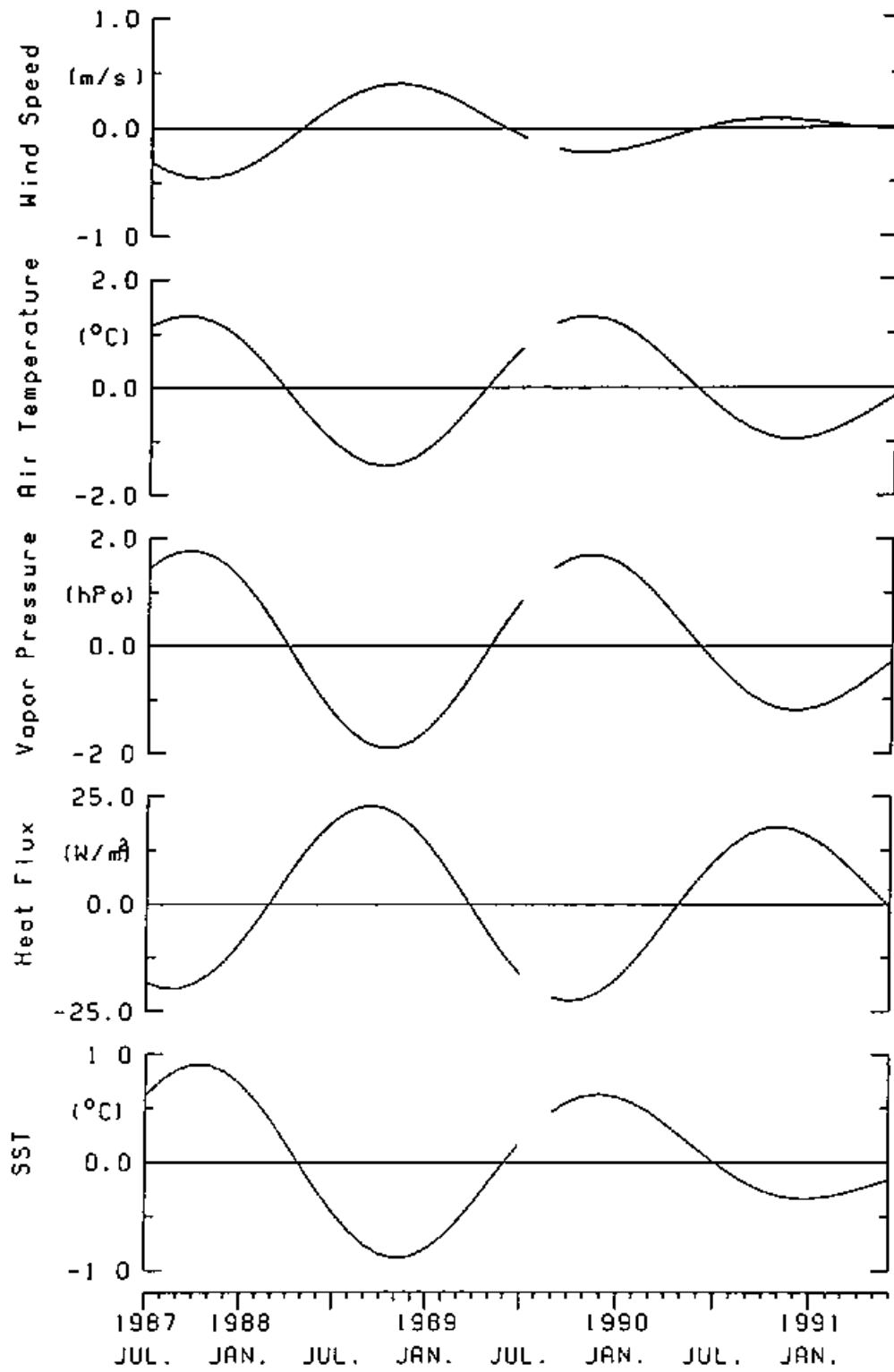
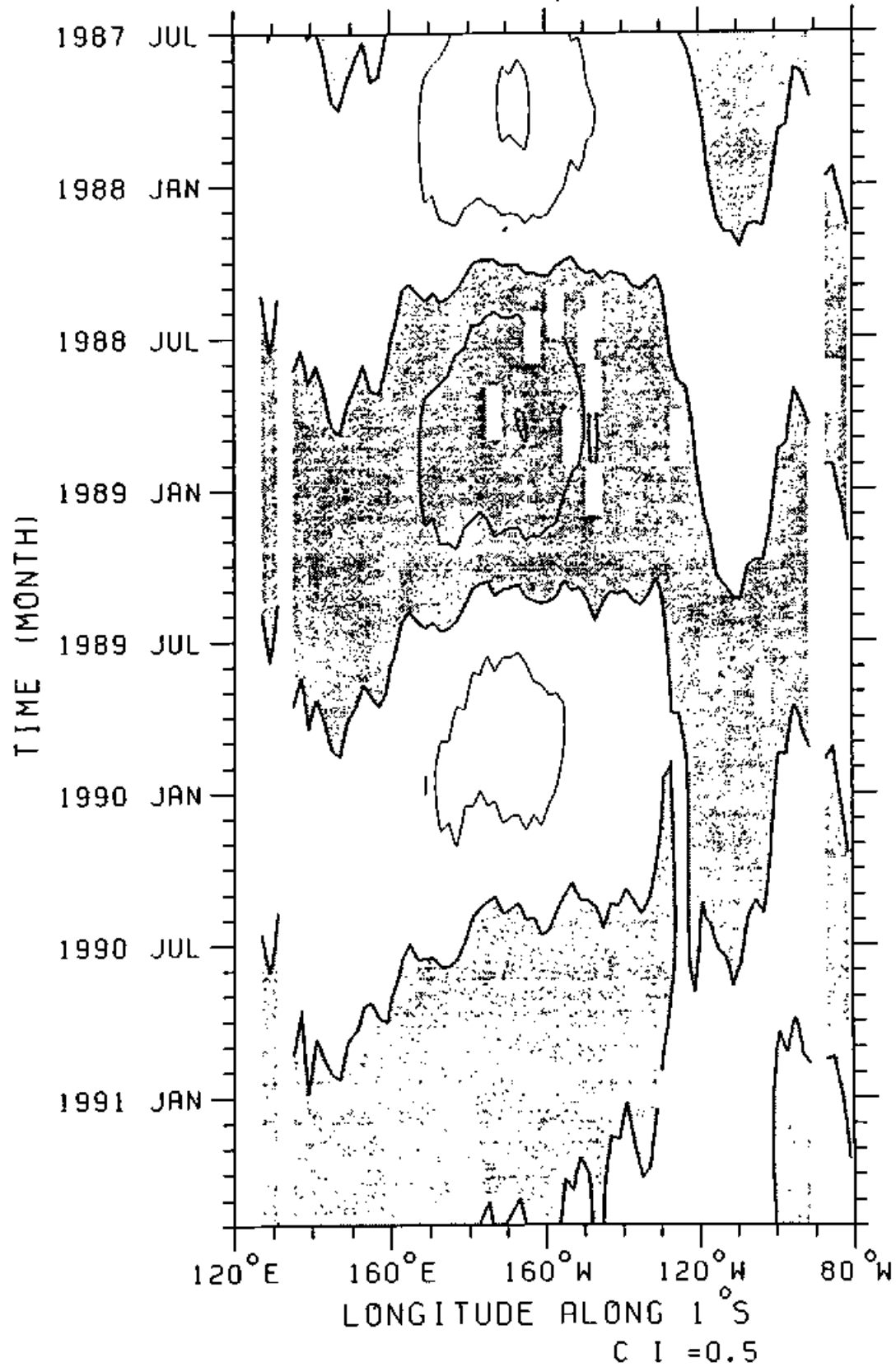


