

-437/1



Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet
Departman za fiziku



21 ДЕЦ 2004

Diplomski rad

0603

9/685

**NUMERIČKA ANALIZA ISPARAVANJA KOD
TERMODINAMIČKOG CIKLUSA**
El Niña

Mentor
Dr. Milica Pavkov

Kandidat
Albert Ruman

Novi Sad, decembar 2004.

Ovaj diplomski rad je rađen u okviru Katedre za Teorijsku fiziku, Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu i Centra za meteorologiju i modeliranje životne sredine Univerziteta u Novom Sadu.

Najiskrenije se zahvaljujem mentorki dr Milici Pavkov na svesrdnoj podršci prilikom izrade ovog rada. Takođe, zahvaljujem se profesoru dr Borivoju Rajkoviću, mr. Branislavi Lalić i mr. Iliji Arseniću na njihovoj predusretljivosti da mi svojim stručnim savetima maksimalno pomognu.

Novi Sad, 20.12.2004.

Albert Ruman

SADRŽAJ:

1. Nastanak vazdušnih masa.....	3
2. Klasifikacija vazdušnih masa.....	4
3. Šta je El Niño.....	6
4. Uslovi koji utiču na stvaranje El Niña.....	12
4a. Planetarna cirkulacija vazduha u zoni ekvatora i oko njega.....	12
4b. Kretanje površinskih i unutrašnjih talasa u ekvatorijalnom Pacifiku.....	13
4c. Strujanje i opšta cirkulacija okeana i mora.....	14
4d. Isparavanje sa slobodne i velike vodene površine.....	18
4e. Promena temperature u površinskom sloju okeana i mora.....	19
5. Uticaj El NIIna na globalnu cirkulaciju.....	20
6. Metod bilansa energije.....	21
6.1 Računanje flukseva latentna i osetne toplove.....	28
7. Numerička analiza isparavanja kod ENSO ciklusa za period od 20-22.07. 2002 godine.....	36
8. Zaključak.....	50
Dodatak A.....	53
Dodatak B.....	55
Dodatak C.....	58

1. Nastanak vazdušnih masa

Vazdušna masa predstavlja veliku količinu vazduha čije su fizičke osobine približno uniformne u horizontalnom pravcu. Razmerno gledano, one, mogu da budu različitih dimenzija. Tako u horizontalnom pravcu mogu da se prostiru od 500 do 5000 km i više, dok u vertikalnom pravcu imaju znatno manje dimenzije i kreću se od 1 do 20 km. Znači da u horizontalnom pravcu njihovo prostiranje može da bude kontinentalnih razmera, dok u vertikalnom pravcu mogu da zauzimaju skoro celu troposferu. Nastanak vazdušnih masa najviše zavisi od osobina podloge iznad koje se formira i od uspostavljene cirkulacije vazduha nad tom podlogom.

Da bi se vazdušna masa formirala iznad neke podloge, koja može biti kopnena ili vodena, podloga mora zadovoljavati određene uslove. Glavni uslov je da podloga zauzima velike razmere i da u toj razmeri kako fizičke tako i orogafske osobine podloge budu što više uniformne. Ovakve podloge se nazivaju izvornim oblastima. Drugi, takođe veoma bitan uslov je da se vazdušna masa iznad ovakvih podloga što duže zadržava, odnosno da se što sporije kreće iznad nje. Ovakav tip cirkulacije je tipičan za anticiklone. Na taj način vazdušna masa poprima fizičke osobine slične fizičkim osobinama podloge iznad koje je nastala i one ujedno predstavljaju osnovne karakteristike određene vazdušne mase.

Tako nam vodena izvorna oblast obezbeđuje veliku količinu vlažnosti u vazdušnim masama, dok kopnena izvorna oblast nam obezbeđuje vazdušnu masu koja je bogatija raznim aerosolima a siromšnija vlagom.

Napuštajući izvornu oblast, svoje osobine vazdušna mase će transformisati u zavisnosti od prirode oblasti iznad koje putuje i od dužine njenog zadržavanja iznad neke oblasti koja se po fizičkim svojstvima razlikuje od izvorne oblasti. Ova transformacija fizičkih osobina zavisi će i od tipa cirkulacije vazduha u atmosferi, odnosno u zavisnosti od tipa cirkulacije doći će do manjeg ili većeg mešanja vazduha u vazdušnim masama što usporava ili ubrzava njihovu transformaciju. Ako posmatramo odnos suvoadijabatskog temperaturnog gradijenta delića vazduha i temperaturnog gradijenta okolne atmosfere, zaključujemo da je pri $\gamma_a > \gamma$ -slabo mešanje (stabilna atmosfera) a pri $\gamma_a < \gamma$ imamo intezivno mešanje (nestabilna atmosfera).

Da bi mogli da utvrdimo poreklo neke vazdušne mase iznad nekog mesta posle njenog napuštanja izvorne oblasti, mi moramo posmatrati njene fizičke osobine koje se sporo menjaju, to jest konzervativne veličine. To su veličine koje se vrlo malo menjaju pri vertikalnim kretanjima vazduha i koje nemaju izraziti dnevni hod.

Takve veličine su na primer:

- a) potencijalna temperatura θ
- b) specifična vlažnost q
- c) virtuelna temperatura. T_v



Potencijalna temperatura je temperatura koju bi imao vazduh ako bi se suvoadijabatski doveo na nivo sa normalnim pritiskom P_0 , gde je $P_0=1000mb$.

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad 1.1$$

Specifičnom vlažnošću vazduha označavamo koliko se grama vodene pare nalazi u jednom kilogramu vazduha

$$q = 0.622 \frac{e}{P - 0.378e} \quad 1.2$$

Virtuelna temperatura je fiktivna temperatura koju bi trebalo da ima suvi vazduh da bi imao istu gustinu kao i vlažan vazduh na istom pritisku.

$$T_v = T(1 + 0.608q) \quad 1.3$$

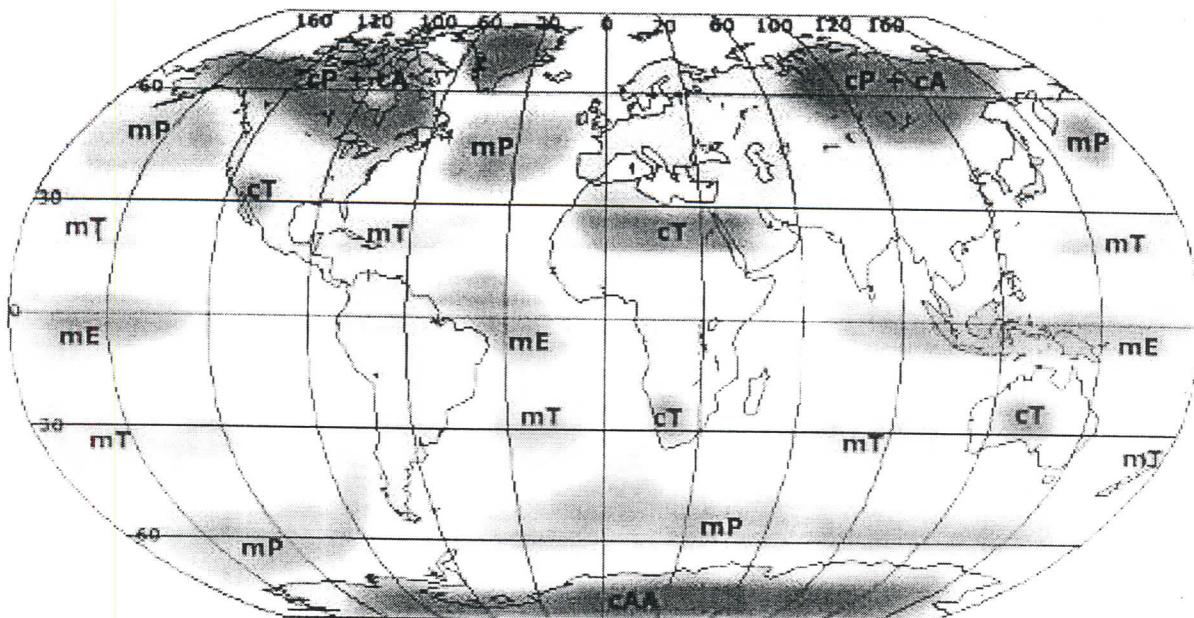
Ove veličine uzimamo zato što su sadržaj i raspodela toplote i vlažnosti u vazdušnoj masi dve osnovne karakteristike koje vazdušna masa zadobije tokom svog obrazovanja u izvornoj oblasti.

2. Klasifikacija vazdušnih masa

Postoje dva načina da klasifikujemo vazdušne mase. Prva klasifikacija je prema izvornim oblastima a druga je na osnovu promena fizičkih osobina koje se javljaju posle napuštanja izvorne oblasti.

Klasifikacija prema izvornim oblastima ili geografska klasifikacija je poznata kao apsolutna kvalifikacija vazdušnih masa. Ovde je najbitniji faktor geografska širina na kojoj nastaju date vazdušne mase. Tako imamo :

- a) Arktičke ili polarne vazdušne mase (cA) nastaju severnije od 70^0 severne geografske širine. Ova oblast je pretežno prekrivene snegom i ledom što je čini izuzetno uniformnom podlogom a uz to tu preovlađuje anticiklonalna cirkulacija. Ovo su veoma hladne i vlažnošću dosta siromašne vazdušne mase.
- b) Vazdušne mase umerenih širina (cP i mP) nastaju u pojasu između 50^0 i 70^0 severne geografske širine (sl.2.1). Ovde pre svega treba posmatrati Sibir i Kanadu i to naročito u toku zime kada su ove oblasti dugotrajno prekrivene snegom a i anticikloni su tada jako razvijeni. Ovo su hladne i suve vazdušna mase ali toplije od arktičkih vazdušnih masa. U ovom pojasu dolazi i do obrazovanja vazdušnih masa iznad prostornih oblasti vodenih površina Tihog i Atlanskog okeana. Ove vazdušne mase se dosta razlikuju od kopnenih po sadržaju vlage i temperaturi te zato vazdušne mase umerenih širina delimo na kontinentalne (cP) i morske (mP).



Slika 2.1: Raspored velikih vazdušnih masa

- c) Subtropske širine (mT i cT) se javljaju između 15° i 35° severne geografske širine predstavljaju takođe pogodno područje za obrazovanje vazdušnih masa zbog postojanja prostranih subtropskih anticiklona. U ovom pojasu (sl.2.1) se javljaju takođe dva tipa vazdušnih masa. Prvi je morski topli vazduh (mT) koji se javlja iznad velikih vodenih površina Tihog i Atlanskog okeana i koji sadrži veliku količinu vlage i dosta je topliji od vazdušnih masa umerenih širina. Drugi je kontinentalno tropski vazduh (cT), koji se javlja iznad oblasti severne Afrike i veoma je suv, topao i sa veoma izrazitim vertikalnim temperaturnim gradijentom i karakteriše je velika količina sitne prašine i peska.
- d) Ekvatorske vazdušne mase (mE) koje se formiraju duž celog pojasa oko ekvatora. Ove vazdušne mase su veoma tople i vlažne i dosežu do velikih visina, odnosno do vrha troposfere.

Slična klasifikacija vazdušnih masa postoji i za južnu hemisferu.

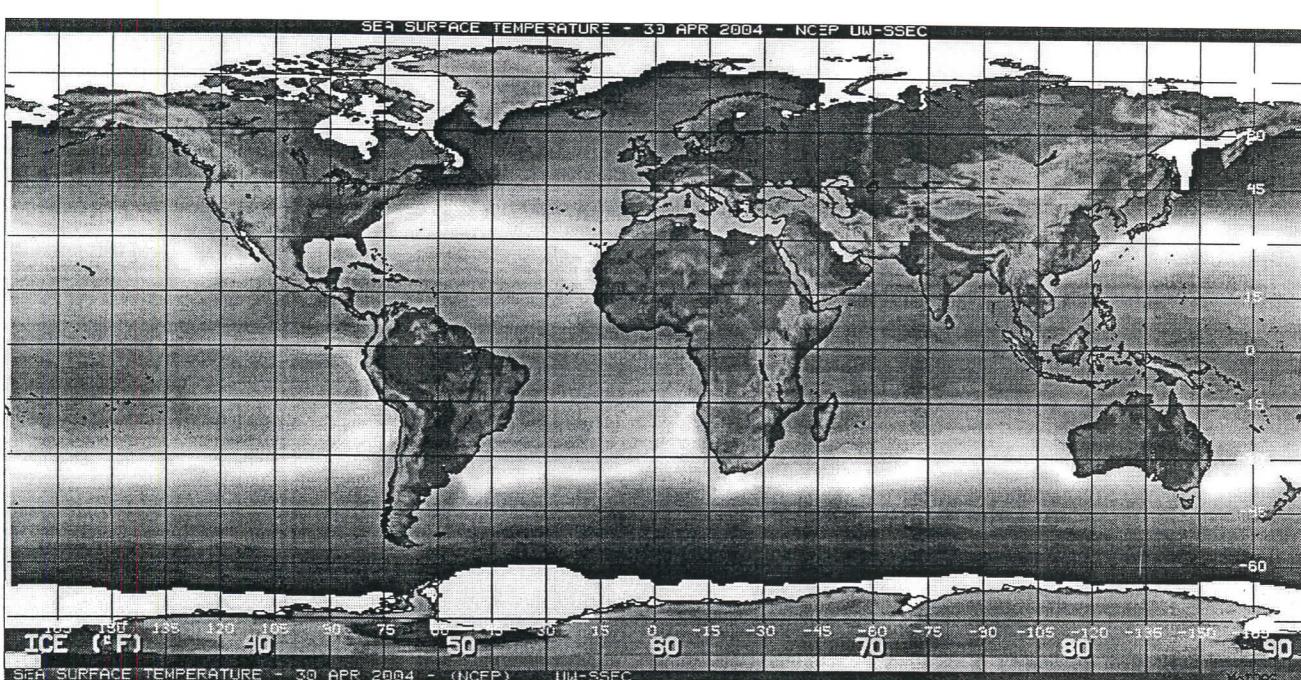
Klasifikacija vazdušnih masa na osnovu promena fizičkih osobina, koje se javljaju posle napuštanja izvorne oblasti ili termička klasifikacija, nam daje hladne (H) i tople (T) vazdušne mase.

Hladne vazdušne mase su hladnije od podloge iznad koje se nalaze ili se kreću, dok su tople vazdušne mase toplije od podloge iznad koje se nalaze ili se kreću.

3. Šta je EL Niño

El Niño je poremećaj energetskog bilansa, to jest balansa, kod sistema okean-atmosfera u oblasti tropskog pacifika a koji ima značajne posledice na vreme na globalnom nivou. Ako posmatramo površinsku temperaturu mora (sl.3.1) vidimo da je oblast oko ekvatora (do 15 stepeni severne i južne geografske širine) izuzetno topla i iznosi prosečno oko 28°C . Kao što sam već spomenuo da bi se formirala veća vazdušna masa, potrebno je postojanje velike i približno homogene površine iznad koje će se ona formirati. El Niño pripada klasi ekvatorijalnih vazdušnih masa, s tim što je njegova izvorna oblast zapadni Pacific odnosno morska površina u oblasti istočno od Indonezije i severoistočno od Australije.

Za posledicu ima jake kiše u južnim krajevima S.A.D. i u Peruu, koje su poplavnog karaktera i sušu u kontinentalnim i priobalnim oblastima Australije.

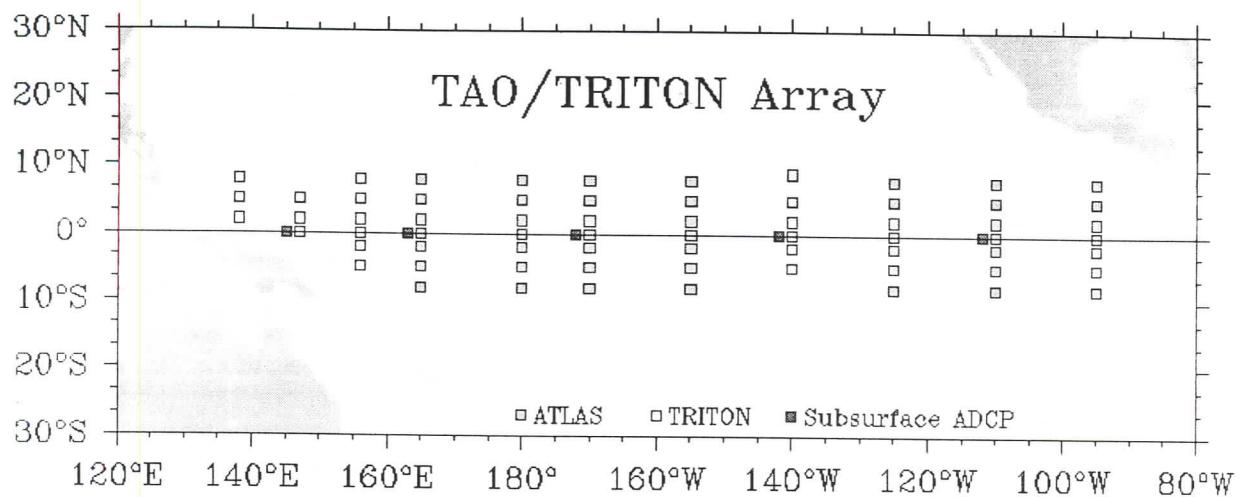


Slika 3.1 površinska temperatura mora za dan 30.04.2004.

Gde je temperatura data u Farenhajtovim stepenima ($^{\circ}\text{F}$), odnosno
 $T(^{\circ}\text{C})=5/9*(T(^{\circ}\text{F})-32)$

Pošto su u pitanju ekstremne situacije TAO (*Tropical Atmosphere Ocean Project*) i TRITON (*Triangle Trans Ocean Buoy Network*) su razvile mrežu stanica na bovama ATLAS[®] (*Autonomous Temperature Line Acquisition System*), koje su raspoređene oko ekvatorijalnog dela Pacifika (sl.3.2). Ove bove svakodnevno prenose podatke koji su dostupni naučnoistraživačkim i prognostičarskim ustanovama širom sveta.

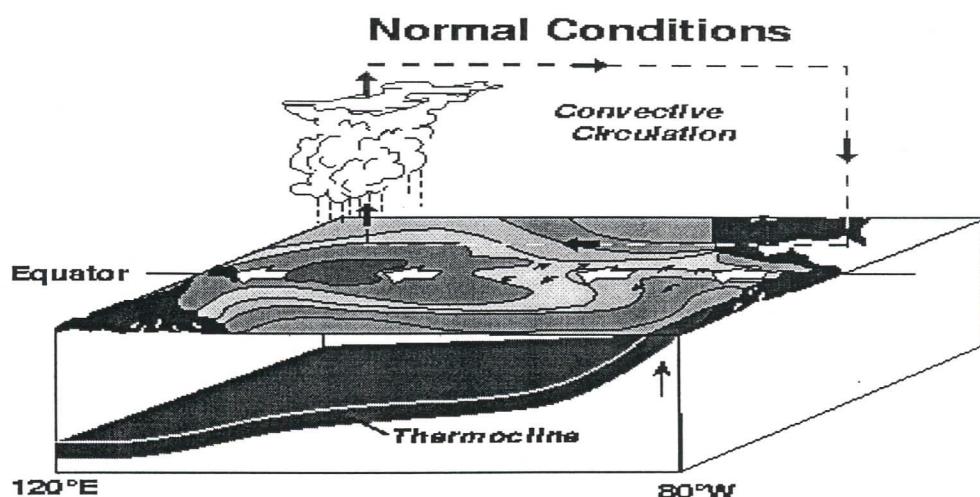
[®] Opširniji podaci su dati u dodatku A.