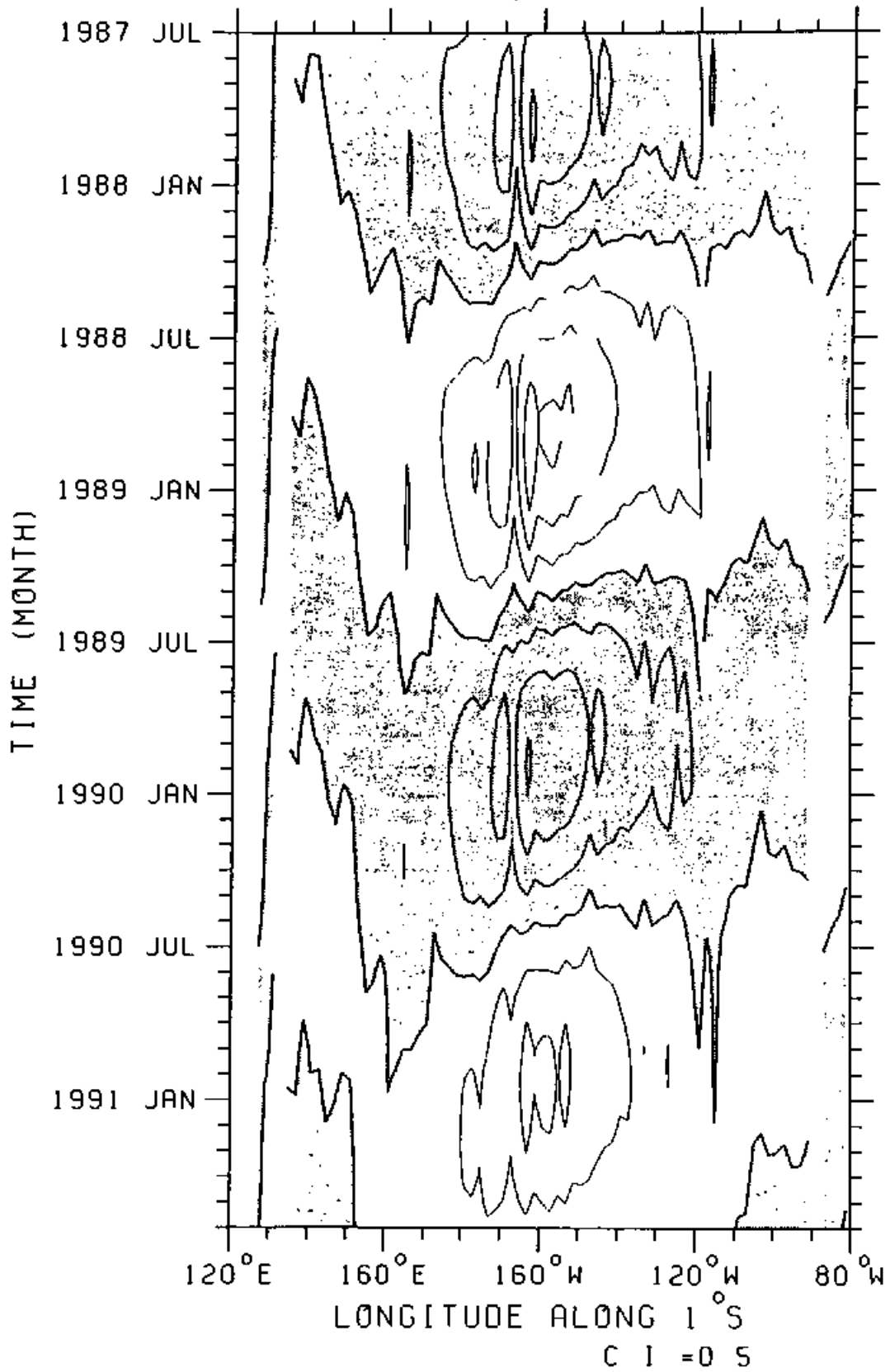
图 24 (continued)

a: Time evolution of the interannual variation of wind speed (m/s)