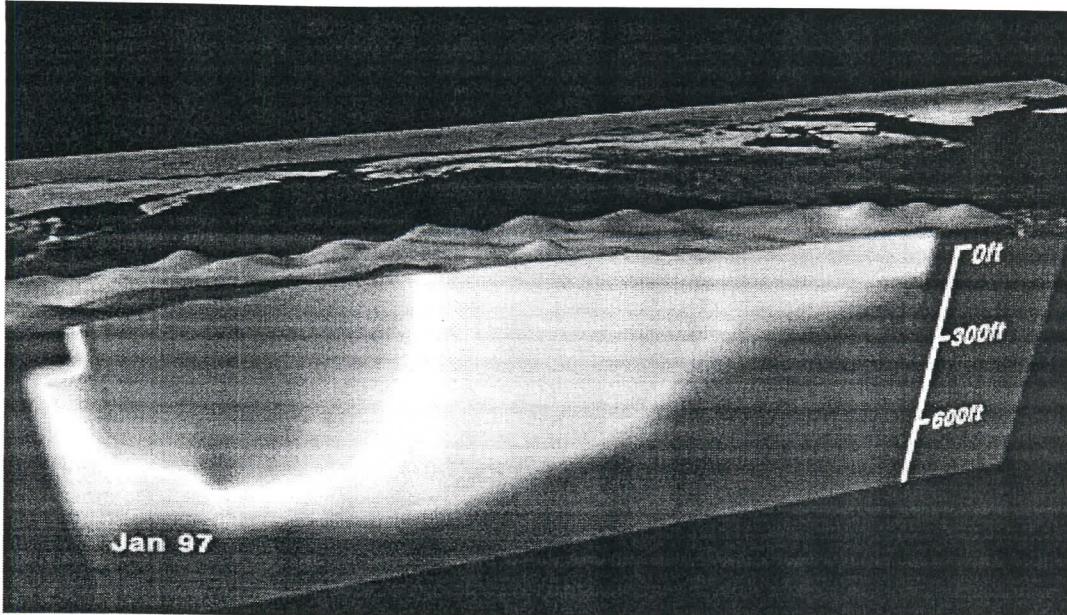
Slika 3.2 mreža stacionarnih meteoroloških stanica ATLAS na Pacifiku.

Za objašnjenje nastajanja i kretanja El Niña odabрана je 1997-a godina, kada je ovaj poremećaj bio jedan od najintezivnijih u skorije doba.

Normalni uslovi El Niña (sl 3.3) su pasatski (trgovački) vetrovi koji duvaju na zapad. Ovi vetrovi nagomilavaju toplu vodenu masu na zapadnom Pacifiku tako da je nivo okeana u tom delu oko jednog metra viši nego na istočnom Pacifiku. Na zapadnom Pacifiku se, zbog stalnog priliva tople morske vode koju donose pasati, stvara veliki rezervoar tople vode koji ima oko 8°C veću temperaturu nego okeanska površina kod Južne Amerike gde iz dubljih nivoa izvire hladna voda.



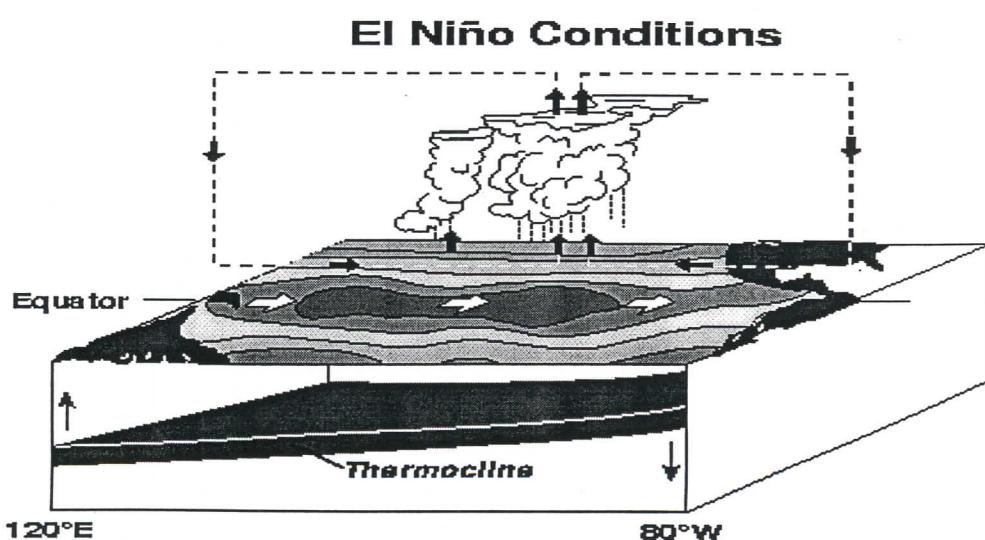
Slika 3.3 Normalni uslovi El Niña.



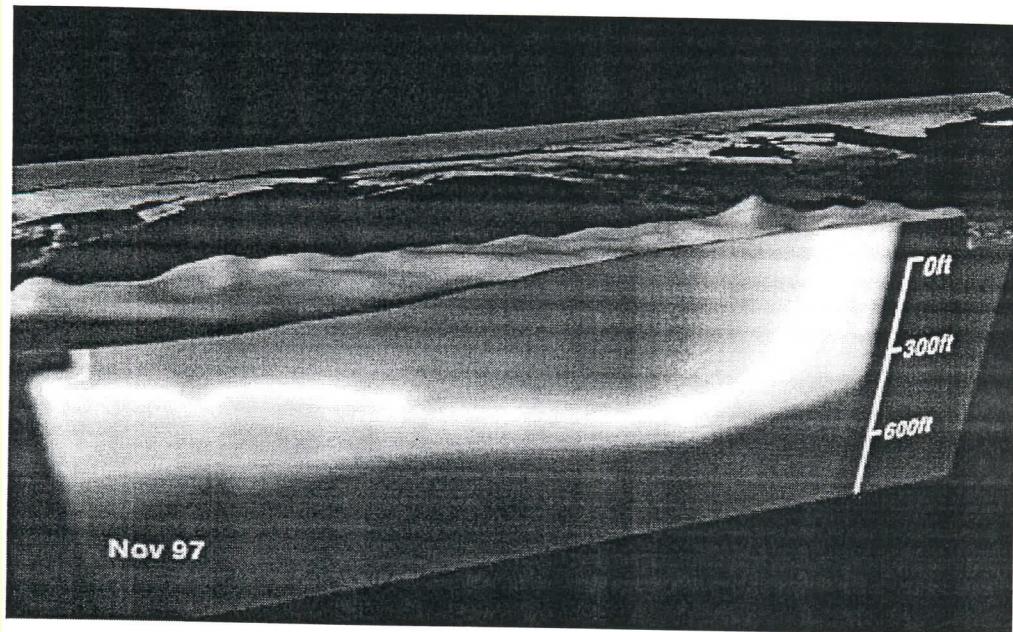
Slika 3.4 Vertikalni profil normalne situacije
gde je $1\text{ft}=12\text{in}=0.305\text{m}$.

U toku El Niña, pasati slabe u oblastima centralnog i zapadnog Pacifika što dovodi do sruštanja (ulegnuća) termokline na istočnom Pacifiku i izvesno podizanje termokline na zapadnom Pacifiku (sl 3.5).

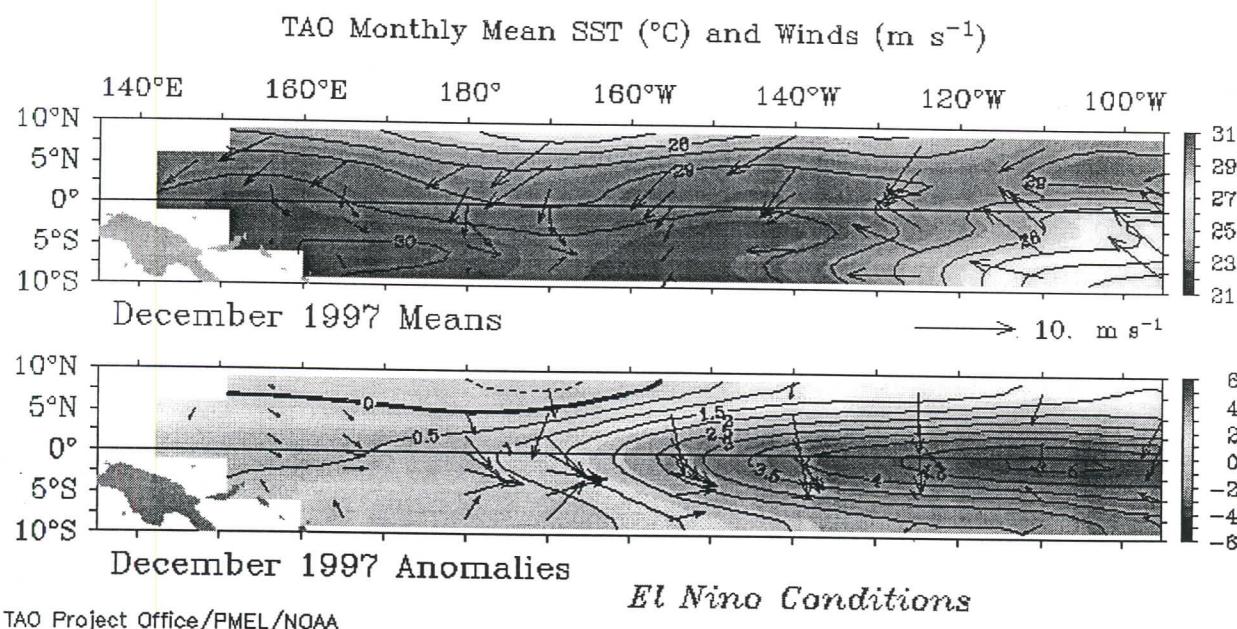
U decembru 1997 topla voda (crvena boja na slici) ima pružanje od zapadnog Pacifika ka istoku prema Južnoj Americi, te se vidi kako se hladna voda povlači. Tada vetar koji je duvao ka zapadu slab i menja pravac , postaje istočni (sl 3.7) koji se vremenom pojačava i nosi sa sobom jake padavine i toplu morskou vodu ka istočnom Pacifiku. Ovo izaziva smanjenje prodora hladne vode iz dubine na površinu. Kao rezultat toga imamo podizanje površinske temperature mora. Što se tiče vremenske situacije, jake kiše prate toplu vodu što izaziva poplave u Peruu i suše u Australiji. Ovo naglo pomeranje, velike površine tople morske vode ka istoku , prati intezivna cirkulacija atmosferskog vazduha takođe ka istoku i izaziva promenu u globalnoj cirkulaciji atmosfere i menja vremensku situaciju u tropskom regionu a samim tim i u ostalim delovima sveta.



Slika 3.5 El Niño uslov.



Slika 3.6 Vertikalni profil prodora El Niña.

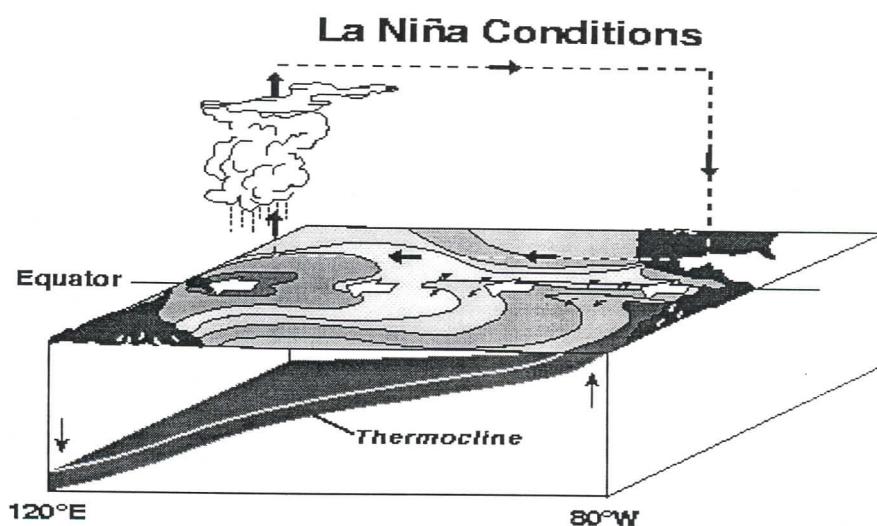


Slika 3.7 Vetrovi i površinska temperatura mora pri prodoru El Niña.

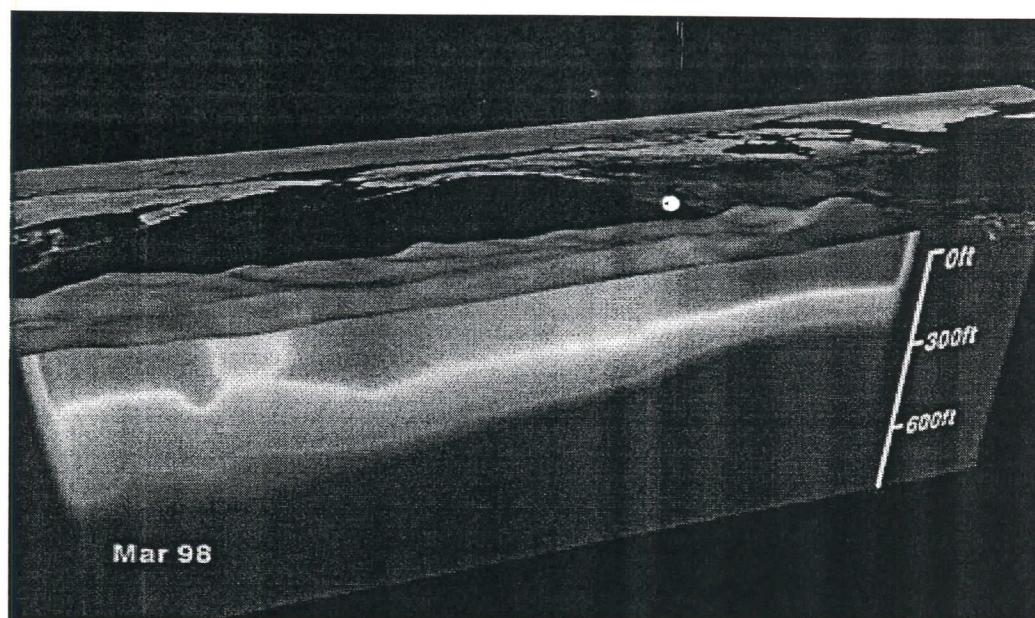
Na slici 3.7, druga slika predstavlja anomaliju odnosno odstupanje od normalnih uslova.

La Niña (sl 3.8) je pojava koja se obavezno javlja posle El Niña i ogleda se u jačem duvanju pasatskih vetrova, intezivnijim prodom hladnije vode iz oblasti istočnog ka zapadnom Pacifiku, što prouzrokuje podizanje termokline na istočnoj obali i spuštanja iste na zapadnoj obali. Ovo za posledicu ima jake kiše koje su poplavnog karaktera u oblasti zapadnog Pacifika, odnosno u jugoistočnoj i istočnij Aziji i u oblastima severne Australije. Suša se tada javlja u zapadnim delovima Južne Amerike i u jugozapadnim delovima Severne Amerike.

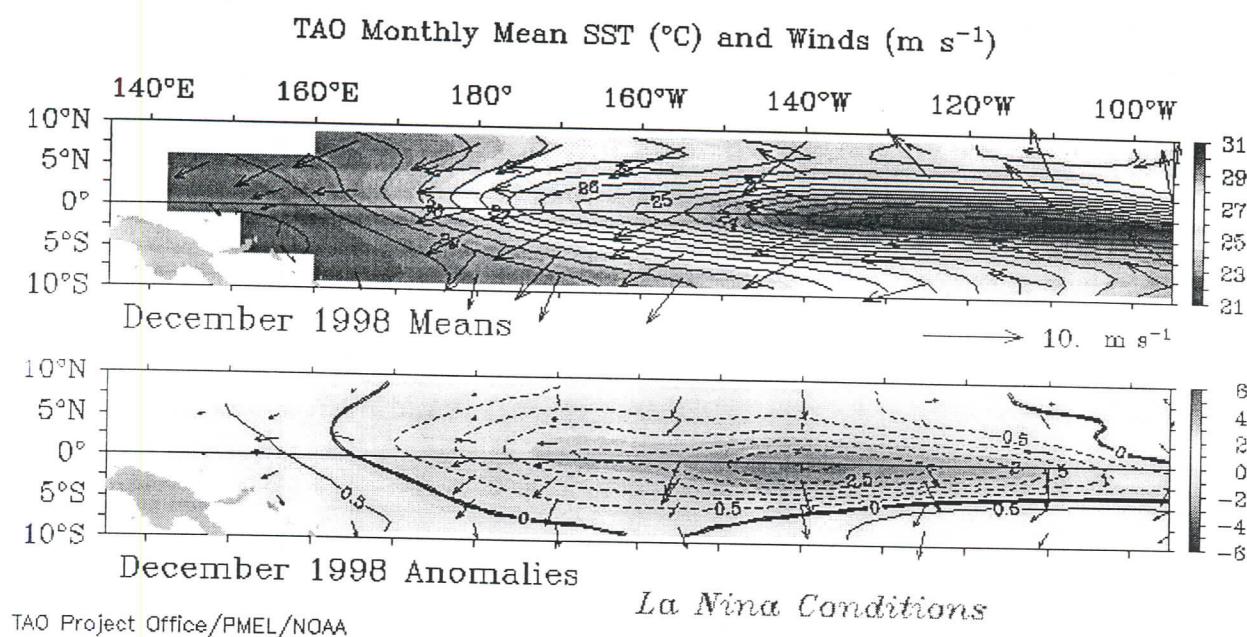
Ova promena u cirkulaciji vazduha takođe ima uticaj i na globalnu cirkulaciju u atmosferi.



Slika 3.8 Uslovi La Niña.

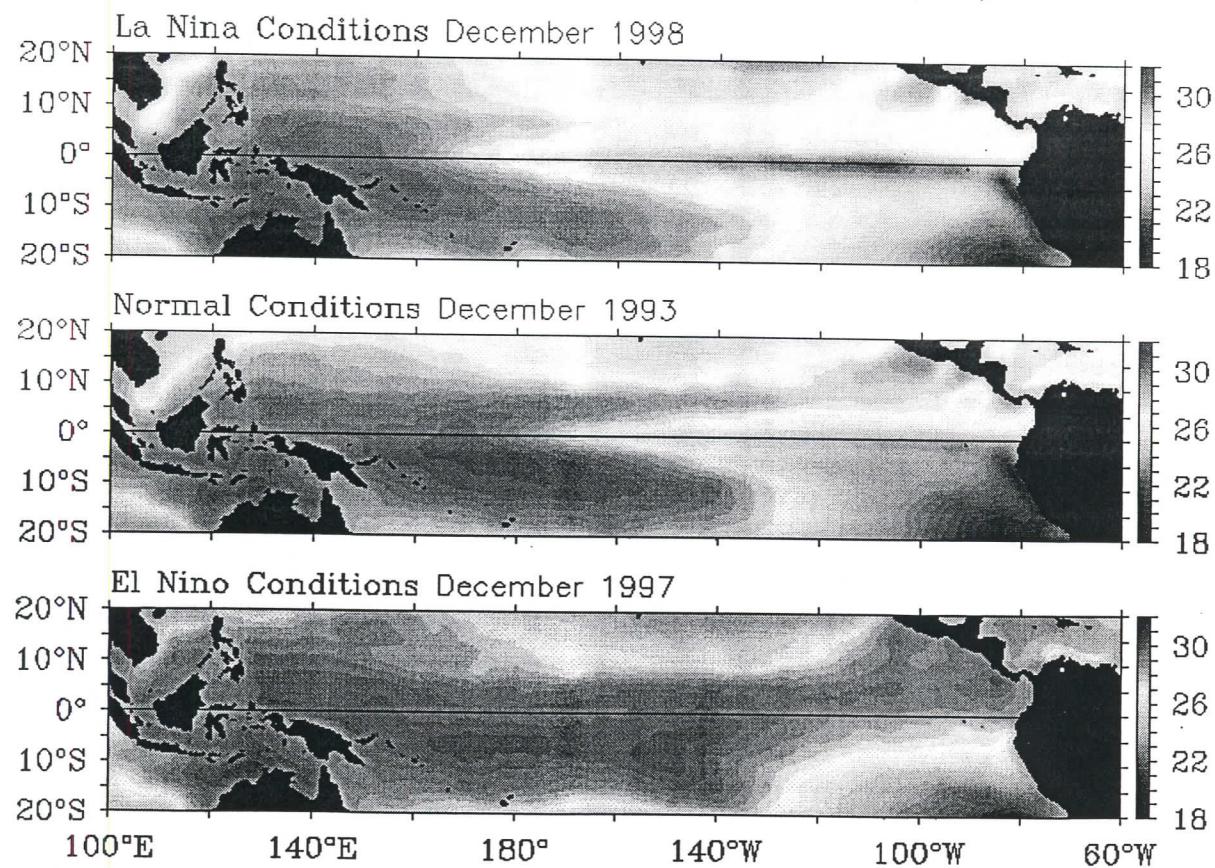


Slika 3.9 Vertikalni profil La Niña.