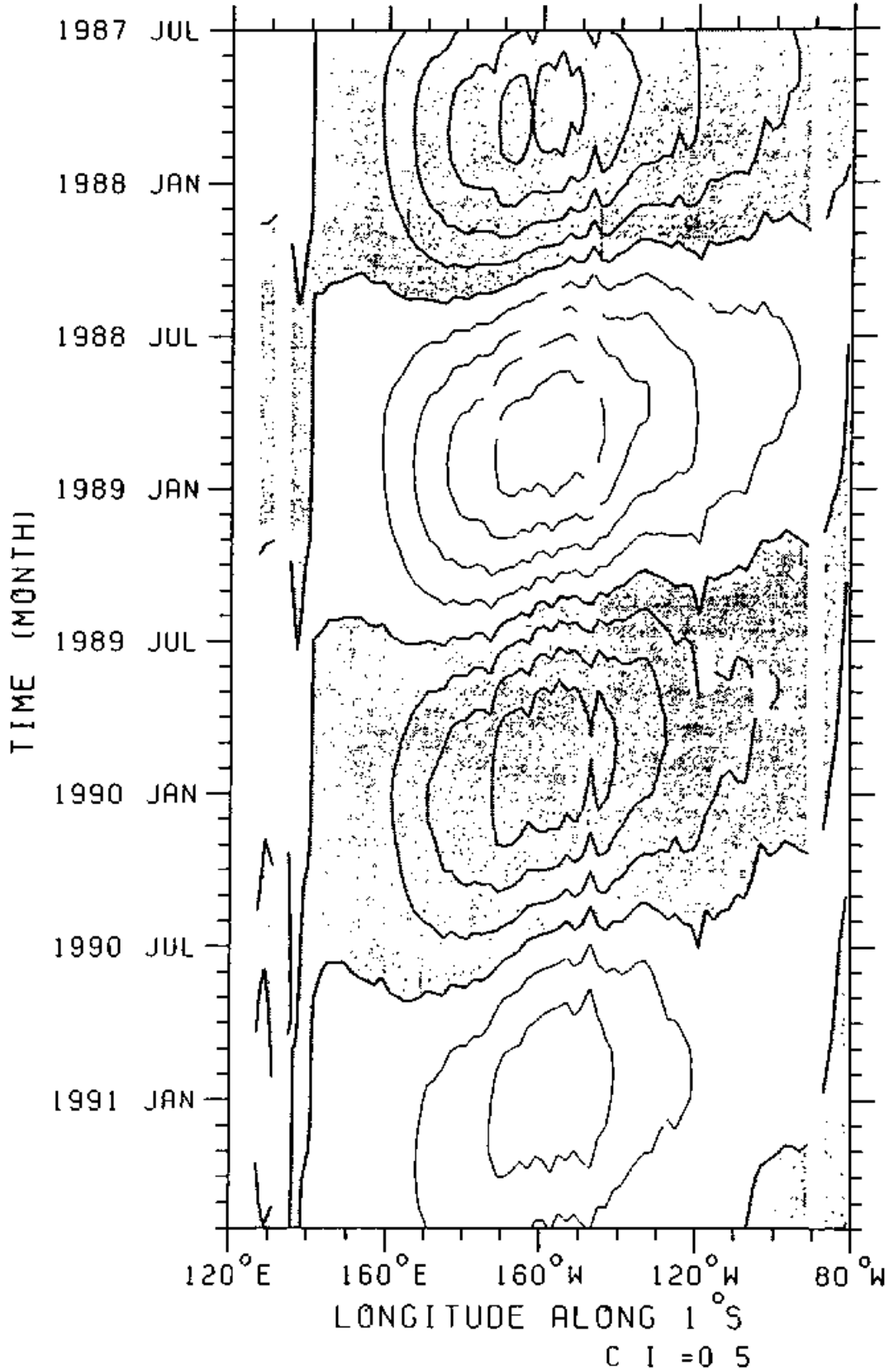


25: Time-longitude evolution of the interannual component of (a) air temperature and (b) water vapor pressure (c) wind speed, and (d) SST along the equator. The shaded area indicates the positive anomaly.

b: Time evolution of the interannual variation of air temperature ( $^{\circ}\text{C}$ )

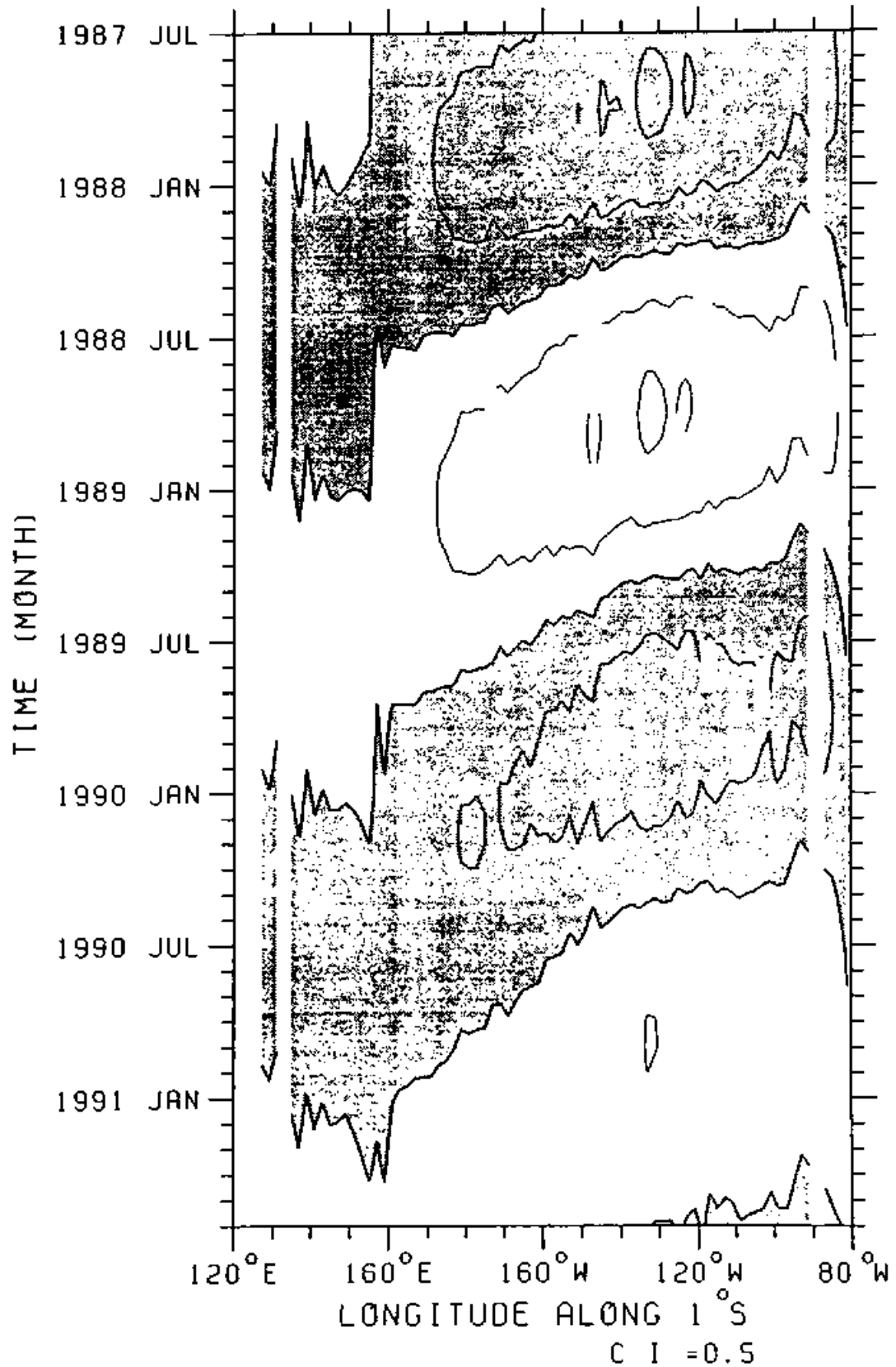


C: Time evolution of the interannual variation of vapor pressure (hPa)

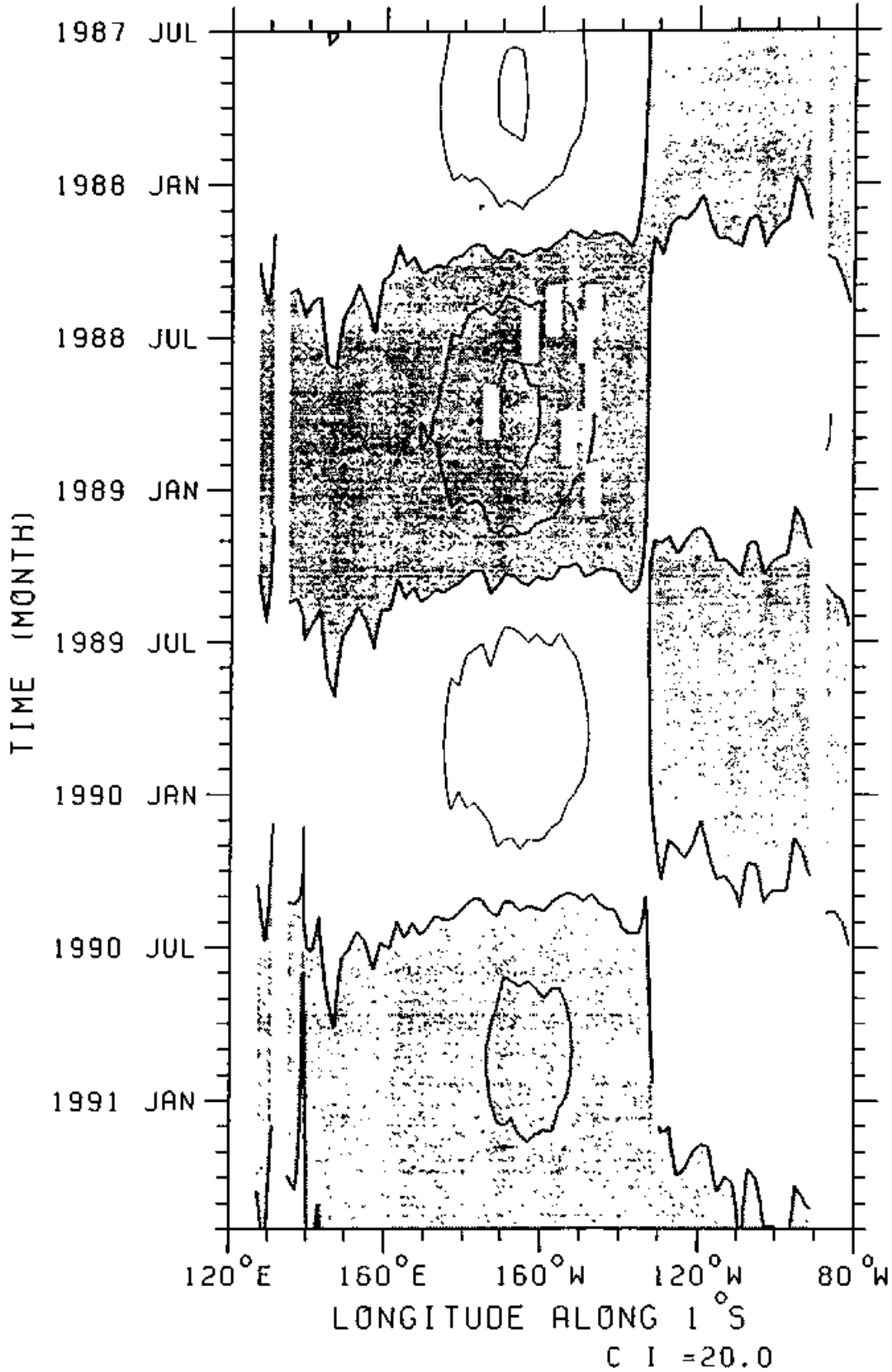




d: Time evolution of the interannual variation of sst (°C)



e: Time evolution of the interannual variation of air-sea heat flux(W/m/m)