Slika 3.10 Vetrovi i površinska temperatura mora pri La Niña uslovima.

Reynolds Monthly SST ($^{\circ}\text{C}$)



Slika 4.9 Satelitski snimak površinske temperature ekvatorijalnog Pacifika 1997.

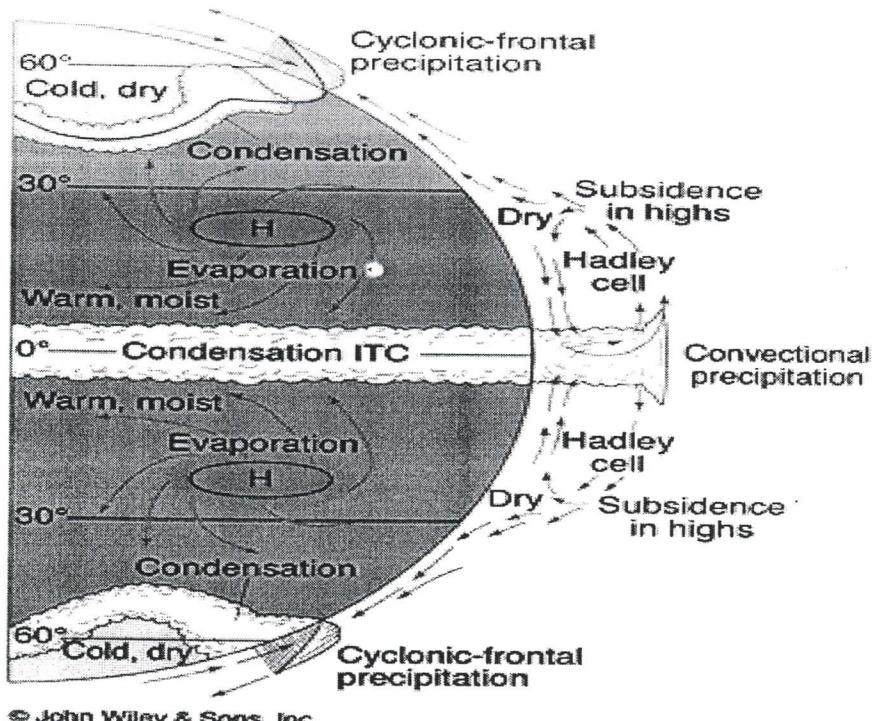
4. Uslovi koji utiču na stvaranje El Niño.

Zbog komplikovanog nastanka i efekata koje izaziva u ekvatorijalnim oblastima istočnog i zapadanog Pacifika a samim tim i u globalnoj cirkulaciji atmosfere, El Niño je dosta proučavan. Sa gledišta fizičkih zakona, koji se javljaju tokom njegove evolucije i njegovog kretanja, prognoza El Niña predstavlja dosta složen problem. To znači da su modeli koji su predviđeni za prikazivanje njegove evolucije dosta složeni. Osnovni problemi koji se moraju uzeti u obzir za jedan ovakav model su :

- a) planetarna cirkulacija vazduha u zoni ekvatora i oko njega
- b) kretanje površinskih i unutrašnjih talasa u ekvatorijalnom Pacifiku
- c) strujanje i opšta cirkulacija okeana i mora
- d) isparavanje sa slobodne i velike vodene površine
- e) promena temperature u površinskom sloju okeana i mora

4.a) Planetarna cirkulacija vazduha u zoni ekvatora i oko njega

Pošto je smer rotacije Zemlje od zapada ka istoku, atmosfera, kao gasni omotač oko Zemlje, globalno gledano takođe rotira od zapada ka istoku. Međutim, kao što smo videli u normalnim El Niño uslovima imamo cirkulaciju vazduha od istoka ka zapadu (sl 4a.1) u pojasu oko ekvatora (između 20°N i 20°S geografske širine) ili bolje rečeno imamo pasatske vetrove koji u stvari predstavljaju istočne vetrove.



Slika 4a.1 Globajna cirkulacija oko ekvatora

Pošto ovi vetrovi za atmosferu predstavljaju procese velikih razmara onda se u modelima često predstavljaju preko Rozbijevog (*Rossby*) modela talasnog kretanja jednačine vrtložnosti aproksimirane za plitku vodu[©]

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \beta v = 0 \quad 4a.1$$

gde smo sa ζ označili relativnu vrtložnost vazduha, u je longitudinalna a v latitudalna komponenta vetra. U ovom modelu smatramo da je kretanje bezdivergentno. Krajnje rešenje nam daje brzinu strujne funkcije

$$c = U - \frac{\beta}{m^2} \quad 4a.2$$

gde je m talasni broj, beta je Rozbijev parametar i on iznosi $\beta = \frac{\partial f_c}{\partial y}$ gde smo sa f_c

označili Koriolisov parametar. Ukoliko je Rozbijev parametar velik drugi član u jednačini 4a.2 nadjačava prvi, koji predstavlja zonalno (longitudalno) kretanje od zapada ka istoku, to jest tada imamo kretanje od istoka prema zapadu.

Rozbijevi talasi su posledica promene Koriolisovog (Coriolis) parametra sa geografskom širinom i tipične razmere ovog kretanja su oko 5000km u zonalnom pravcu i nekoliko hiljada kilometara u meridijalnom (latitudalnom) pravcu. Drugi model koji se često koristi je model Rozbijevih i Gravitaciono-inercijalnih talasa, koji uzimaju u obzir divergentno kretanje i zbog toga je ovaj model dosta složeniji.

4.b) Kretanje površinskih i unutrašnjih talasa u ekvatorijalnom Pacifiku

Uzroci nastajanja talasa su najčešće vetrovi, zemljotresi i periodične promene nivoa vode usled privlačnih sila Meseca i Sunca. Za sve tipove talasa važi hidraulički kriterijum koji nam daje brzinu talasa u zavisnosti od dubine mora. Odnosno,

$$1) \text{ duboka mora } H > \frac{\lambda}{2}; \text{ brzina talasa je } c = \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad 4b.1$$

$$2) \text{ plitka mora } H < \frac{\lambda}{2} \text{ brzina talasa je } c = \pm \sqrt{gH} \quad 4b.2$$

Gde je H dubina mora, λ talasna dužina i g gravitaciono ubrzanje sile zemljine teže \ddot{Q}_ϕ . Za naš slučaj važi brzina za duboka mora jer tu nastaju talasi prouzrokovani vетrom i to su talasi kratkih talasnih dužina, dok za plitka mora važi gravitaciona brzina prostiranja talasa i tu je talasna dužina veća nego dubina mora.

Unutrašnji talasi u okeanima i morima nastaju na površinama koje odvajaju gornji sloj ređe vode, koja učestvuje u vertikalnom mešanju izazvanom zagrevanjem i hlađenjem

[©] Fedor Mesinger Dinamička meteorologija strana 52.

odnosno promenom saliniteta usled padavina i isparavanja vode na površini, i donje gušće vode. Na ovoj površini difuzija ne dozvoljava da se tom prilikom formiraju površine sa pravilnim diskontinuitetom u gustini vode već se formira sloj u kome je vertikalna promena gustine vode veoma velika. Ta površina gde je vertikalni gradijent gustine vode najveći se zove **termoklina**.

Ovi talasi su neprimetni na površini vode i mnogo su sporiji od površinskih talasa. Delimo ih na kratke i duge talase.

Kratki unutrašnji talasi se prostiru brzinom

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda(\rho_2 - \rho_1)}{2\pi(\rho_1 + \rho_2)}} \quad 4b.3$$

gde je ρ_1 gustina gornjeg sloja vode, a ρ_2 gustina donjeg sloja vode

Dugi unutrašnji talasi se prostiru brzinom

$$c = \sqrt{\frac{gH_2H_1(\rho_2 - \rho_1)}{(H_1 + H_2)\rho_2}} \quad 4b.4$$

gde je H_1 debljina gornjeg sloja vode a H_2 debljina donjeg sloja vode.

4.c) Strujanje i opšta cirkulacija okeana i mora

Strujanje možemo definisati kao horizontalno kretanje čestica vode. Odvija se na površini i u dubini okeana i mora. Strujanje na površini je raznovrsno i brže, dok je u dubini strujanje u suprotnom smeru od površinskog i sporije. Podelu okeanskih i morskih struja možemo izvršiti na sledeće načine.

Po trajanju ih delimo na :

- 1) Trajne struje i to su one koje se kreću po stalnom prostoru i karakteristične su po svom konstantnom smeru (Golfska, Kurosio, pasatne struje).
- 2) Povremene (neperiodične) struje nastaju zahvaljujući neperiodičnom uticaju spoljnih sila i to pre svega vetra.
- 3) Periodične stuje se ponavljaju u određenim intervalima vremena.

Po poreklu ih delimo na :

1) Vetrovite, koje su u stvari neperiodične i nastaju usled trenja čestica vazduha (vetra) i površinskog sloja vode. Energija vetra se predaje vodenoj površini i dalje se prenosi preko sile viskoznog trenja između površinskog sloja i sloja vode koji se nalazi niže i tako nastaje strujno kretanje.

Odavde zaključujemo da vetrar predaje energiju česticama vode koje se nalaze na nekoj vodenoj površini i pri tome se deo energije troši na unutrašnje turbulentno kretanje a deo na povećanje potencijalne i kinetičke energije vodene mase. Ovo je od izuzetnog značaja jer u procesu stvaranja El Niña vidimo da se stalno skuplja toplija voda a time raste i potencijalna energija u zapadnom Pacifiku, dok je potencijalna energija istočnog

Pacifika niža. Usled ove razlike, to jest kada ona postane dovoljno velika da savlada sile koje su zastupljene pri normalnim uslovima, dolazi do pokretanja velike vodene mase od zapada ka istoku. To dalje izaziva promenu u odnosu atmosferskog pritiska na površini zapadnog i istočnog Pacifika. U normalnim uslovima visok atmosferski pritisak vlada nad istočnom a nizak nad zapadnom Pacifikom. Dok u El Niño uslovima visok atmosferski pritisak je zastupljen na zapadnom Pacifiku a nizak isprva iznad centralnog a zatim iznad istočnog Pacifika. Odavde sledi i drugi naziv za El Niño, koji će ja nadalje da koristim a to je ENSO (*EL Niño Southern Oscillation*) ciklus.

2) Gustinske, koje su uslovljene neravnomernom horizontalnom raspodelom gustine vode. Odnosno ravnotežni položaj slobodne vodene površine okeana i mora zavisi od :

- a) izopotencijala-površina istih vrednosti sila zemljine teže
- b) izobara-površina istih hidrostatičkih pritisaka
- c) izopikna (izoterička)-površina istih gustina

Ako su ove linije paralelne onda nema strujanja. Vodene mase u kojima su izobarne i izoteričke linije paralelne se nazivaju barotropnim i u njima takođe nema strujanja. Vodene mase u kojima se ove linije presecaju nazivaju se barokline i u njima postoji strujanje.

Kada imamo neravnomeru raspodelu gustine u horizontalnom pravcu, izobaričke i izoteričke površine su nagnute jedna prema drugoj i ugao nagiba određuje intenzitet cirkulacije vode.

Za ovaj slučaj imamo formulu Bjerknesa, koja nam daje brzinu gustinskog strujanja

$$V_r = \frac{g(H_M - H_N)}{2\omega L \sin \phi} \quad 4c.1$$

gde su :

H_M i H_N ($H_M > H_N$) visinski položaj tačaka M i N na površini baroklinog mora, odnosno visine izobarnih površina razmeštene po dubinama.

L je rastojanje između tačaka M i N .

Po karakteru kretanja ih delimo na :

- 1) pravolinijske (pasatne struje)
- 2) krivolinijske koje mogu biti ciklonalne i anticiklonalne struje

Po fizičko-hemijskim osobinama ih delimo na :

- 1) tople i hladne
- 2) slane i razređene

Iz ove podele treba reći još to da su na severnoj polulopti struje koje se kreću u pravcu severa tople, dok su struje u pravcu juga hladne. Na južnoj polulopti ovi smerovi su suprotni.



Treba napomenuti da sile koje dovode do gustinskih, vetrovitih i barogradijentnih strujanja deluju posredno i uslovljavaju nagib vodene površine na koju tada deluje sila gravitacije. Tada se ove struje nazivaju jednim imenom *gradijentne struje*. Ako napišemo jednačinu relativnog kretanja:

$$m \frac{d\vec{V}_{REL}}{dt} = \sum \vec{F} - \vec{F}_{COR} - \vec{F}_{CFI} \quad 4c.2$$

Vidimo da neinercijalne sile koje postoje u inercijalnim sistemima:

- a) sila gradijenta pritiska $\vec{\nabla}P$
- b) sila zemljine teže \vec{Q}
- c) sila trenja \vec{F}_{TR}
- d) centripetalna sila \vec{F}_{CP}

i u jednačini su predstavljene sa $\sum F$, postoje i inercijalne sile koje deluju u neinercijalnim sistemima, koje deluju na strujni tok i to zbog toga što je koordinatni sistem u kojem se posmatra kretanje vezan za zemljinu površinu koja rotira:

- e) Koriolisova sila \vec{F}_{COR}
- f) centrifugalna sila inercije \vec{F}_{CFI}

Koriolisiva sila je posledica razlike ugaone brzine obrtanja Zemlje sa promenom geografske širine.

$$\vec{F}_{COR} = 2\omega\vec{V}_{REL} \sin \varphi = f_c \vec{V} \quad 4c.3$$

gde je :

- ω intezitet ugaone brzine Zemlje, $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60} = const \cong 7,272e-5$
- V_{REL} relativna brzina kretanja tela (brzina u odnosu na nepokretni sistem a koji je vezan za promenljiv-rotacioni sistem Zemlje) i u našem slučaju to telo je vodena masa
- φ je geografska širina mesta
- f_c je Koriolisov parametar i zavisi samo od geografske širine.

Kako je na ekvatoru $\varphi=0$ sledi da je $\vec{F}_{COR}=0$ što nam govori da Koriolisova sila ne deluje na strujni tok na ekvatoru i okolini a tako i na ENSO. Po ovome ENSO ciklus spada u pravolinijske struje. Koriolisova sila biće još jednak nuli kada nam je $\omega=0$ i ako posmatramo tačku u relativnom miru odnosno ako nam je relativna brzina $\vec{V}_{REL}=0$. Što idemo više prema severu ili jugu dejstvo Korioliseove sile se povećava i njen najveći intezitet je na polovima. Ova sila ne može da ubrza ili uspori strujni tok već se njen dejstvo ispoljava samo u skretanju od pravca kretanja i to na severnoj polulopti skretanje je u desno a na južnoj u levo od pravca kretanja.

Centripetalna sila se javlja kod krivolinijskog (kružnog) kretanja koja primorava tačku (vodenu masu) da se kreće po krugu relativnog poluprečnika Zemlje R_{REL} i usmerena je ka osi rotacije Zemlje, odnosno u pravcu poluprečnika putanje.

Ona takođe ne može da ubrzava ili usporava strujni tok.

$$\vec{R}_{REL} = \vec{R}_{ZEMV} \cos \varphi \quad 4c.4$$

$$\vec{F}_{CP} = -m\omega^2 \vec{R}_{REL} \quad 4c.5$$

Centripetalna sila se javlja u inercijalnom to jest u nepokretnom sistemu koji je vezan za centar ose rotacije Zemlje. To znači da je na ekvatoru centripetalna sila najveća i to zbog jednakosti relativnog poluprečnika Zemlje sa ekvatorijalnim poluprečnikom $R_{REL} = R_{EKV}$. Zbog dejstva jake centripetalne sile kretanje tople vodene mase ENSO ciklusa je pravolinijsko te nema velike divergencije tople vode na severnu ili južnu poluloptu. Centripetalna sila zajedno sa silom gravitacionog privlačenja Meseca igra ključnu ulogu u periodičnim pojavama plime i oseke.

Pošto je kretanje Zemlje neinercijalno odnosno rotaciono i pošto u meteorologiji kretanja posmatramo iz ovakvog sistema, onda na svaku tačku zemljine površine deluje centrifugalna sila inercije \vec{F}_{CFI} , koja deluje u pravcu relativnog poluprečnika Zemlje R_{REL} .

Ako posmatramo telo koje se nalazi u relativnom miru na zemljinoj površini, tada je $\vec{V}_{REL} = 0$ te jednačina 4c.2 postaje

$$\vec{F} + m\omega^2 \vec{R}_{REL} = 0$$

što znači da na dato telo deluju samo dve sile i to sila zemljine teže $\vec{F} = \vec{Q} = m\vec{g}$, koja je usmerena ka centru Zemlje to jest normalna je na datu površinu i centrifugalna sila inercije \vec{F}_{CFI} :

$$\vec{F}_{CFI} = m\omega^2 \vec{R}_{REL} \quad 4c.6$$

Ova sila se najviše oseti na ekvatoru zbog dužine relativnog poluprečnika Zemlje koji se na ekvatoru poklapa sa ekvatorijalnim poluprečnikom.

$$R_{REL} = R_{EKV} = 6378km$$

Rezultanta ove dve sile određuje intezitet i smer delovanja težine tela \vec{Q}_φ na datoj površini. Odnosno, ako centrifugalnu silu inercije razložimo na normalnu F_{CFI}^N i tangencijalnu komponentu F_{CFI}^T za datu površinu,

$$\vec{F}_{CFI} = \vec{F}_{CFI}^N + \vec{F}_{CFI}^T \quad 4c.7$$

vidimo da normalna komponenta deluje na smanjivanje težine tela, jer se njen pravac poklapa sa pravcem zemljine teže ali je suprotnog smera i ona iznosi

$$F_{CFI}^N = F_{CFI} \cos \varphi = m\omega^2 R_{REL} \cos \varphi \quad 4c.8$$

dok je tangencijalna komponenta zadužena za skretanje težine tela \vec{Q}_φ od radijalnog pravca sile teže \vec{Q} i ona iznosi

$$F_{CFI}^T = F_{CFI} \sin \varphi = m\omega^2 R_{REL} \sin \varphi \quad 4c.9$$

Globalno gledano težina nekog tela je najveća na polovima jer tamo ne deluje centrifugalna sila inercije, odnosno sila zemljine teže \vec{Q} i težina tela \vec{Q}_φ imaju iste vrednosti $\vec{Q} = \vec{Q}_\varphi$, dok je najmanja na ekvatoru gde je $\vec{Q}_\varphi = \vec{Q} - \vec{F}_{CFI}^N$, što se iz tabele B.1 da videti koja se nalazi u dodatku B.

4.d) Isparavanje sa slobodne i velike vodene površine

Isparavanje nam je bitno jer igra veliku ulogu u bilansu razmene energije između vodenih površina i atmosfere. Isparavanjem vodene površine se hlađe, a procesom kondenzacije isparele vode atmosfera se zagreva.

Što se tiče faktora koji utiču na isparavanje sa slobodne vodene površine možemo ih podeliti na :

- 1) Meteorološke faktore, a to su : Sunčeva radijacija, temperatura vode, temperatura vazduha, vlažnost vazduha i vetar.
- 2) Hidrografske faktore, kao što su : kvalitet vode, dubina vodenog basena i veličina slobodne vodene površine.