The interannual variations at  $1^{\circ}\text{S}, 135^{\circ}\text{W}$

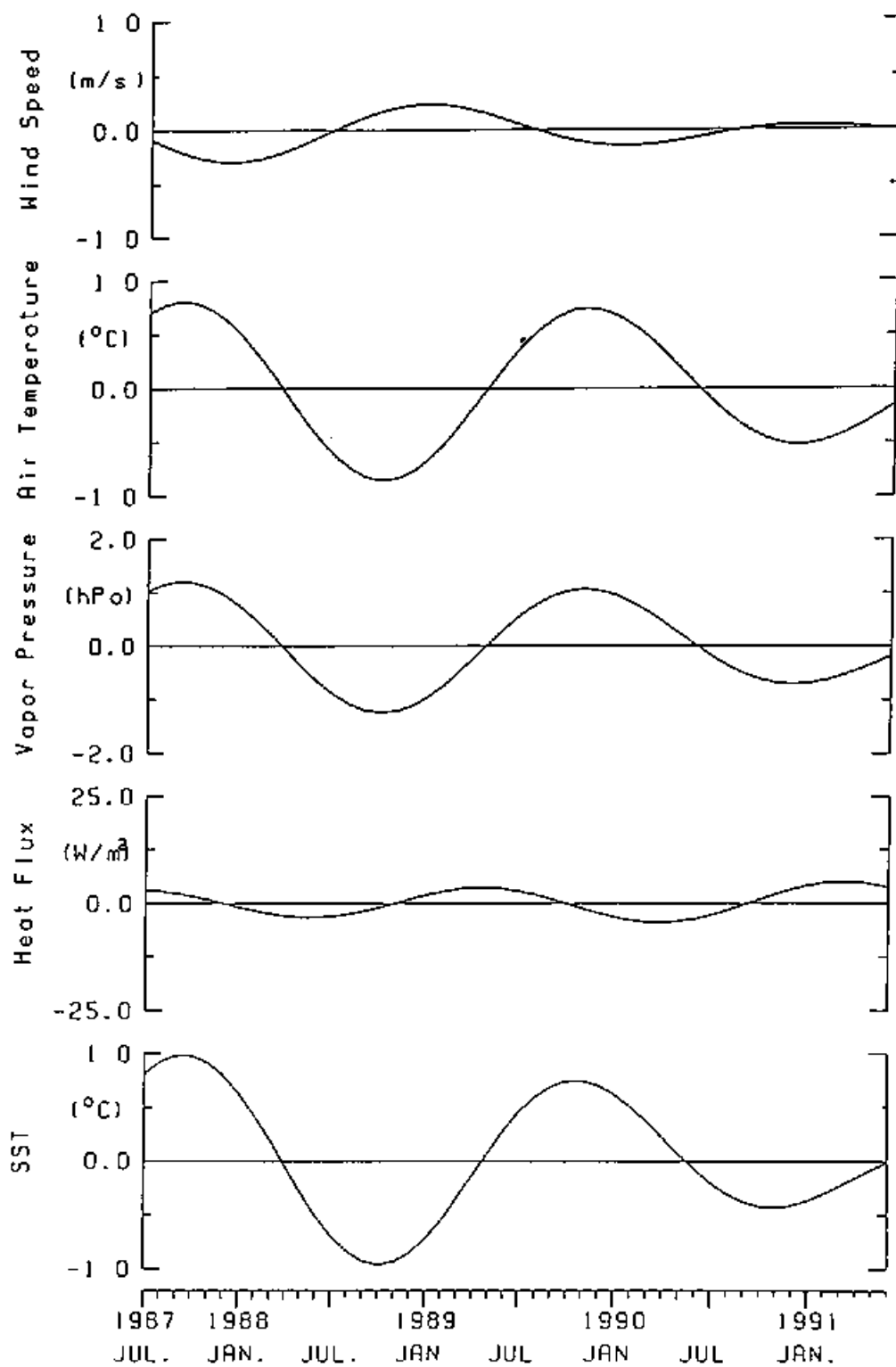


Figure 26: Same as Figure 24, except for at  $1^{\circ}\text{S}, 135^{\circ}\text{W}$

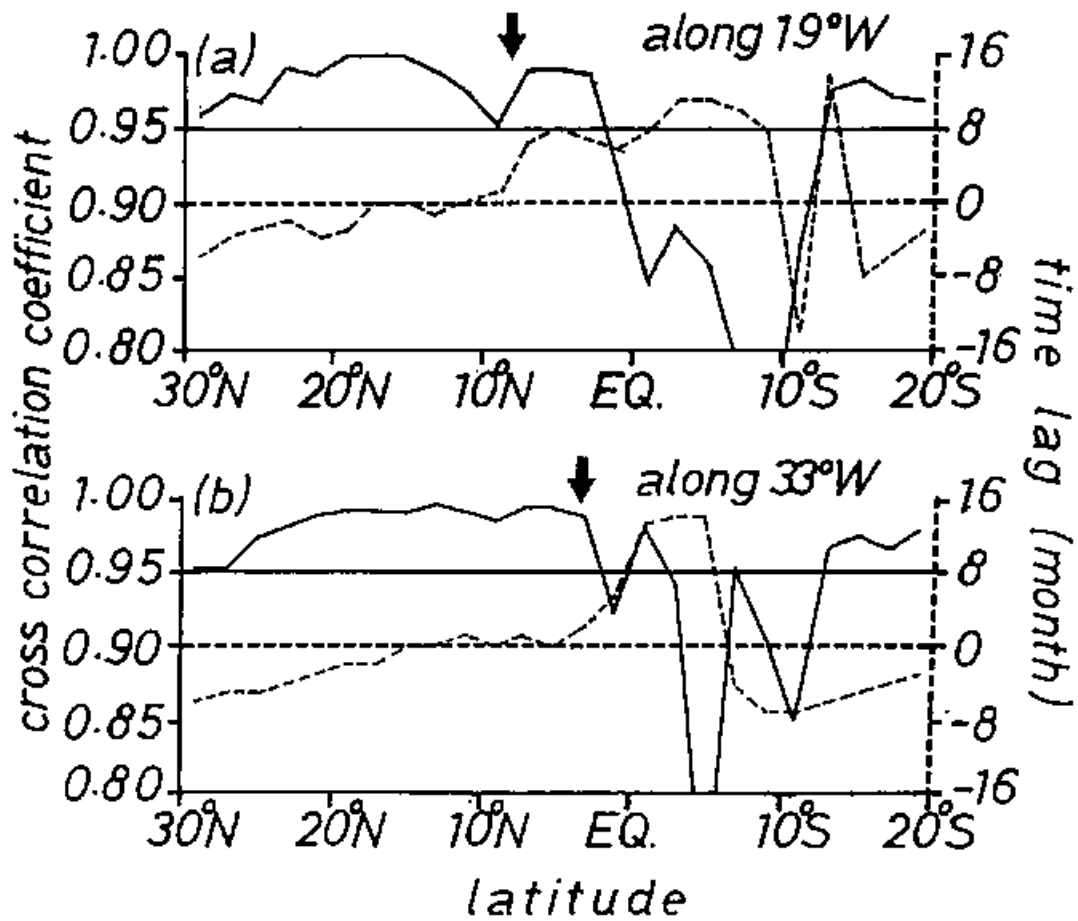
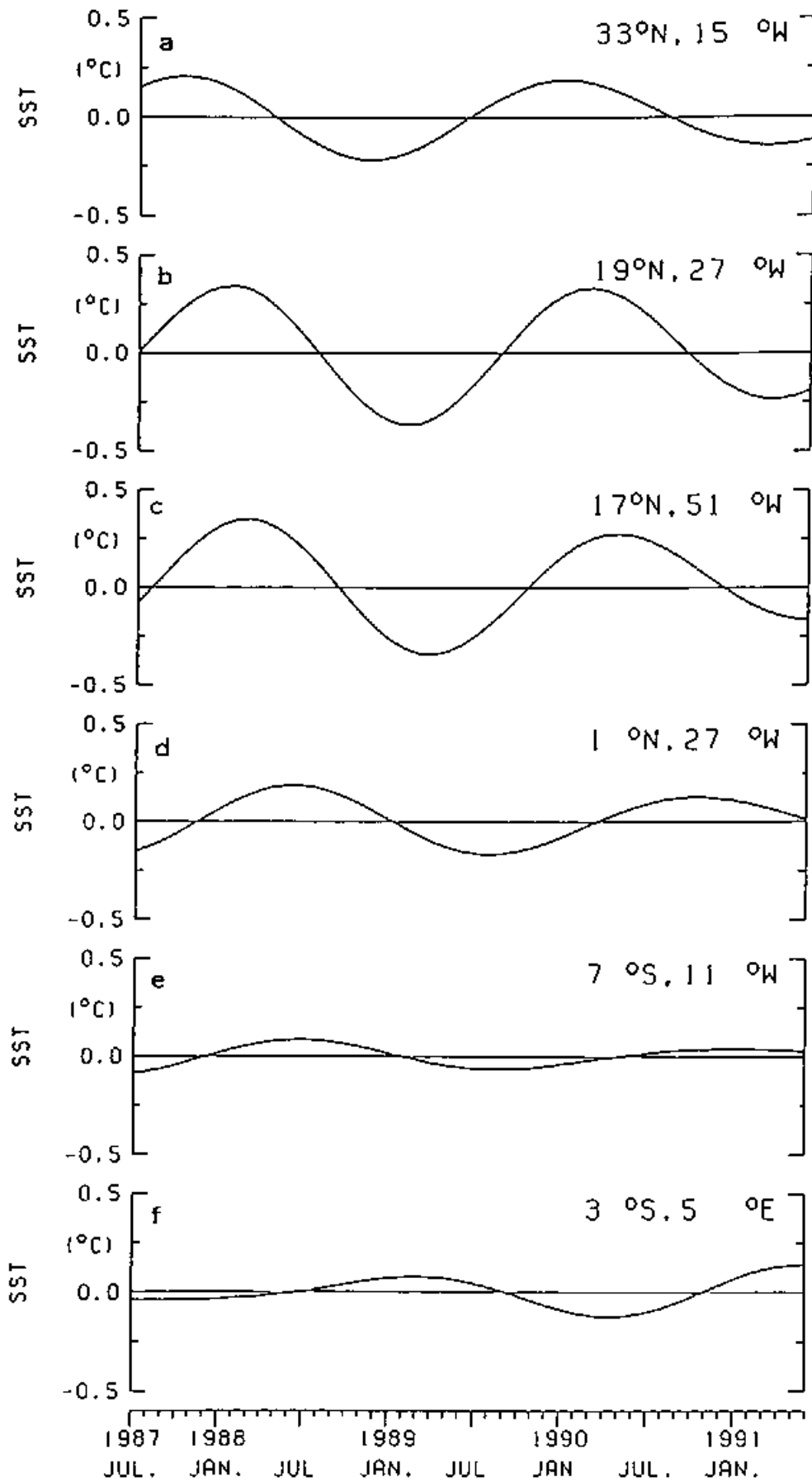