Pošto se radi o slobodnoj vodenoj površini ovde treba razmatrati potencijalno isparavanje, koje nam govori kolika je maksimalna količina vode koja bi mogla da ispari pri određenim meteorološkim i hidrografske uslovima.

Ovde se najčešće koriste razne empirijske formule, od kojih bih izdvojio nekoliko.

Majerova (*Mayer*), koja nam daje sumu isparavanja sa slobodne vodene površine W u toku jednog meseca izražene u milimetrima.

$$W = 2.25(\bar{E} - \bar{e})(5 + \bar{u}) \quad 4d.1$$

gde je :

\bar{E} srednja mesečna vrednost maksimalnog pritiska vodene pare

\bar{e} srednja mesečna vrednost pritiska vodene pare

\bar{u} srednja mesečna vrednost brzine vetra na visini od 10m

Metod transfera mase, gde glavnu ulogu ima razlika između maksimalnog pritiska vodene pare e_s , pri temperaturi morske površine, i pritska vodene pare e sadržane u vazduhu iznad te površine, to jest deficit zasićenosti ($e_s - e$). Po Penmanu imamo da je

$$E = (e_s - e)f(u) \quad 4d.2$$

Gde je E isparavanje $\left[\frac{mm}{dan} \right]$, $e_s - e$ deficit zasićenosti vazduha a $f(u)$ funkcija koja zavisi od vetra.

Po Holtzmanu imamo izraz koji nam daje intenzitet (brzinu) isparavanja u $\left[\frac{g}{scm^2} \right]$

$$E = \frac{0.623K^2\rho(u_2 - u_1)(e_1 - e_2)}{P(\ln \frac{z_1}{z_2})^2} \quad 4d.3$$

Gde su :

e_1 i e_2 pritisci vodene pare na visini z_1 i z_2

u_1 i u_2 brzine vetra u $\left[\frac{cm}{s} \right]$ na visinama z_1 i z_2

P je atmosferski pritisak

ρ gustina vazduha $\left[\frac{g}{cm^3} \right]$

K von Karmanova konstanta

Metod transfera mase nam daje solidan rezultat isparavanja.

Metod bilansa energije nam određuje toplotni bilans primenom zakona o održanju energije u dатoj zapremini vode, što se u slučaju ENSO ciklusa može prihvati jer se topla voda, koja se skuplja u zapadnom Pacifiku, smatra kao jedan približno zatvoreni sistem (mnogi autori vole da kažu da se topla voda nalazi kao zarobljena u kanti ili konzervi).

Energija F_E koja je potrebna da dovede do isparavanja data je sledećom relacijom

$$F_E = F_G + F_A - F_R - F_V \pm F_H \pm F_D \pm F_{DH} \quad 4d.4$$

Gde je:

F_G dolazeće kratkotalan Sunčev zračenje

F_R odbijeno kratkotalan Sunčev zračenje

F_A dugotalan zračenje atmosfere

F_V dugotalan zračenje vode

F_H transfer osetne toplote od vode u atmosferu i obratno

F_D promena akumulisane energije vodene mase

F_{DH} transfer energije između tolog vodenog basena sa okolnom vodom, odnosno horizontalna razmena energije ($F_{DH}=F_{DHLevo}+F_{DHDdesno}$)

Svi članovi imaju dimenzije $\left[\frac{W}{m^2} \right]$, dok intezitet isparavanja dobijamo kao

$$E = \frac{F_E}{\lambda} \left[\frac{kg}{sm^2} \right] \quad 4d.5$$

Gde je λ latentna toplota isparavanja vode i ona iznosi $2.5 \cdot 10^6 \frac{J}{kg}$

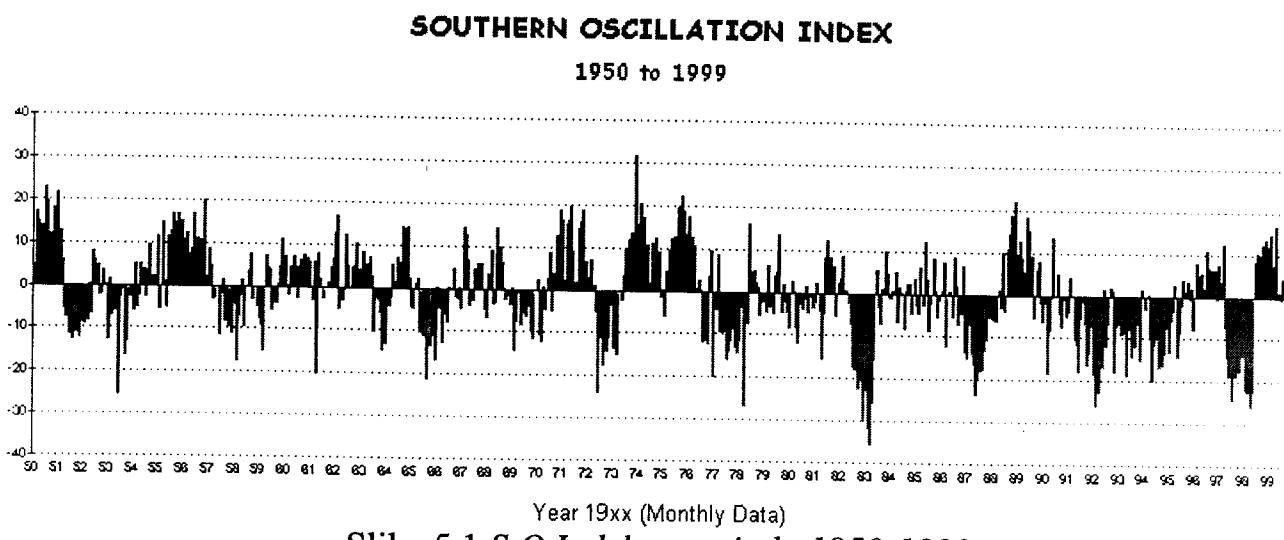
Ovakav metod predstavljanja isparavanja je izuzetno dobar ali su mogućnosti merenja ovih flukseva energija skupe. Opsirnija priča o ovom metodu data je u sekciji 6.

4.e) Promena temperature u površinskom sloju okeana i mora

Kada uzmemo sve dosada nabrojane procese dolazimo do toga da svi oni posredno ili neposredno menjaju temperaturu okeana i mora na samoj površini, odnosno u površinskom sloju. Temperatura površinskog sloja zapadnog Pacifika igra najbitniju ulogu u nastanku ENSO ciklusa, jer kada se ta vodena masa dovoljno zagreje dolazi do razlike u temperaturi sa istočnim Pacifikom za nekih 8 do 10 stepeni. To znači da imamo postojanje gradijenta temperature a samim tim i uslov za postojanje cirkulacije vodene mase od toplijeg ka hladnijem području.

5. Uticaj El Niña na globalnu cirkulaciju

Pored dosada navedenih problema koje stvara ENSO u ekvatornom delu Pacifika, on deluje i van ovih širina. Kao što sam ranije spomenuo na Zemlji postoje mesta na kojima se formiraju razne vazdušne mase. Ta mesta su stalna i u približno određenom godišnjem vremenskom periodu možemo očekivati njihov nastanak a zatim i njihovu cirkulaciju. Ove cirkulacije se dešavaju zbog razlika u potencijalnoj energiji koju poseduju različite vazdušne mase i njihovo težnji za ostvarivanjem minimuma te iste energije, odnosno imamo stalno pretvaranje potencijalne energije u kinetičku i obratno. U normalnim uslovima nad zapadnim Pacifikom vlada nizak a nad istočnim visok pritisak, što dalje diktira kretanje okolnih vazdušnih masa. U uslovima ENSO ciklusa dolazi do promene u rasporedu pritisaka nad spomenutim mestima, što dalje izaziva promenu u cirkulaciji okolnih vazdušnih masa a ta promena deluje na njihove okolne cirkulacije. Tada se posledice ogledaju u sušnim ili preterano kišnim periodima koji nisu karakteristični u to vreme za područja koja su pogodjena ovim promenama. Znači jedna posledica povlači drugu a veće su što je ENSO ciklus intezivniji.



Slika 5.1 S.O.Indeksu periodu 1950-1999

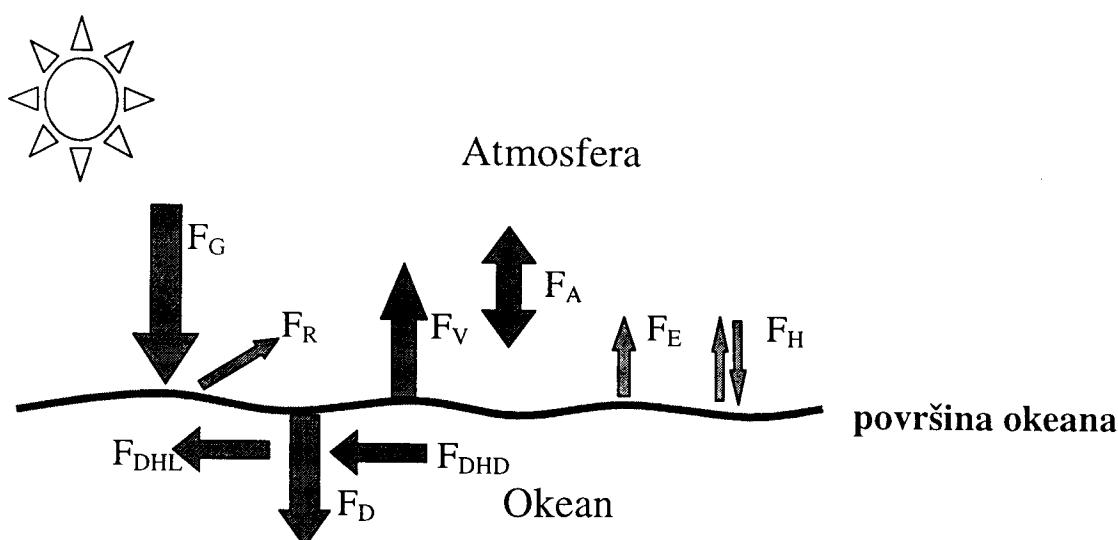
Sa slike 5.1 se vide oscilacije u atmosferskom pritisku od 1950-e do 1999-e godine. Ove oscilacije se zovu **južni oscilatorni indeks** (southern oscillation index), a predstavljaju razliku atmosferskog pritiska nad istočnim i nad zapadnim Pacifikom. Plavom bojom su predstavljene normalne godine, to jest kada je na istoku veći pritisak i zato je taj indeks pozitivan. Crvenom bojom su predstavljene godine ENSO ciklusa, to jest tada je pritisak na zapadu veći od istočnog i zato je taj indeks negativan i što je on veći to je i ENSO ciklus intezivniji. Sa iste slike vidimo da su 1980-a i 1997-a godina bile najintezivnije što se tiče ENSO ciklusa.

6. Metod bilansa energije

Metod bilansa energije je metod koji se zasniva na zakonu održanja energije. Energija koju telo primi jednaka je energiji koje to telo reflektuje, apsorbuje, propusti i izrači ili je transformiše u neki drugi oblik energije.

Kako sam ranije spomenuo ENSO ciklus je poremećaj u energetskom bilansu, odnosno balansu, između atmosfere i ekvatorskog dela Pacifika.

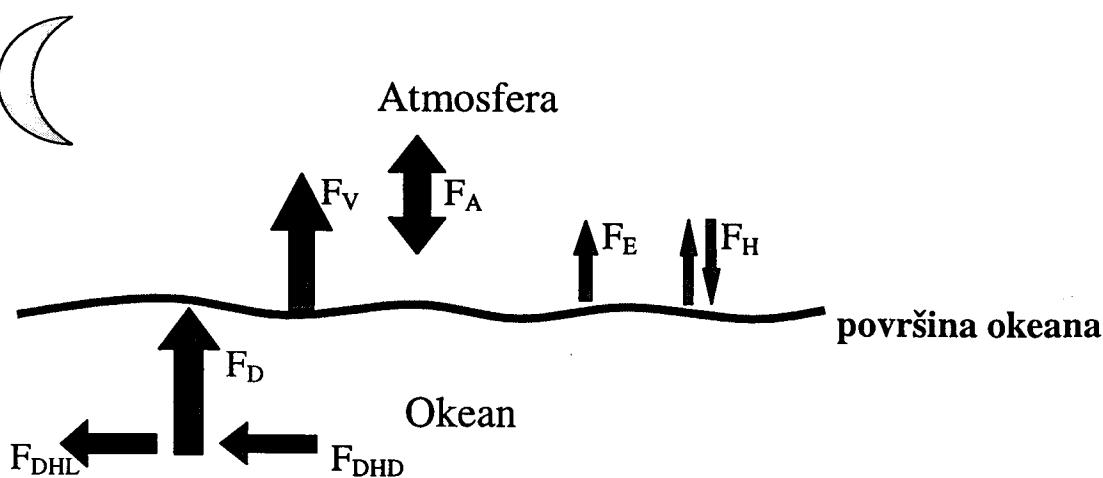
Prvo što radimo, kada imamo ovakav slučaj, je da napišemo jednačine energetskog bilansa između atmosfere i površine okeana. Ove jednačine možemo lako dobiti sa slike 6.1a i 6.1b.



$$F_G + F_A + F_{DHD} = F_R + F_V \pm F_D + F_E \pm F_H + F_{DHL}$$

Slika 6.1a Dnevni bilans energije između atmosfere i okeana.

6.1



$$\pm F_D + F_A + F_{DHD} = F_V + F_E \pm F_H + F_{DHL}$$

Slika 6.1b Noćni bilans energije između atmosfere i okeana.

6.2

U ovim jednačinama vrednosti sa leve strane predstavljaju dobitak energije a sa desne strane gubitak energije za okeansku površinu. Energije su predstavljene u fluksnoj formi, odnosno koliko energije prođe kroz normalnu i jediničnu površinu u jedinici vremena $F = \left[\frac{J}{sm^2} \right] = \left[\frac{W}{m^2} \right]$

Kako u prirodi postoje tri osnovna načina prenosa energije, to onda znači da se i u samim fluksima kriju ovi vidovi prenosa energije.

Osnovni načini prenosa energije su:

Zračenje ili radijacija je takav vid prenosa energije gde svako telo prima energiju na određenoj talasnoj dužini, tada telu raste unutrašnja energija, ali zrači na nekoj drugoj, tada mu se smanjuje unutrašnja energija. Ako nema nekog novog izvora ili ponora energije, telo će tada biti u energetskoj, odnosno toplotnoj ravnoteži. .

Kondukcija ili provođenje je prenos energije s tela na telo ako postoji njihov direktni kontakt i to uvek sa tela više energije, koje je toplije, na telo manje energije, koje je hladnije.

Konvekcija ili strujanje je takav način gde se energija prenosi advekcijom i turbulencijom ali najčešće njihovom zajedničkom kombinacijom.

Ova tri načina prenosa energije su uvek zastupljena, ali u zavisnosti od agregatnog stanja tela u kome posmatramo prenos, neki od datih načina postaju dominantni nad ostalim.

Prilikom dobijanja ovih jednačina pošli smo od pretpostavke da je sredina homogena a to znači da je horizontalni fluks koji predstavlja dobitak jednak horizontalnom fluksu koji predstavlja gubitak energije za datu sredinu, odnosno $F_{DHL}=F_{DHD}$ te se oni poništavaju međusobno.

F_G predstavlja fluks globalnog sunčevog zračenja , F_R je fluks reflektovanog globalnog sunčevog zračenja, F_D je fluks promene akumulisane energije, odnosno fluks topline kroz vodu, F_V je fluks dugotalasnog zračenja čiji je izvor vodena površina a F_A je fluks dugotalasnog zračenja atmosfere. Fluksevi F_E i F_H predstavljaju flukseve latentne i osetne topline, redom.

Često se u rešavanju ovakvih problema uvodi novi fluks F_{NET} , koji predstavlja fluks neto kratkotalasnog zračenja nad nekom površinom i predstavljen je sledećom jednačinom

$$F_{NET} = F_G - F_R = F_G(1 - A) \quad 6.3$$

gde A predstavlja albedo date površine. Albedo je odnos reflektovanog i globalnog fluksa sunčevog zračenja nad datom površinom $A = \frac{F_R}{F_G}$. Predstavlja bezdimenzionu veličinu koja se često izražava u procentima, to jest koliko se procenata upadnog zračenja odbije od površine. Tako na primer za vodenu površinu albedo je

$A \approx 0.04 = 4\%$. Albedo okeanske površine najviše zavisi od zenitnog ugla Sunca Ψ° , odnosno najveći albedo je pri malom a najmanji pri velikom zenitnom uglu Sunca.

[°] Zenitni ugao Sunca Ψ predstavlja ugao pod kojim se vidi Sunce u odnosu na lokalni horizont.

Najznačajniji fluks, što se tiče energetskog sadržaja je F_G koji se prostire kroz atmosferu. Prilikom prolaska kroz atmosferu ovaj fluks se manjim delom rasejava, absorbuje i izrači od strane gasova i raznih aerosola koji čine atmosferu, dok veći deo prolazi do površine Zemlje. Znači da što je manja koncentracija apsorbera i rasejavača u atmosferi, to više energije stiže od vrha atmosfere do površine okeana. Tako da u ekvatorijalnom delu Pacifika, pri maksimalnom zenitnom uglu Sunca Ψ nad datom površinom fluks F_G može iznositi i do 90% od Solarne konstante[◎].

Zbog toga i zbog malog albeda vodenih površina u okolini ekvatora, fluks F_{NET} je osnovni izvor zagrevanja velikih vodenih površina a samim tim ima i najveći uticaj na stvaranja ENSO ciklusa. Fluks F_{NET} nam je poznat jer se meri direktno na meteorološkim stanicama ATLAS. Vrednost ovog fluksa za određenu tačku na datoј površini zavisi od zenitnog ugla Sunca Ψ :

$$\sin \Psi = \sin \varphi \sin \delta_s - \cos \varphi \cos \delta_s \cos \left[\left(\frac{\pi t_{UTC}}{12} \right) - \lambda \right] \quad 6.4$$

Tada je fluks neto zračenja jednak:

$$F_{NET} = F_G (1 - A) \sin \Psi \quad 6.5$$

Pošto se zenitni ugao posmatra u opsegu od 0^0 do 180^0 , vidimo da je fluks F_{NET} najveći pri vrednosti ovog ugla oko 90^0 , to jest u vreme lokalnog podneva a nalmanji je pri ugлу oko 0^0 i 180^0 , odnosno u ranim jutarnjim i kasnim popodnevним časovima.

U jednačini 6.4, φ je geografska širina a λ je geografska dužina mesta i ovi uglovi su izraženi u radijanima[◎]. Simbolom δ_s predstavljamo ugao deklinacije[◎] Sunca koji se dobija po sledećoj jednačini

$$\delta_s = \varphi_r \cos \left[\frac{2\pi(d - d_r)}{d_y} \right] \quad 6.6$$

Sa φ_r je označena geografska širina na kojoj se nalazi granica tropskog pojasa i iznosi $\varphi = 23.45^0 = 0.409 \text{ rad}$, d predstavlja redni broj dana u godini, d_r je dan letnjeg solsticija $d_r = 173$, d_y je prosečan broj dana u godini $d_y = 365,25$.

Sa t_{UTC} smo označili koordinatno vremenski trenutak (*Coordinated Universal Time*) za dato mesto na lokalnom horizontu kome se računa zenitni ugao Ψ i izražen je u časovima (lokalno vreme za datu tačku).

Fluks F_D , je fluks koji se prostire kroz vodu, koja je oko 1000 puta gušća od vazduha, što za posledicu ima postojanje dva dominantna načina prenosa energije i to:

- a) kondukcijom
- b) konvekcijom.

Pošto je površina okeana toplija od njegovog dna, onda se i prenos toplotne energije vrši u ovom pravcu .

[◎] Solarna konstanta je iznos energije koja stiže na gornju granicu atmosfere i iznosi $S_0 \approx 1370 \text{ W/m}^2$.

[◎] Radijalni stepen je jednak $1 \text{ rad} = 1^0 \frac{\pi}{180}$

[◎] Ugao deklinacije Sunca je ugao koji Sunce zaklapa sa ekvatorom i dat je u radijanima.

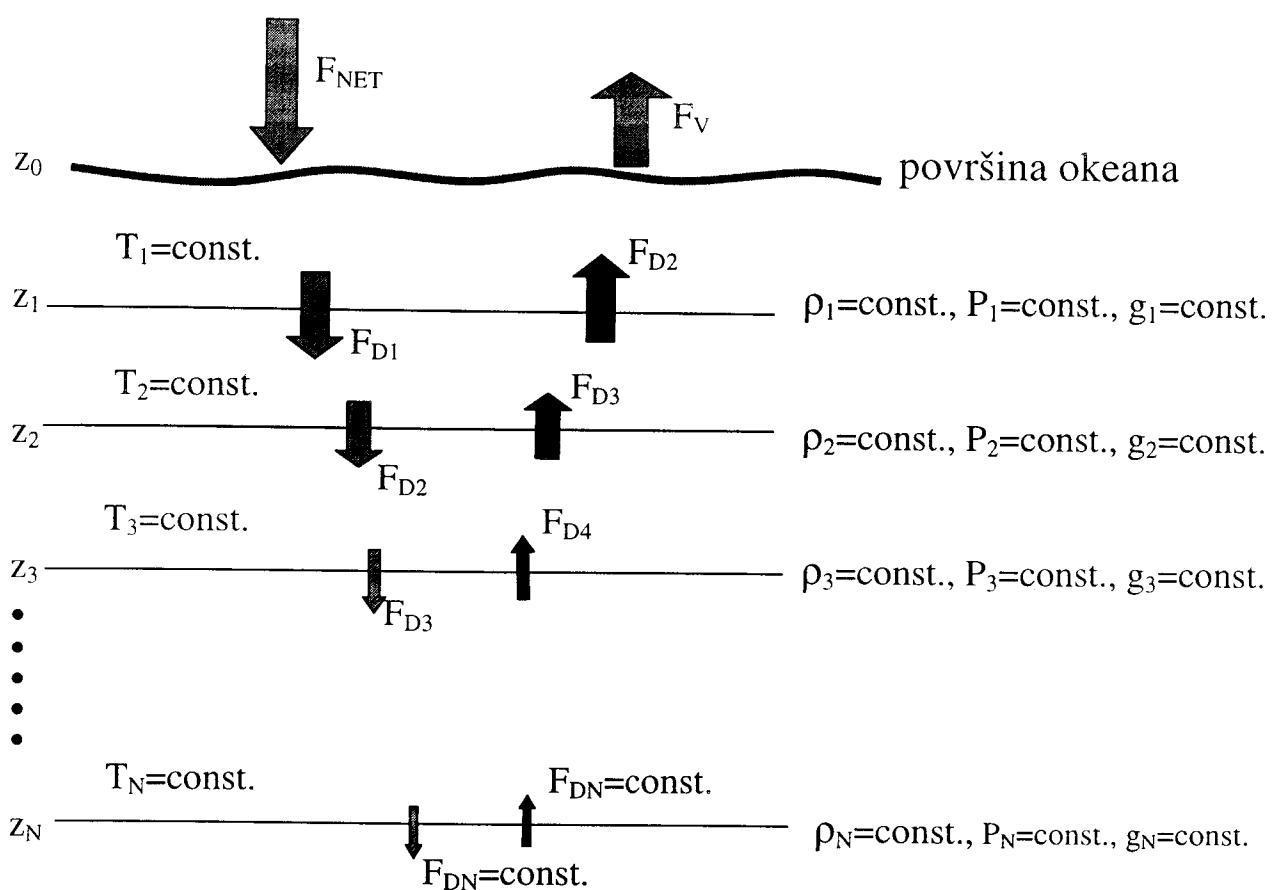
Prvo posmatramo kako se prenosi fluks F_D kroz vodu konduktivnim putem, to jest smatramo da ne postoji strujanje vode. Tada dubinu delimo na slojeve koji su odvojeni paralelnim, izoteričkim, izobarnim i izopotencijalnim linijama, što se na slici 6.2 da videti.

izopotencijala - površina istih vrednosti zemljine teže

izobara - površina istih hidrostatičkih pritisaka

izoterička - površina istih gustina

Crvenom bojom je predstavljen dnevni a plavom nočni pravac kretanja fluksa F_D .



Slika 6.2 Prikaz barotropnog modela.

Ovakav sistem se naziva **barotropni**, jer je hidrostatički pritisak P funkcija samo gustine $P=P(\rho)$, odavde sledi da je $P=\rho g z_i$. gde je i broj slojeva $i=1,2,3,\dots,N$. Ovo je moguće zato što se smatra da svaki sloj ima konstantnu temperaturu vode $T_i=const.$

Fluksevi za date slojeve su:

$$F_i = -\lambda_i \left(\frac{\Delta T}{\Delta z} \right) \quad 6.7$$

gde je λ koeficijent topotne provodljivosti vode i fizički gledano predstavlja onu količinu energije koja prođe kroz vodu za jednu sekundu, na jednom metru i zagreje je za jedan stepen Celzijusove $^{\circ}\text{C}$ ili Kelvinove K skale:

$$\lambda = \left[\frac{J}{smK} \right]$$

Razlika između dva susedna fluksa predstavlja energiju koju dati sloj zadrži i iskoristi je za svoje zagrevanje ili hlađenje, odnosno $\Delta F = \frac{\Delta Q}{\Delta S \Delta t}$ gde je sa $\frac{\Delta Q}{\Delta S \Delta t}$ označen ukupan dobitak ili gubitak toplote u određenoj zapremini po jedinici površine i u jedinici vremena.

$$\frac{\Delta Q}{\Delta S \Delta t} = -C_V \frac{\Delta T}{\Delta t} \Delta z \quad 6.8$$

Ovde je sa C_V predstavljena specifična toplota vode pri konstantnoj zapremini.

Međutim fluks toplote kroz dubinu F_D se prenosi i konvektivnim putem, odnosno turbulentnim transportom toplije površinske vode ka hladnijoj i dubljoj vodi. Turbulencija se javlja zbog postojanja sile viskoznog trenja i zbog promene u gustini površinske vode.

Prvi slučaj se javlja uled dejstva tangencijalnog pritiska veta na površinu vode, koji dovodi do bržeg kretanja površinskog sloja vode od sloja ispod njega i ako imamo prelazak čestica vode iz jednog sloja u drugi imamo i turbulenciju. Postojanje turbulencije ovakvog tipa možemo videti preko Rejnoldsovog broja R_e . Rejnoldsov broj predstavlja odnos inercijalnih sila i sila viskoznosti:

$$R_e = \frac{u \frac{\partial u}{\partial t}}{\nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}} = \frac{\frac{U^2}{L}}{\frac{\nu U}{L^2}} = \frac{UL}{\nu} \quad 6.9$$

Ako je Rejnoldsov broj velik ($R_e > 3000$), imamo strujanje koje je nestabilno to jest turbulenciju.

Drugi slučaj se javlja zbog procesa isparavanja vode sa okeanske površine i zbog velikih kiša, koje su u oblastima oko ekvatorijalnog Pacifika dosta intezivne. Površinski sloj koji isparava postaje teži od sloja vode ispod njega te zato tone a sloj koji je bio pod njim se diže gore. Tada imamo stalni transport vodene mase od gore na dole i obratno, odnosno turbulenciju. S druge strane velike količine kiše koje se izluče nad nekom površinom čine da voda na tom mestu bude ređa od okolne i uspostavlja se lokalna cirkulacija koja je neuređena, što je osnovna karakteristika turbulentnog kretanja.

Ovakve promene u gustini morske vode se definišu preko *saliniteta* i kao što sam ranije naglasio sloj u kome se javlja veliki diskontinuitet u gustini morske vode se zove termoklina. Dubina termokline je u stvari dubina do koje postoji ovakva intezivna turbulentna cirkulacija.

Potpuno rešavanje turbulencije je za sada nemoguće ali se pribegava približnim rešenjima. Ako nemamo advektivni priliv ili odliv toplote onda možemo kazati da je lokalna promena temperature sloja vode prikazana preko vertikalnog gredijenta fluksa F_D data preko jednačine

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} F_D \quad 6.10$$

gde je K koeficijent turbulentnog mešanja i njegovo potpuno definisanje predstavlja najveći problem jer je ovaj koeficijent funkcija prostornih koordinata i vremena $K = K(x, y, z, t)$.

Zakon koji opisuje turbulenciju preko ovog koeficijenta je Fikov zakon difuzije.

Fluks F_V predstavlja dugotalasno zračenje vodene površine i ovaj fluks nam pokazuje koliko vodena masa izgubi od svoje unutrašnje (toplotne) energije. Njega računamo preko Štefan-Bolcmanovog zakona, koji nam govori da je energija koju telo zrači sa jedinične površine u jedinici vremena srazmerna četvrtom stepenu absolutne[©] temperature tela koje zrači:

$$F_V = \epsilon_{Vod} \sigma T_{Vod}^4 \quad 6.11$$

gde je sa ϵ_{Vod} označen koeficijent emisivnosti tela, to jest u našem slučaju morske vode. Emisivnost predstavlja bezdimenzionalni broj koji nam govori koliko telo koje zrači na absolutnoj temperaturi ostupa od zračenja absolutnog crnog tela koje bi zračilo na toj temperaturi. Uzimamo da je emisivnost morske vode $\epsilon_{Vod} = 0.98$.

Sa σ je obeležena Štefan-Bolcmanova konstanta koja iznosi $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$.

Fluks dugotalasnog zračenja atmosfere F_A se takođe računa pomoću Štefan-Bolcmanovog zakona. Koeficijent emisivnosti atmosfere je složene prirode, jer je sastav atmosfere promenljiv u pogledu sadržaja vodene pare koja je izuzetno dobar apsorber dugotalasnog zračenja koje emituje neka površina. Pored vodene pare dobar apsorber dugotalasnog zračenja je i ugljen-diooksid CO_2 .

Postoje razne empirijske formule za dobijanje fluksa F_A a najčešće korišćena je

$$F_A = \epsilon_{Vaz} \sigma T_{Vaz}^4 \quad 6.12$$

gde je koeficijent emisivnosti vazduha ϵ_{Vaz} dat preko empirijske relacije koja zavisi od pritiska vodene pare (e) u atmosferi.

$$\epsilon_{Vaz} = 0.056 + 0.065\sqrt{e} \quad 6.13$$

Brojne vrednosti flukseva F_V i F_A su približno iste, što za posledicu ima da se ova dva fluksa skoro poništavaju međusobno.

Ako pogledamo sve flukse vidimo da su fluksevi F_V i F_E direktno vezani za oduzimanje toplotne energije vodenoj masi, dok se fluks F_H pojavljuje kao posledica postojanja fluksa F_V i F_A . Fluksevi F_V i F_E predstavljaju hlađenje okeanske površine Pacifika, a ujedno za atmosferu u tom regionu predstavljaju energetski dobitak. Ovaj dobitak se manifestuje u zagrevanju vazdušne mase jer se prilikom apsorcije dugotalasnog zračenja, koje emituje vodena površina, atmosfera zagreva dok se procesom kondenzacije vodene pare oslobođa ista količina energije koja je bila potrošena za njeno isparavanje. Iz ovoga možemo izvući par ključnih razloga nastajanja ENSO ciklusa.

Kao prvo mi smatramo da se topla vodena masa, koja se formira u zapadnom delu ekvatorijalnog Pacifika, može smatrati kao neka vrsta zatvorenog vodenog bazena. To znači da je horizontalna divergencija temperature vode ovde slabo izražena. Iz tog razloga možemo smatrati da su fluksevi F_V i F_E iz ovog vodenog bazena osnovni načini

[©] Apsolutna temperatura tela je ona temperatura koju telo poseduje u momentu posmatranja.

na koji se on hlađi to jest koliko mu se svakodnevno oduzima energije koju taj vodenim bazenima prima preko fluksa F_{NET} i akumuliše je preko fluksa F_D u vidu tople vode. Kao druga vodena para je izuzetno dobar apsorber dugotalasnog zračenja. Zbog toga i zbog njenog velikog i kontinualnog sadržaja u vazduhu iznad okenske površine, apsorpcija dugotalasnog zračenja vodene površine je dosta izražena, što za posledicu ima da je atmosfera u tom delu pretežno nestabilna.

Kao treće mi posmatramo intezitet (brzinu) procesa isparavanja, odnosno posmatramo koliko će kilograma vode ispariti sa jedinične površine u jedinici vremena a samim tim možemo da pratimo i promenu površine (dS) sa koje se vrši isparavanje. Ovo nam je vrlo bitno jer se za prognozu ENSO ciklusa najviše posmatra promena površine tople vode u zapadnom Pacifiku.

Fluks F_E se prenosi kroz atmosferu konvektivnim putem i to advekcijom i turbulencijom.

Fluks F_E predstavljamo preko sledeće jednačine

$$F_E = \lambda E \quad 6.14$$

Ovde λ predstavlja latentnu toplotu isparavanja i iznosi $\lambda = 2.5 \cdot 10^6 \frac{J}{kg}$

dok E predstavlja brzinu isparavanja

$$E = \frac{F_E}{\lambda} \left[\frac{kg}{m^2 s} \right]$$

Ako predstavimo intezite isparavanja vode u milimetrima po jediničnoj površini i u jedinici vremena onda imamo da je

$$E = \left[\frac{mm}{m^2 s} \right]$$

Ovakav prikaz nam je bitan, jer kako sam ranije spomenuo, vodena površina je u oblasti zapadnog Pacifika viša u odnosu na istočni Pacifik oko jednog metra. Tada posmatrajući intezitet isparavanja pratimo kako nam se menjaju površine, odnosno visine u datim oblastima Pacifika.

Fluks osetne topline F_H se prenosi od okeanske površine u atmosferu ili obratno. On se takođe prenosi advekcijom i turbulencijom. U zavisnosti od stratifikacije atmosfere može biti pozitivan kada hlađi ili negativan kada greje datu površinu.

Generalno gledano fluksevi F_V , F_A , F_E i F_H određuju koliko će energije od F_{NET} ostati za zagrevanje vodene mase. Pošto nam je fluks F_{NET} poznat iz merenja i ako uspemo da izračunamo ostale flukseve, možemo pronaći koliki je fluks F_D koji zagreva vodenu masu.

6.1. Računanje flukseva latentna i osetne topote

Ove flukseve tražimo pomoću teorije sličnosti čiji su tvorci Monin i Obuhov . Osnovna ideja teorije sličnosti, po kojoj je i dobila naziv, se zasniva da se fluksevi u stratifikovanim[®] fluidima dobiju isto kao i u slučaju homogenog i izotropnog (neutralno stratifikovanog) fluida, ali pomnožen sa univerzalnom funkcijom odnosa visine i karakterističnog dužinskog razmara $\Phi\left(\frac{z}{L}\right) = \Phi(\xi)$.

Jednačinu za računanje vertikalnih flukseva u stratifikovanim fluidima možemo napisati u sledećem obliku

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \frac{\Phi_s(\xi)}{z} \quad 61.1$$

gde je:

S srednja veličina, koja može biti:

- a) Sve tri komponente brzine kretanja vazduha: longitudinalna U , latitudalna V i vertikalna komponenta brzine W .
- b) Potencijalna temperatura Θ .
- c) Vodena para Q .
- d) Pasivne čestice N .

P_{RT} je *Prandtlov turbulentni broj* koji ima negativan znak ukoliko je izvor veličine čiji fluks tražimo površina a te veličine su temperatura,vлага i razne pasivne čestice[®] i brojna vrednost mu je 0.74. Pozitivan znak i brojnu vrednost od 1, uzima ukoliko je izvor veličine čiji fluks tražimo iznad površinskog sloja a to su sve tri komponente brzine.

k je *Von Karmanova konstanta* čija se vrednost kreće između 0.32 do 0.42, mada se najčešće uzima 0.4 što ćemo i mi da prihvatimo.

S_τ predstavlja karakteristični razmer neke veličine i on se predstavlja kao odnos Rejnoldsovog člana[®] te veličine i brzine trenja.

$$S_\tau = \frac{\overline{ws_0}}{u_\tau} \quad 61.2$$

Odavde vidimo da će fluksevi koje želimo naći biti u stvari skriveni u datim karakterističnim razmerima, odnosno u Rejnoldsovim članovima $\overline{ws_0}$. Zato ćemo na dalje da Rejnoldsove članove nazivamo fluksevima, koji to još dimenziono nisu, radi lakšeg praćenja toka rada.

Funkcija $\Phi_s\left(\frac{z}{L}\right) = \Phi_s(\xi)$ predstavlja bezdimenzionu univerzalnu funkciju odnosa visine na kojoj tražimo fluks z i vertikalnog dužinskog razmara L .

[®]Stratifikovani fluidi su oni u kojem postoji nehomogenost u poljima temperature i gustine.

[®] Pasivne čestice su čestice koje dospevaju u atmosferu na razne načine ali ne utiču na kretanje vazdušnih masa.

[®] Rejnoldsovi članovi se pojavljuju kao posledica razlaganja trenutnih vrednosti na srednje vrednosti i fluktuacije.

Generalno gledano ako nam je poznat vertikalni gradijent neke srednje veličine i ako uspemo da odredimo oblik bezdimenzione funkcije $\Phi(\xi)$, teorija sličnosti nam tada omogućava da izračunamo vertikalne turbulentne flukse date veličine.

Teorija sličnosti Monina i Obuhova važi samo u sloju konstantnih flukseva. Taj sloj čini oko 10 % od ukupnog planetarnog graničnog sloja^⑨.

Sloj konstantnih flukseva podleže logaritamskoj raspodeli i delimo ga na podslojeve, tako da u svakom od ovih podslojeva postoji transport flukseva koji su konstantni za određene podslojeve. U podsloju z_1 posoji transport flukseva koji je konstantan samo za podsloj z_1 , u podsloju z_2 postoji transport flukseva koji je konstantan samo za podsloj z_2 i tako redom za sve podslojeve koji čine sloj konstantnog fluksa.

Osnovni problem u njihovoј teoriji je bio u pronalaženju dužinskog razmera L , koji bi bio jedinstven za sve flukseve. Dužinski razmer u stvari predstavlja visinu sloja konstantnog fluksa.

Monin i Obuhov su predložili da određujući parametri koji reprezentuju dužinski razmer budu parametri koji utiču na stvaranje turbulentne kinetičke energije (*TKE*) u stratifikovanoj atmosferi.

Ovi parametri su:

- a) brzina trenja u_τ
- b) vertikalni fluks osetne toplove $\overline{w\theta_0}$
- c) parametar rada sile potiska β_g

Brzina trenja u_τ opisuje uticaj hrapavosti površine na stvaranje i brzinu turbulentnih vrtloga, odnosno pokazuje nam kako vertikalno smicanje brzine vetra utiče na stvaranje turbulencije.

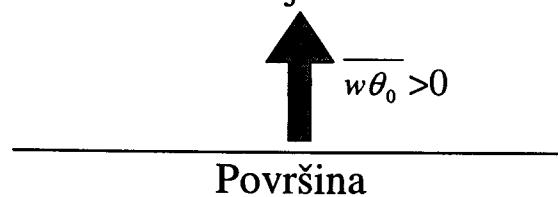
$$u_\tau^2 = K_m \frac{dU}{dz} = \overline{uw} \quad 61.3$$

Gde je sa K_m označen koeficijent turbulentnog mešanja, a \overline{uw} predstavlja vertikalni fluks količine kretanja longitudinalne komponente brzine.

Vertikalni fluks osetne toplove $\overline{w\theta_0}$ predstavlja izvor ili ponor *TKE*. Dali će prestavljati izvor ili ponor zavisi od toga kako je usmeren ovaj fluks.