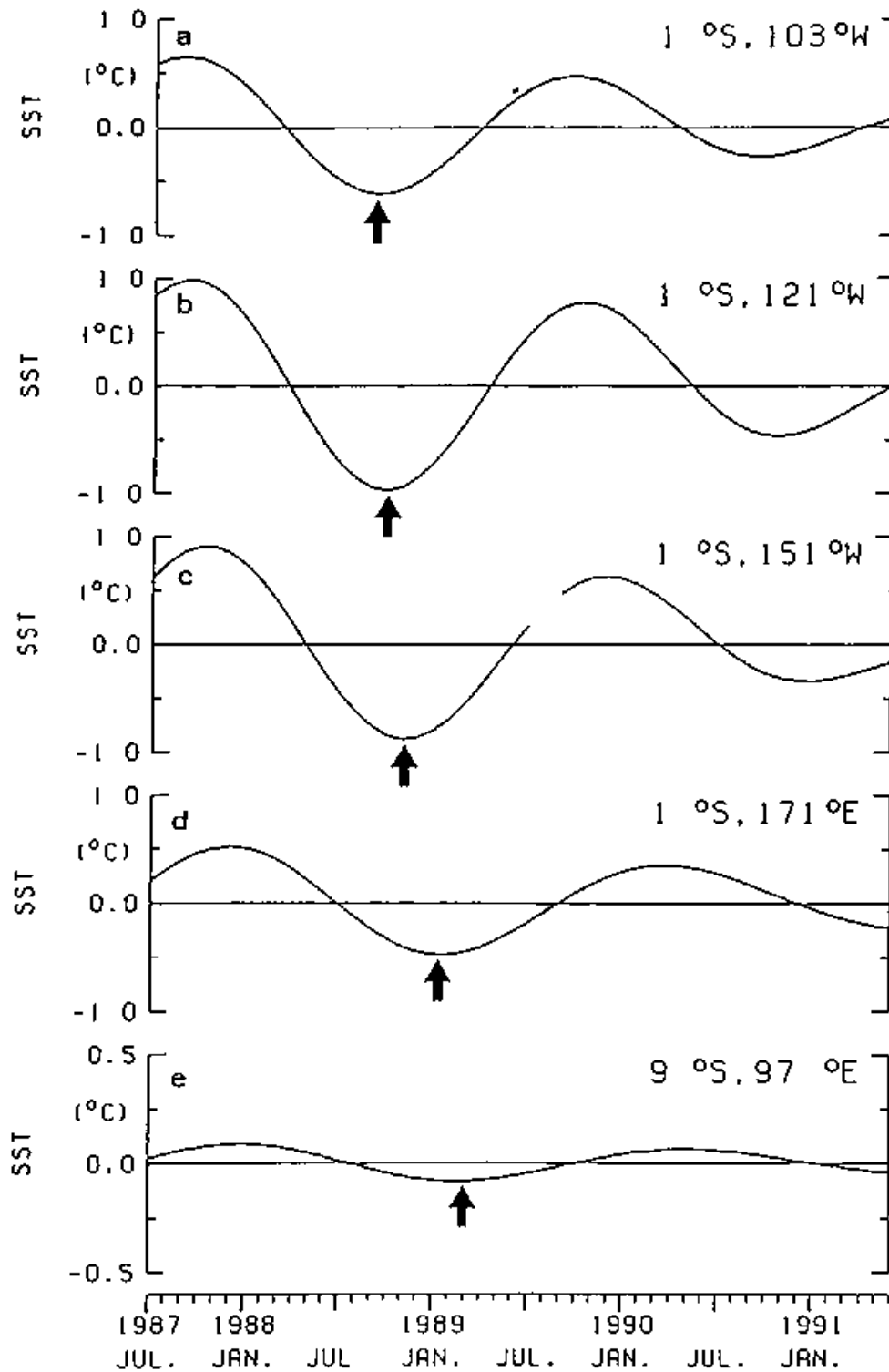
图 27: The distribution of correlation coefficient and time lag of the interannual variation of SST along the longitude line of (a)  $19^{\circ}W$  in the eastern Atlantic, and (b)  $31^{\circ}W$  in the western region. The standard is the SST at  $15^{\circ}N, 25^{\circ}W$ . The heavy line indicates the cross correlation coefficient, and the broken line the time lag from the standard SST variation. The arrows show the mean position of the confluence axis of wind [Hastenrath, 1991].

The interannual variations of SST



28: The interannual variations of SST in the tropical Atlantic. (a) 33°N, 15°W, (b) 19°N, 27°W, (c) 17°N, 51°W, (d) 1°N, 27°W, (e) 7°S, 11°W, and (f) 3°S, 5°E. Panels (a) ~ (c) are in the north Atlantic, and (d) ~ (f) are in the south Atlantic. Location of each point is pointed by • in Figure 22(c).

The interannual variations of SST



29: The interannual variations of SST at (a) 103°W, (b) 121°W, (c) 151°W, (d) 171°W, and (e) 97°E along the equator.

The interannual variations of SST

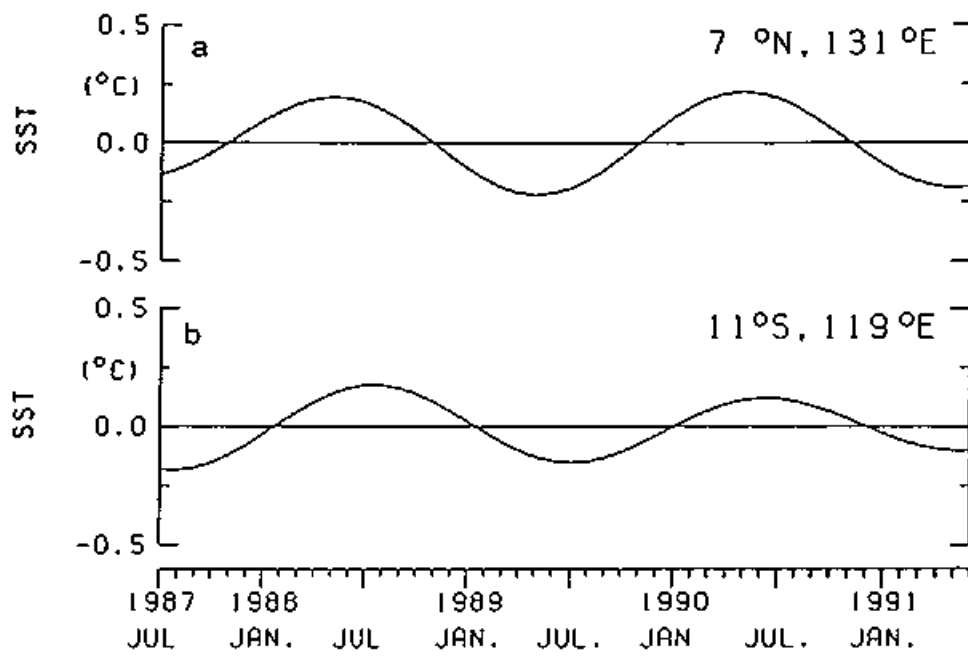


图 30: The interannual variations of SST at (a) at 7°N, 131°W. and (b) at 11°S, 119°E.

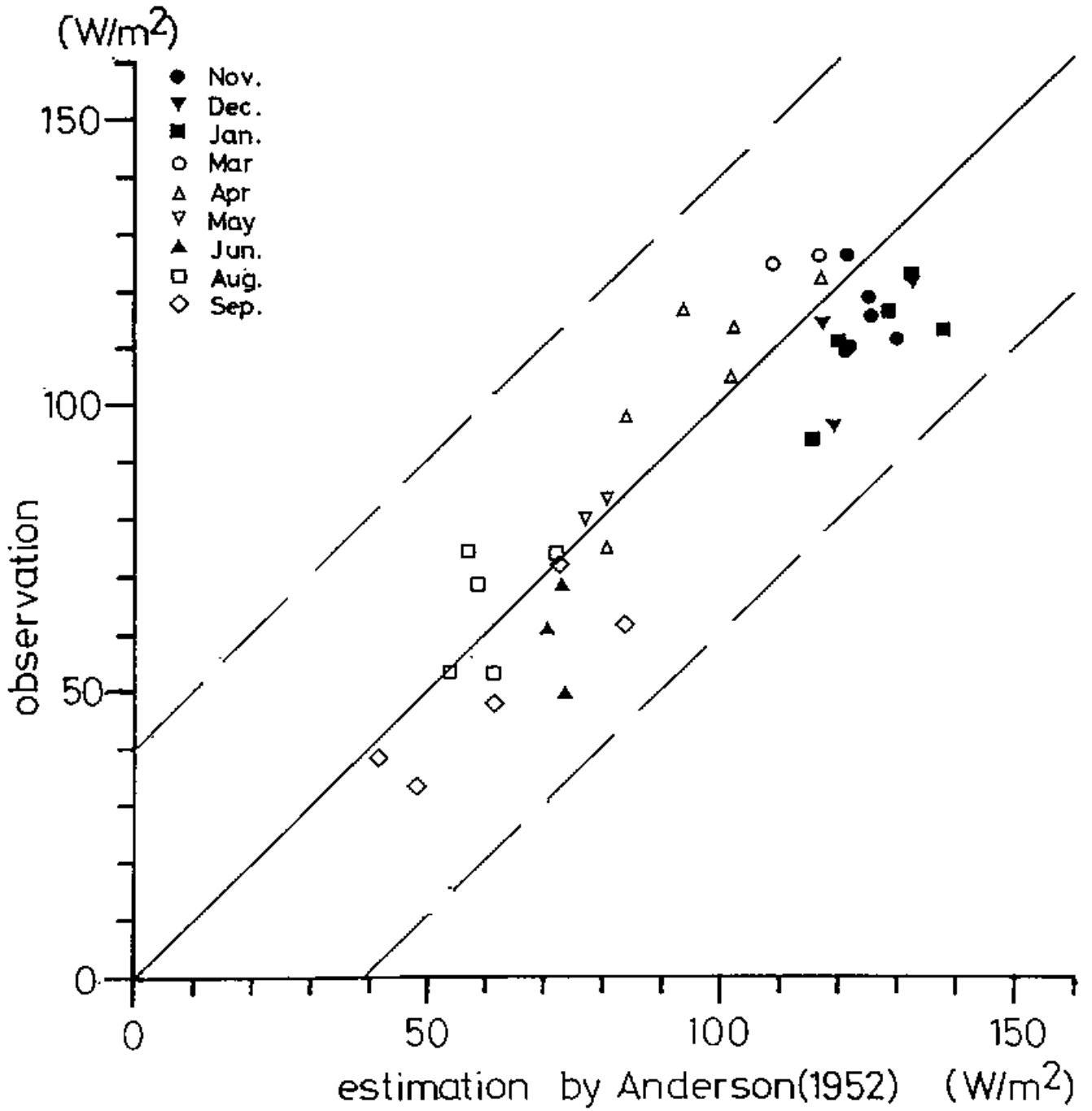


Fig. 31: Comparison of the  $R_{net}$  measured at the observation tower and the  $R_{net}$  estimated by Anderson [1952].