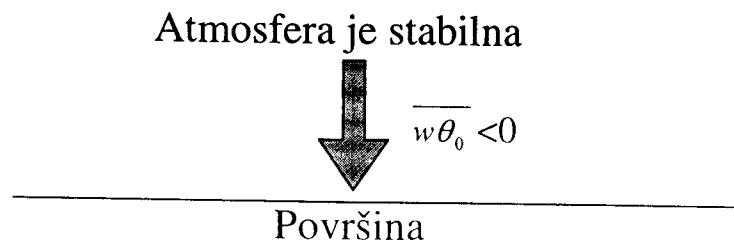
Ako je fluks $\overline{w\theta_0}$ usmeren od površine ka atmosferi onda imamo nestabilnu atmosferu, odnosno potencijalna temperatura vazduha opada sa visinom i tada ovaj fluks predstavlja izvor *TKE*.

Atmosfera je nestabilna



^⑨ Planetarni granični sloj (PGS) je sloj atmosfere u kome se oseća uticaj površine na kretanje vazduha, odnosno uticaj sile trenja F_{TR} .

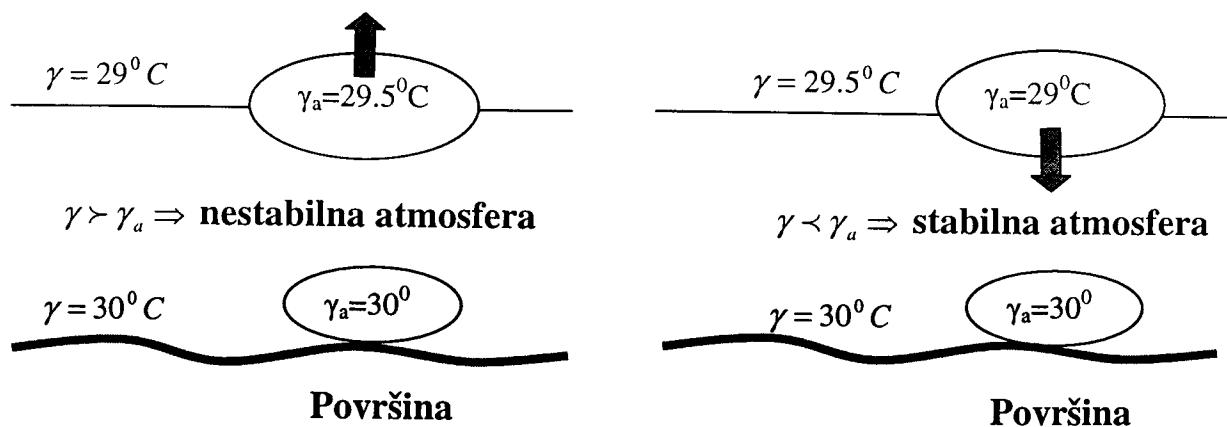
Ako imamo slučaj da je fluks osetne topote $\overline{w\theta_0}$ usmeren iz atmosfere ka površini imamo stabilnu atmosferu, odnosno to je slučaj kada nam potencijalna temperatura vazduha raste sa visinom a kao posledicu toga imamo ponor TKE .



Kod parametara rada sile potiska βg , β je $\beta = \frac{1}{\Theta_0}$, gde Θ_0 predstavlja karakterističnu vrednost potencijalne temperature vazduha i iznosi $\Theta_0=300^0K$, a g je gravitaciono ubrzanje ukupne sile zemljine teže \vec{Q}_φ .

Kao što se vidi sa slikom pre računanja vertikalnog fluksa osetne topote F_H vrlo nam je bitno da odredimo stratifikaciju atmosfere. Stratifikaciju određujemo preko odnosa gradijenata temperature okolnog vazduha γ i suvoadijabatskog temperaturnog gradijenta delića vazduha γ_a .

Tako da nestabilno stratifikovanu atmosferu imamo kada je $\gamma > \gamma_a$, dok stabilno stratifikovanu atmosferu imamo kada je $\gamma < \gamma_a$ što se sa slike 61.1 da videti.



Slika 61.1 Prikaz nestabilne i stabilne stratifikacije atmosfere.

Konačno funkcionala zavisnost vertikalnog dužinskog razmora L preko ovih parametara izgleda

$$L = f(\overline{w\theta_0}, \beta g, u_r)$$

Dalji postupak se svodi na dimenzionu analizu pomoću koje dobijamo kolika je vrednost L :

$$\overline{w\theta_0} = LT^{-1}K; \quad \beta g = K^{-1}LT^{-2}; \quad u_\tau = LT^{-1}$$

$$L = \text{const.} [LT^{-1}K]^a [K^{-1}LT^{-2}]^b [LT^{-1}]^c$$

za $L \Rightarrow 1 = a + b + c$

za $T \Rightarrow 0 = -a - 2b - c$

za $K \Rightarrow 0 = a - b$

Iz ove tri jednačine dobijamo vrednosti za eksponente a, b i c
 $a = -1; b = -1; c = 3$. Sledi da je L jednako

$$L = \frac{u_\tau^3}{k\beta g \overline{w\theta_0}} \quad 61.4$$

Pošto nam treba prikaz vertikalnog dužinskog razmara preko virtuelne temperature, onda vršimo sledeću zamenu

$$T_v = T(1 + 0.608q) = \theta_0(1 + 0.608q_0), \text{ tako da vertikalni fluks osetne topote sada izgleda}$$

$$\overline{w\theta_0} \Rightarrow \overline{wT_v} = \overline{w\theta_0} + \theta_0 0.608 \overline{wq_0}$$

Konačni oblik vertikalnog dužinskog razmara je

$$L = \frac{u_\tau^3}{k\beta g \overline{wT_v}} = \frac{u_\tau^3}{k\beta g (\overline{w\theta_0} + \theta_0 0.608 \overline{wq_0})} \quad 61.5$$

Sada možemo pristupiti integraljenju jednačine 61.1 od z_{0s} do z , gde z_{0s} predstavlja visinu trenja i nju moramo znati pre početka integracije. Kako iznad same površine prvo postoji viskozni sloj u kome je osnovni način prenosa svih flukseva konduktivnim putem, odnosno molekularna difuzija, onda slobodno možemo kazati da je u tom sloju konvekcija jednaka nuli.

Viskozni sloj za vodenu površinu je veoma mali i reda je od 10^{-4} m do 10^{-5} m.

Na visini z_{0s} se završava viskozni sloj a počinje sloj konstantnog fluksa u kome su osnovni načini prenosa flukseva F_H i F_A molekularna difuzija i vertikalni turbulentni transport. Sada možemo dati još bolju definiciju za sloj konstantnog fluksa koja glasi da je to sloj u kome je zbir molekularnog i turbulentnog transporta konstantan.

Visinu trenja z_{0s} nalazimo iz merenja vertikalnog profila veta iznad površine za koju želimo da odredimo ovu visinu. Iznad vodene površine visina trenja se dobija iz jednačine *Charnock*, koja je dobijena na osnovu mnogobrojnih merenja.

$$z_{0m} = 0.015 \frac{u_\tau^2}{g} \quad 61.6$$

Rešenje jednačine 61.1

Prvo ispisujemo karakteristične razmere za flukseve koji su nam potrebni. Karakteristični razmer longitudinalne komponente brzine M_{x_τ}

$$M_{x_\tau} = \frac{\overline{wu_0}}{\overline{u_\tau}}$$

Karakteristični razmer latitudalne komponente brzine M_{v_τ}

$$M_{v_\tau} = \frac{\overline{wv_0}}{\overline{u_\tau}}$$

Karakteristični razmer potencijalne temperature Θ_τ

$$\Theta_\tau = \frac{\overline{w\theta_0}}{\overline{u_\tau}}$$

Karakteristični razmer za specifičnu vlažnost vazduha Q_τ

$$Q_\tau = \frac{\overline{wq_0}}{\overline{u_\tau}}$$

$$[S(z) - S(z_{0s})] = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \int_{z_{0s}}^z \frac{1 - 1 + \Phi_s(\xi)}{z} dz = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \left[\int_{z_{0s}}^z \frac{dz}{z} - \int_{\xi_{0s}}^\xi \frac{1 - \Phi_s(\xi)}{\xi} d\xi \right] \quad 61.7$$

Prvi integral na desnoj strani jednačine predstavlja rešenje za neutralno stratifikovanu atmosferu, odnosno za neutralnu stratifikaciju $\xi = \frac{z}{L} \rightarrow 1$ a samim tim i funkcija $\Phi(\xi) \rightarrow 1$ tako da u ovom slučaju zanemarujemo drugi interal.

Posle integracije imamo da je

$$[S(z) - S(z_{0s})] = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \left[\ln \frac{z}{z_{0s}} \right]$$

Kako je brzina veta na visini trenja z_0 jednaka nuli, onda posle integracije članovi $U(z_0)$ i $V(z_0)$ ne postoje.

Jednačine za neutralnu stratifikaciju prikazane preko karakterističnih razmara tada izgledaju:

$$\begin{aligned} U(z) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \frac{\overline{wu_0}}{\overline{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} \right] \\ V(z) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \frac{\overline{wv_0}}{\overline{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} \right] \\ \Theta(z) - \Theta(z_{0q}) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \frac{\overline{w\theta_0}}{\overline{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0h}} \right] \\ Q(z) - Q(z_{0q}) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \frac{\overline{wq_0}}{\overline{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0q}} \right] \end{aligned}$$

Kako je neutralna stratifikacija vrlo retka pojava za atmosferu, ostaje nam da rešimo drugi integral u jednačini 61.7. Njegovo rešenje možemo dobiti ako funkciju $\Phi_s(\xi)$ zamenimo aproksimativnim izrazom koja za nestabilnu stratifikaciju izgleda

$$\Phi_s = (1 + a_s \cdot \xi)^{-\frac{1}{3}} \quad 61.8$$

gde je vrednost parametra a_s za brzinu $a_m = 11.5$ a za toplotu, vlagu i pasivne supstance $a_h, a_q, a_n = 16.5$.

Ova aproksimacija je dobijena na osnovu rezultata koji je sproveden u Kanzasu i koji je potvrdio funkcionisanje Monin-Obuhove teorije sličnosti.

Prvo što radimo je da uvedemo smenu

$$x = (1 + a_s \xi)^{\frac{1}{3}} \Rightarrow \xi = \frac{(x^3 - 1)}{a_s} \Rightarrow d\xi = \frac{3x^2}{a_s} dx$$

Tako da drugi integral u jednačini C1.7 sada izgleda

$$-\int_{\xi_{os}}^{\xi} \frac{1 - \Phi_s(\xi)}{\xi} d\xi = -\int_{x_{os}}^x \frac{1 - x^{-1}}{x^3 - 1} a_s \frac{1}{a_s} 3x^2 dx = -\int_{x_{os}}^x \frac{3x(x-1)}{(x-1)(x^2+x+1)} dx = -\int_{x_{os}}^x \frac{3x}{x^2+x+1} dx$$

$$\text{vršimo promenu zapisa polinoma } x^2 + x + 1 = \frac{1}{4}[(2x+1)^2 + 3]$$

gde uvodimo novu smenu

$$t = 2x + 1 \Rightarrow x = \frac{1}{2}(t - 1)$$

$$\frac{dt}{2} = dx$$

$$-\int_{x_{os}}^x \frac{3x}{x^2+x+1} dx = -\int_{t_{os}}^t \frac{\frac{3}{2}(t-1)}{\frac{1}{4}[t^2+3]} \frac{dt}{2} = -\int_{t_{os}}^t \frac{3}{4} \frac{t-1}{[t^2+3]} dt = -\frac{3}{4} \left[\int_{t_{os}}^t \frac{tdt}{\frac{1}{4}[t^2+3]} - \int_{t_{os}}^t \frac{dt}{\frac{1}{4}[t^2+3]} \right]$$

za prvi integral uvodimo novu smenu

$$m = \frac{1}{4}[t^2 + 3] \Rightarrow 2dm = tdt$$

tako da je njegovo rešenje

$$-\frac{3}{2} \int_{m_{os}}^m \frac{dm}{m} = -\frac{3}{2} \ln \frac{m}{m_{os}} = -\frac{3}{2} \ln \frac{\frac{1}{4}[t^2+3]}{\frac{1}{4}[t_{os}^2+3]} = -\frac{3}{2} \ln \frac{\frac{1}{4}[(2x+1)^2+3]}{1} = -\frac{3}{2} \ln \frac{x^2+x+1}{4[(2x_{os}+1)^2+3]}$$

rešenje drugog integrala predstavlja rešenje tabličnog integrala

$$\frac{3}{4} \int_{t_{os}}^t \frac{dt}{\frac{1}{4}[t^2+3]} = 3 \int_{t_{os}}^t \frac{dt}{t^2+(\sqrt{3})^2} = \frac{3}{\sqrt{3}} \left[\arctg \frac{t^2}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{t_{os}^2}{\sqrt{3}} \right] = \sqrt{3} \left[\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{os}+1}{\sqrt{3}} \right]$$

Konačni izgled rešenja jednačine 61.7 je dat u sledećoj formi

$$[S(z) - S(z_{os})] = \pm \frac{P_{KT}}{k} S_t \left[\ln \frac{z}{z_{os}} - \frac{3}{2} \ln \frac{x^2+x+1}{x_{os}^2+x_{os}+1} + \sqrt{3} \left(\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{os}+1}{\sqrt{3}} \right) \right] \quad 61.9$$

Jednačine za nestabilnu stratifikaciju koje su mi potrebne su:

$$\begin{aligned}
 U(z) &= \frac{1}{k} \overline{\frac{wu_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \frac{3}{2} \ln \frac{x^2 + x + 1}{x_{0m}^2 + x_{0m} + 1} + \sqrt{3} \left(\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{0m}+1}{\sqrt{3}} \right) \right] \\
 V(z) &= \frac{1}{k} \overline{\frac{wv_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \frac{3}{2} \ln \frac{x^2 + x + 1}{x_{0m}^2 + x_{0m} + 1} + \sqrt{3} \left(\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{0m}+1}{\sqrt{3}} \right) \right] \\
 \Theta(z) - \Theta(z_{0m}) &= \frac{1}{k} \overline{\frac{w\theta_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \frac{3}{2} \ln \frac{x^2 + x + 1}{x_{0m}^2 + x_{0m} + 1} + \sqrt{3} \left(\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{0m}+1}{\sqrt{3}} \right) \right] \\
 Q(z) - Q(z_{0q}) &= \frac{1}{k} \overline{\frac{wq_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0q}} - \frac{3}{2} \ln \frac{x^2 + x + 1}{x_{0q}^2 + x_{0q} + 1} + \sqrt{3} \left(\arctg \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctg \frac{2x_{0q}+1}{\sqrt{3}} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Za stabilno stratifikovanu atmosferu uvodimo aproksimaciju za funkciju $\Phi_s(\xi)$

$$\Phi_s(\xi) = 1 + 5\xi = 1 + 5 \frac{z}{L} \quad 61.10$$

Zbog jednostavnosti ove aproksimacije možemo odmah pristupiti rešenju jednačine 61.1.

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \frac{\Phi_s(\xi)}{z} = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \frac{(1 + 5 \frac{z}{L})}{z}$$

Nakon integracije u granicama od visine trenja z_{0S} do visine z dobijamo

$$S(z) - S(z_{0S}) = \pm \frac{P_{RT}}{k} S_\tau \left[\ln \frac{z}{z_{0S}} + 5 \frac{1}{L} (z - z_{0S}) \right] \quad 61.11$$

Jednačine za stabilnu stratifikaciju su:

$$\begin{aligned}
 U(z) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \overline{\frac{wu_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} + 5 \frac{1}{L} (z - z_{0m}) \right] \\
 V(z) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \overline{\frac{wv_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} + 5 \frac{1}{L} (z - z_{0m}) \right] \\
 \Theta(z) - \Theta(z_{0q}) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \overline{\frac{w\theta_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0h}} + 5 \frac{1}{L} (z - z_{0h}) \right] \\
 Q(z) - Q(z_{0q}) &= \pm \frac{P_{RT}}{k} \overline{\frac{wq_0}{u_\tau}} \left[\ln \frac{z}{z_{0q}} + 5 \frac{1}{L} (z - z_{0q}) \right]
 \end{aligned}$$

Prilikom rešavanja jednačina za nestabilnu i stabilnu stratifikaciju pojavljuje se problem zato što se nepoznate veličine nalaze kao argumenti transcedetalnih funkcija. Jedini mogući način da se reši ovaj problem je da se primeni iterativni postupak. Iterativni postupak je u stvari postupak u kome mi prvo zadamo početnu vrednost nepoznatih funkcija, broj iteracija i željenu vrednost apsolutne greške između iteracija. Konkretno u našem slučaju imamo problem sa rešavanjem vertikalnog dužinskog razmera L :

$$L = \frac{u_\tau^3}{k\beta g(\overline{w\theta_0} + 0.608\theta_0 \overline{wq_0})}$$

Nepoznate funkcije su $u_\tau, \overline{w\theta_0}, \overline{wq_0}$ i njih zadajemo u prvoj iteraciji. Pri tom vodimo računa da njihove brojne vrednosti budu karakteristične za neutralnu stratifikaciju. Odnosno, uzimamo da je $\overline{w\theta_0} = 0, \overline{wq_0} = 0$ i $u_\tau = 0.00001$.

Posle prve iteracije mi dobijamo vrednosti za $u_\tau, \overline{w\theta_0}, \overline{wq_0}$, koje se sada koriste u drugoj iteraciji i tako redom dok se ne dobije željena tačnost.

Broj iteracija i vrednost apsolutne greške između dve iteracije korigujemo tako da nam ne zauzme puno računskog vremena u računaru.

Kako su nam fluksevi $\overline{w\theta_0}, \overline{wq_0}$ na visini trenja z_{0S} jednaki nuli zbog toga što smatramo da nam je vertikalna brzina na tom mestu jednaka nuli, mi u fortranskom programu moramo računati recipročnu vrednost vertikalnog dužinskog razmera. Odnosno imam da je

$$\frac{1}{L} = \frac{k\beta g(\overline{w\theta_0} + 0.608\theta_0 \overline{wq_0})}{u_\tau^3}$$

Da bi dimenziono dobili fluks osetne topote F_H , mi Rejnoldsov član $\overline{w\theta_0}$ odnosno $\overline{wT_v}$ množimo sa gustom vazduha ρ_0 i specifičnom topotom vazduha pri konstantnom pritisku C_p , odnosno imamo da je

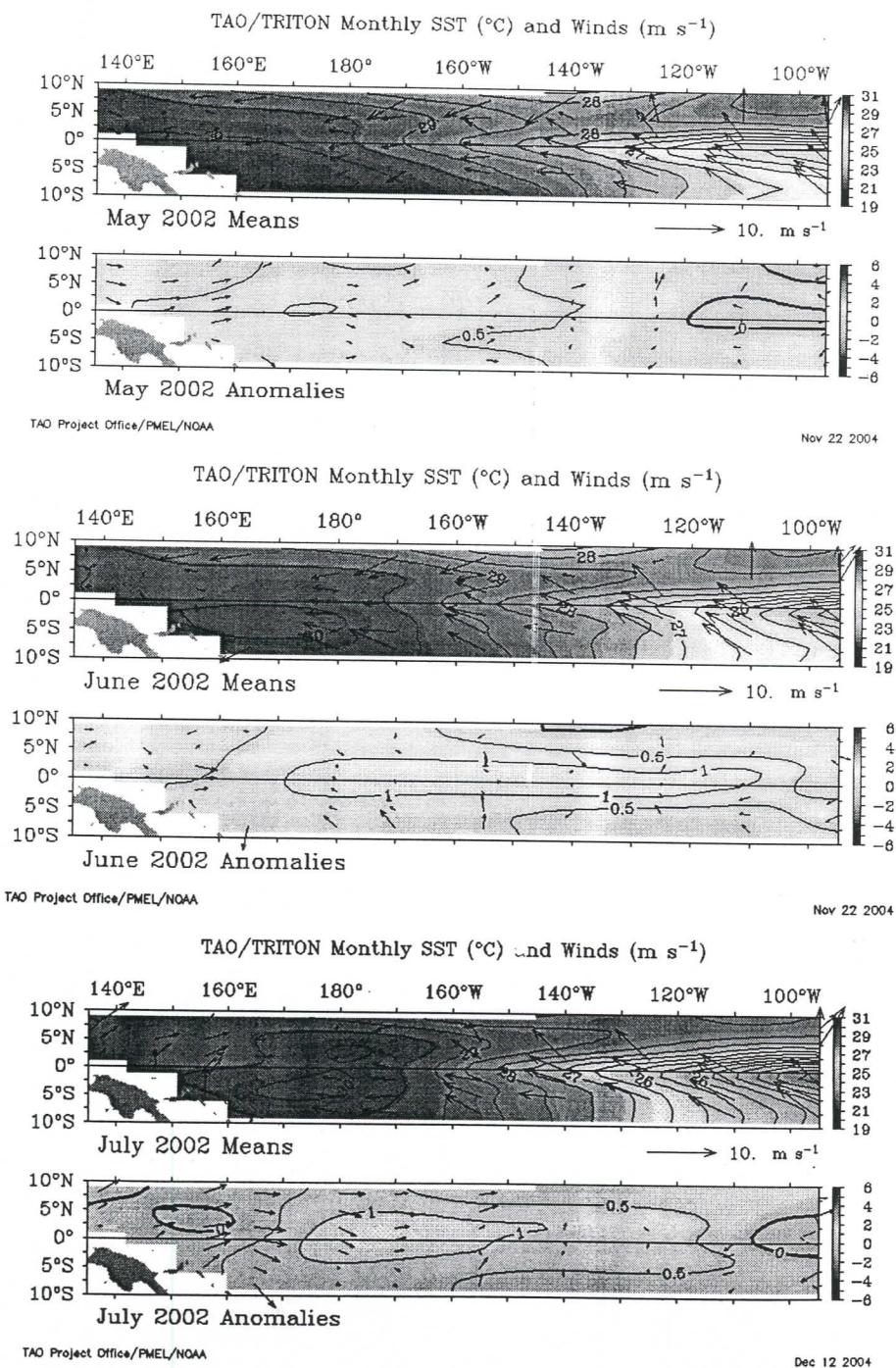
$$F_H = \rho_0 C_p \overline{w\theta_0} = \left[\frac{kg}{m^3} \frac{J}{kgK} \frac{m}{s} K \right] = \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad 61.12$$

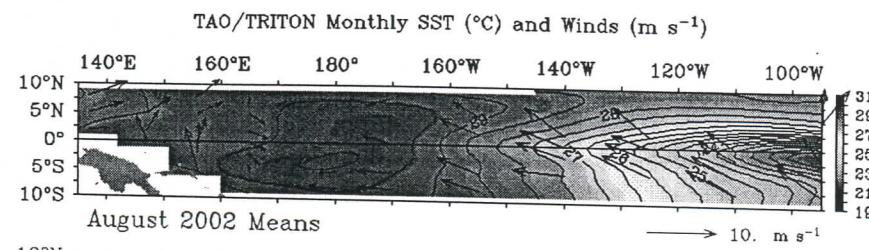
Fluks latentne topote F_E dobijamo tako što Rejnoldsov član $\overline{wq_0}$ množimo sa gustom vazduha ρ_0 i koeficijentom latentne topote isparavanja λ , tako da je

$$F_E = \rho_0 \lambda \overline{wq_0} = \left[\frac{kg}{m^3} \frac{J}{kg} \frac{m}{s} \frac{kg}{kg} \right] = \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad 61.13$$

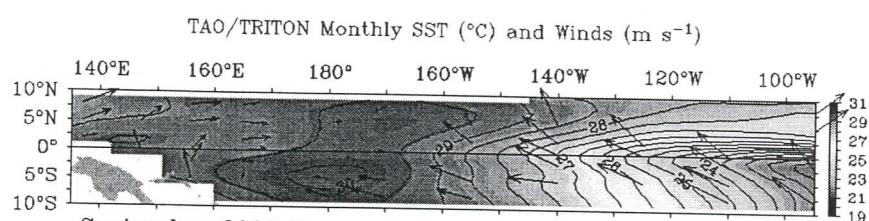
7. Numerička analiza isparavanja kod ENSO ciklusa za period od 20-22.07. 2002 godine

Poslednji ENSO ciklus se dogodio krajem 2002 godine. Nije bio jakog inteziteta jer je anomalija (odstupanje od prosečne vrednosti) temperature površine okeana za vreme ENSO ciklusa bila oko 2°C , što se da videti na datim slikama. I pored toga je ipak izazvao određene posledice u datom regionu a samim tim i u globalnoj cirkulaciji atmosfere.

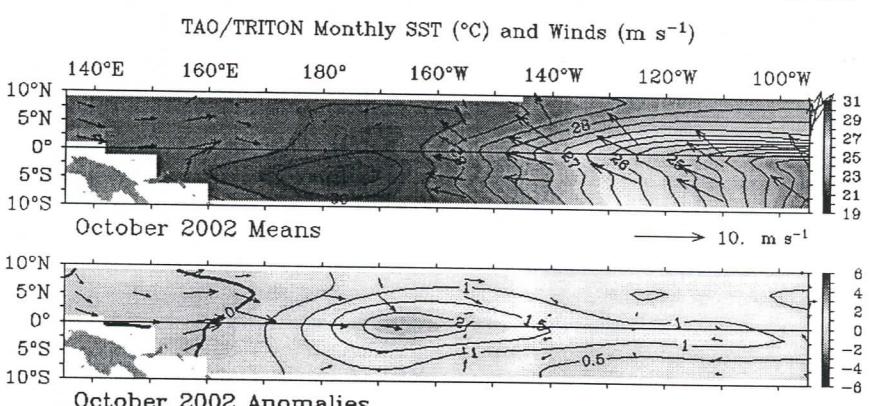




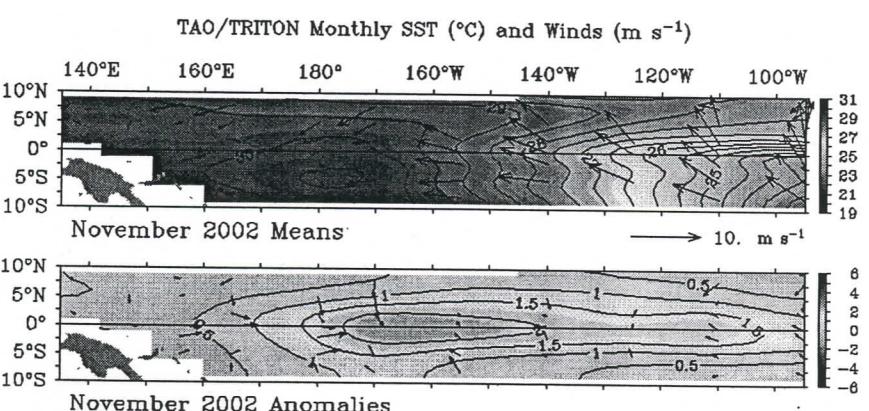
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



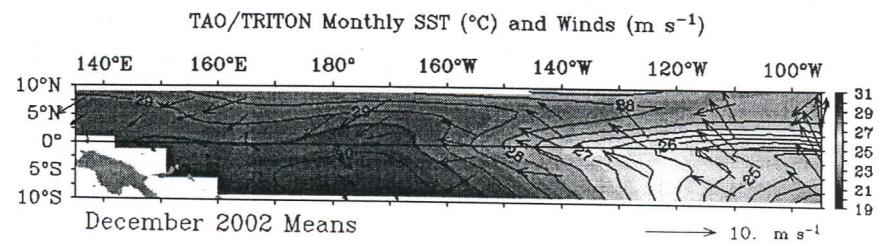
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



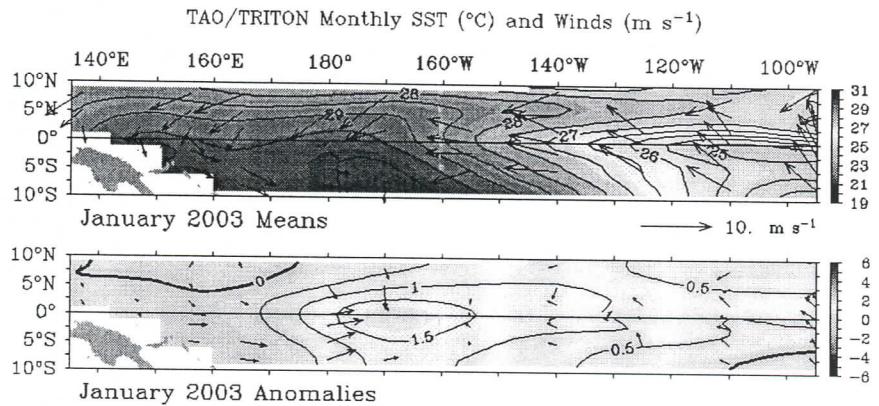
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



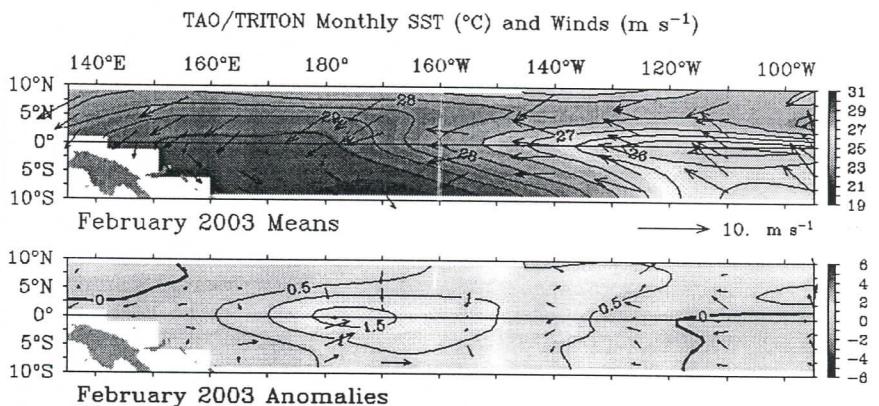
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



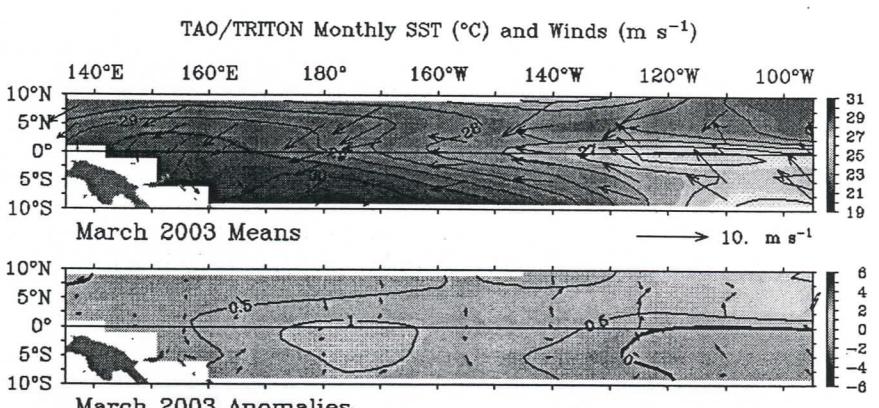
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



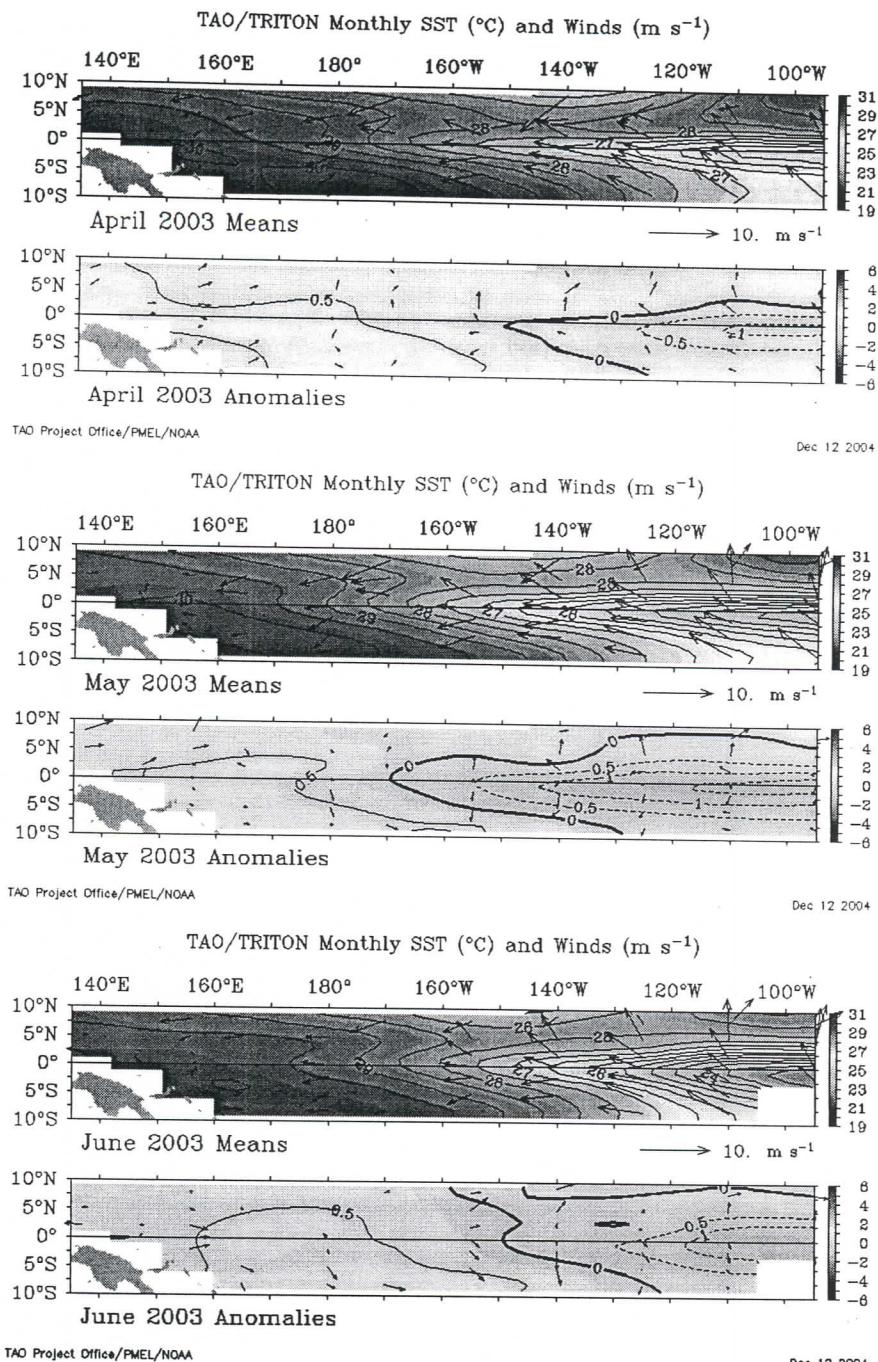
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



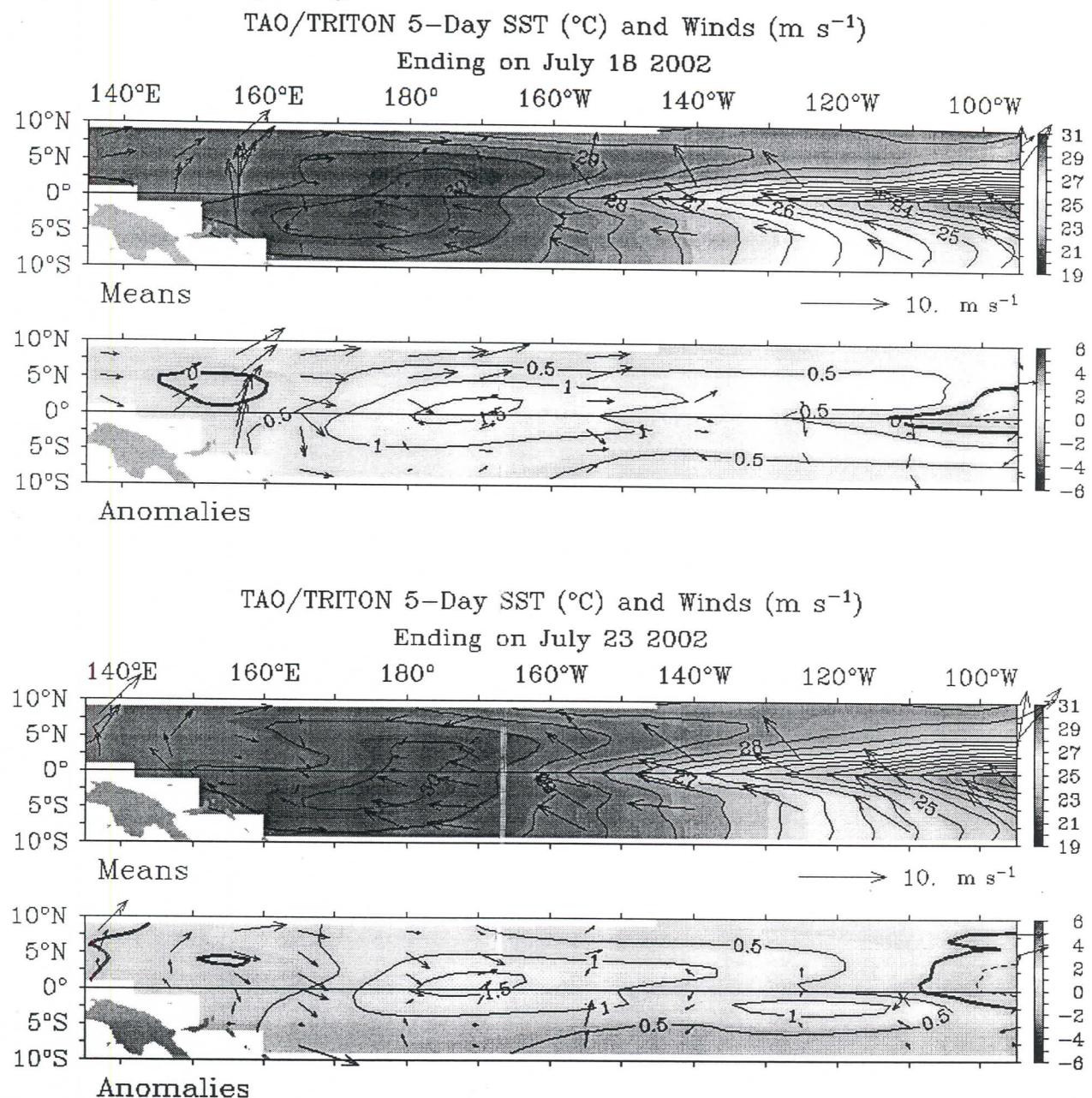
TAO Project Office/PMEL/NOAA Dec 12 2004



Za period od 20. do 22. jula 2002 godine sam se odlučio zato što je u ovom periodu već počeo ENSO ciklus.

Pri skupljanju podataka sa mernih stanica ATLAS sam naišao na problem njihove neispravnosti u određenim delovima Pacifika što je takođe uticalo na biranje perioda za koji računam flukseve. Mereni podaci kao što su: ATRH, SST i WIND su dati na svakih deset minuta i zbog njihove relativno male promenljivosti u ovom periodu uradio sam linearnu interpolaciju na svaki minut, tako da se računski podaci odnose na svaki minut u periodu od 20. jula u podne (00h) do 22. jula u podne (72h).

Sa slike 7.1 vidimo da je period od 20. do 22. jula bio nestabilan i da su pasatski vetrovi zaustavljeni i čak menjaju svoj smer nad toplom vodenom površinom koja je započela svoje kretanje od zapadnog ka istočnom Pacifiku.



Slika 7.1. Prikaz petodneve SST i WIND za period od 16 do 25 jula 2002 godine.

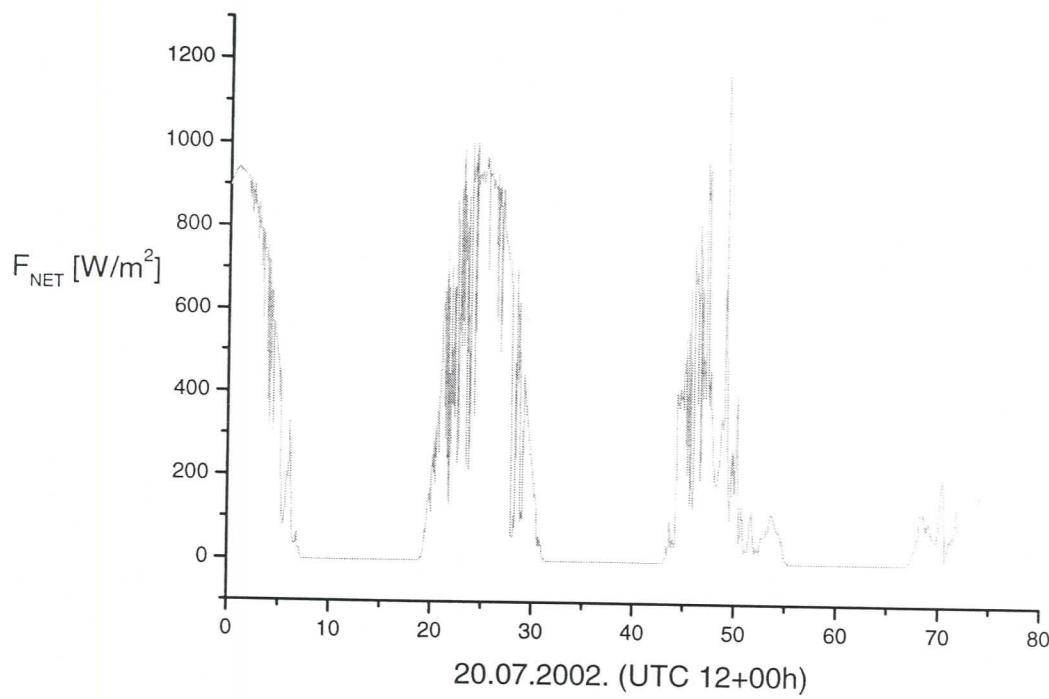
Polazimo od jednačine 4d.4

$$F_E = F_G + F_A - F_R - F_V \pm F_H \pm F_D \pm F_{DH}$$

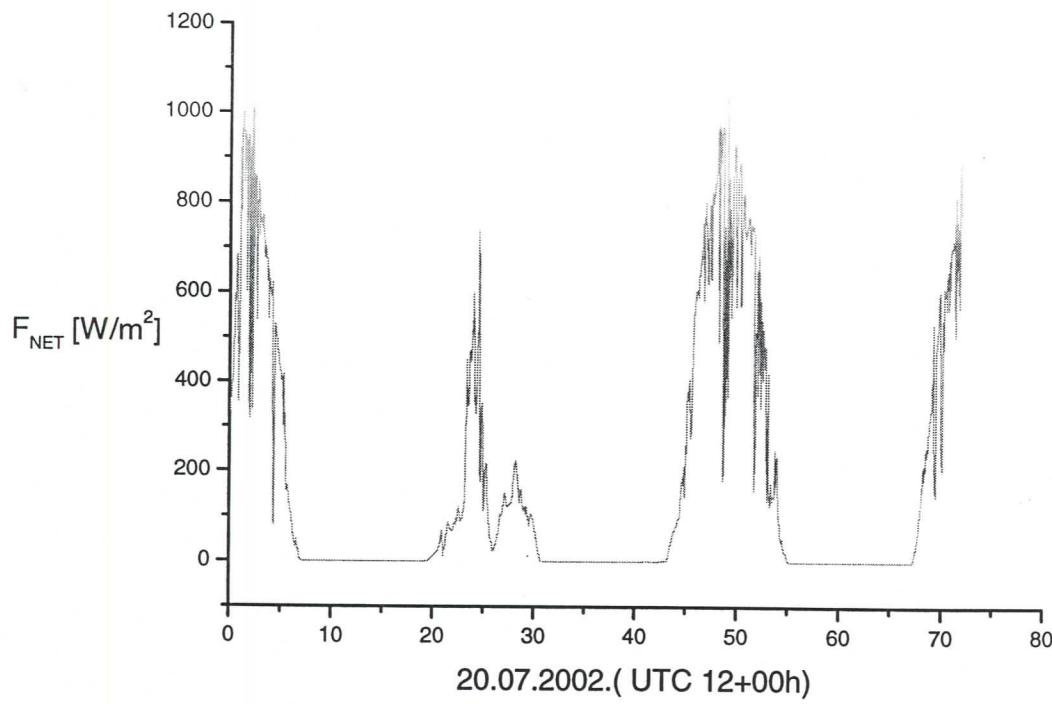
uz prepostavku da je $F_{DH}=0$.

Fluks globalnog sunčevog zračenja dobijamo sa mernih stanica ATLAS, dok je fluks neto zračenja F_{NET} jednak

$$F_{NET} = F_G - F_R = F_G(1 - A)$$



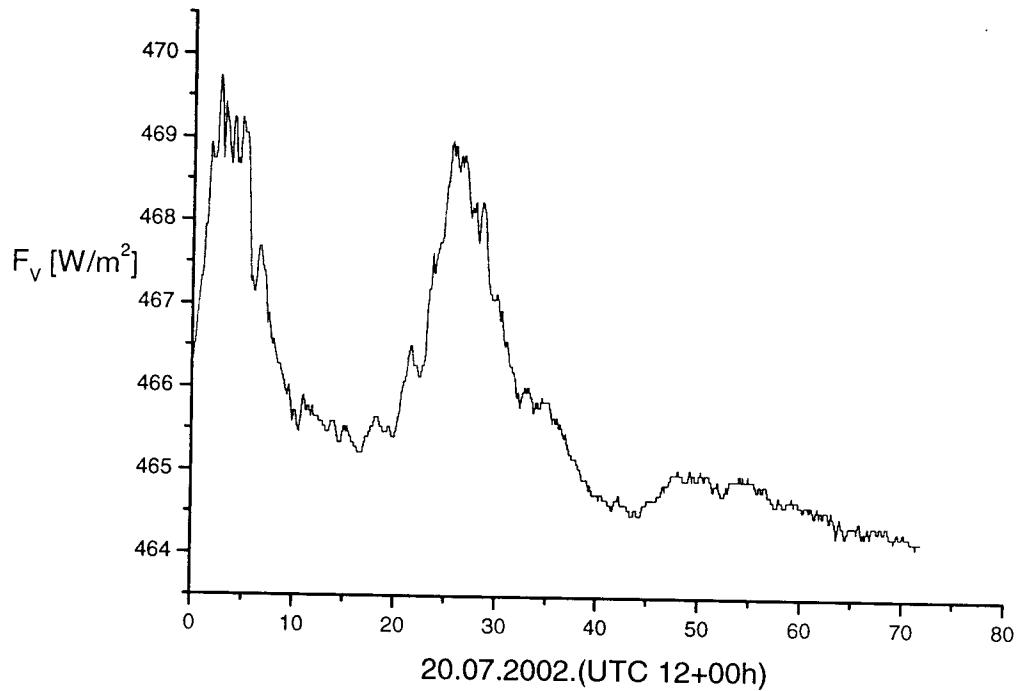
Grafik 7.1 Prikaz F_{NET} u zavisnosti od vremena za oblast 5N i 165E.



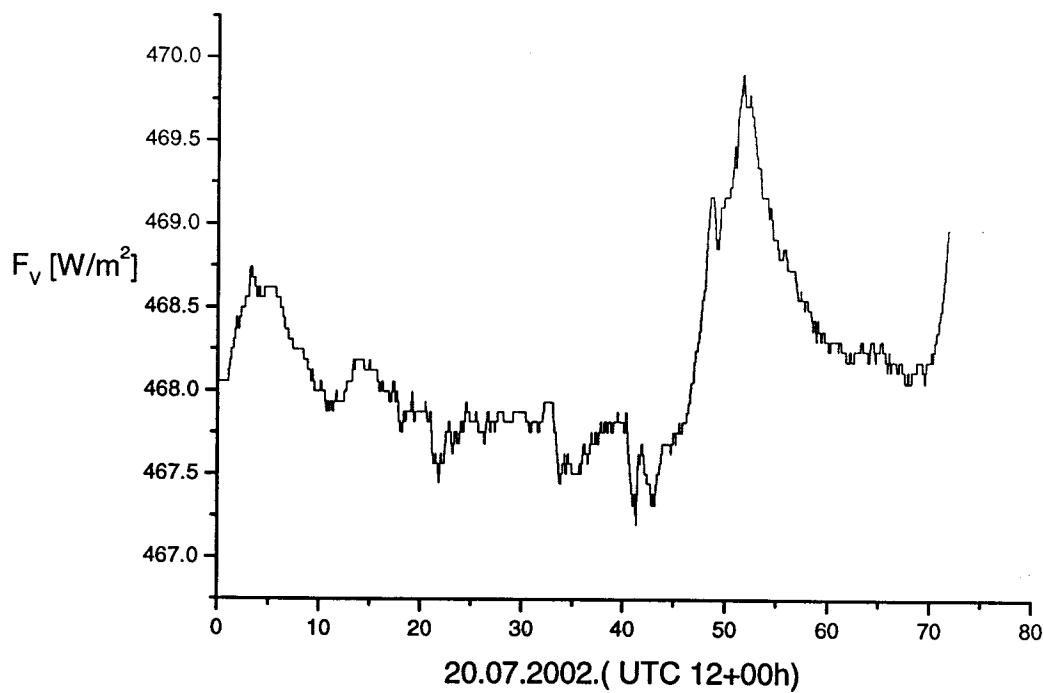
Grafik 7.2 Prikaz F_{NET} u zavisnosti od vremena za oblast 5S i 165E.

Fluks dugotalasnog zračenja vodene površine F_V dobijamo preko jednačine

$$F_V = \varepsilon_{vod} \sigma T_{vod}^4$$



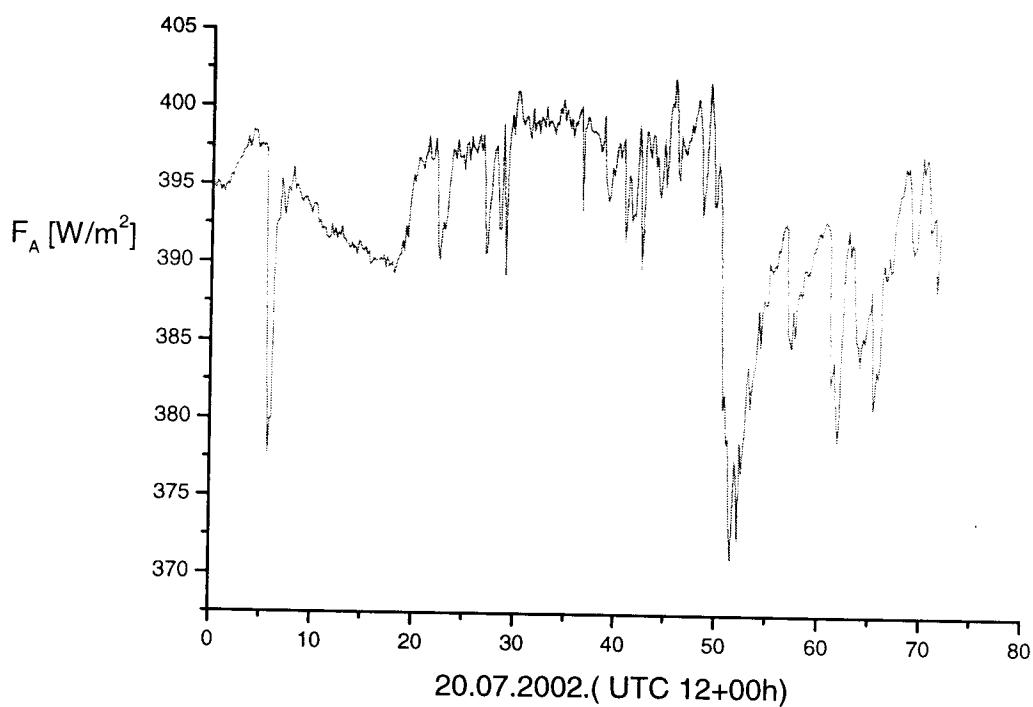
Grafik 7.3 F_V u zavisnosti od vremena
za oblast $5N$ i $165E$.



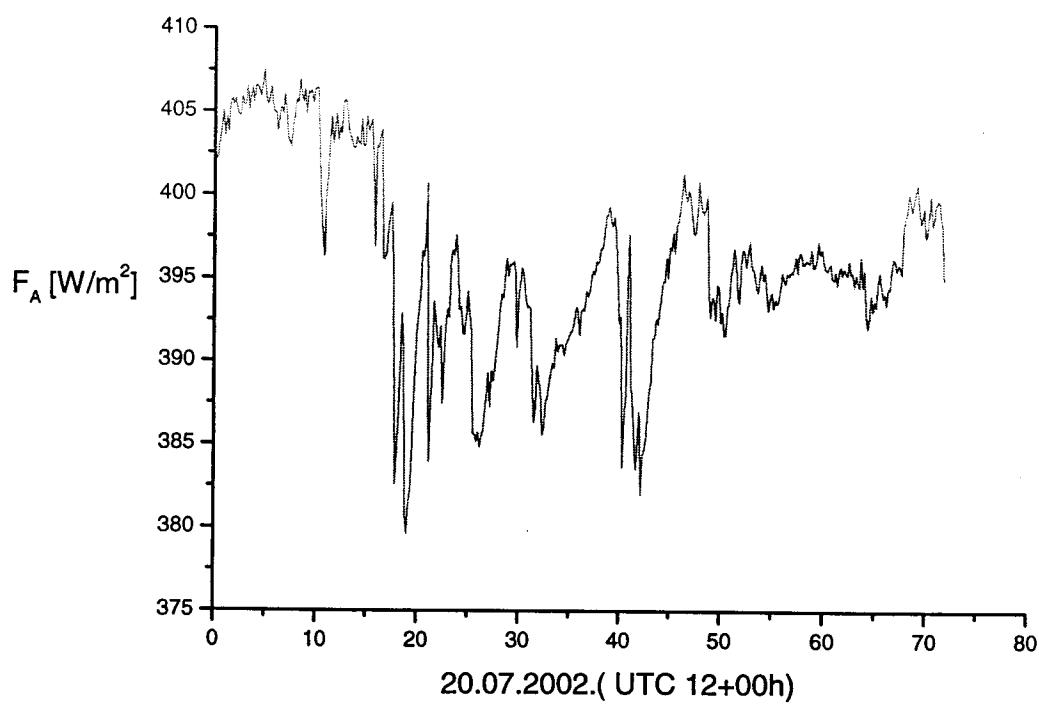
Grafik 7.4 F_V u zavisnosti od vremena
za oblast $5S$ i $165E$.

Fluks dugotalasnog zračenja atmosfere dobijamo preko jednačine

$$F_A = \varepsilon_{\text{Vaz}} \sigma T_{\text{Vaz}}^4$$



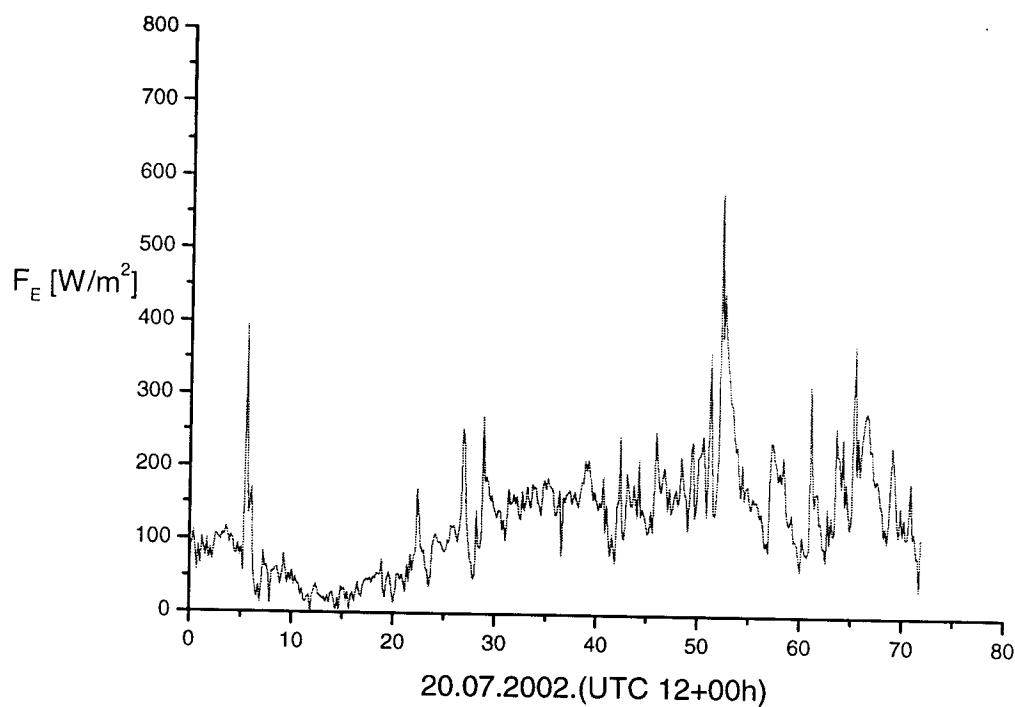
Grafik 7.5 F_A u zavisnosti od vremena
za oblast 5N i 165E.



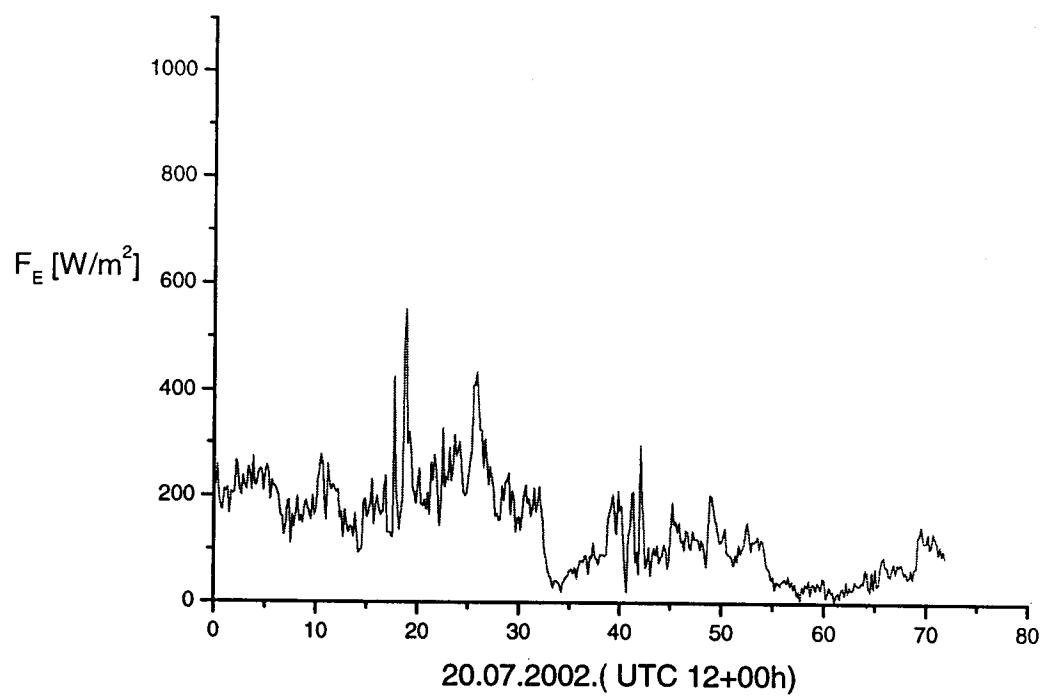
Grafik 7.6 F_A u zavisnosti od vremena
za oblast 5S i 165E.

Fluks latentne toplotne dobijamo preko jednačine

$$F_E = \lambda E = \lambda \rho_{vac} \overline{w q_0}$$



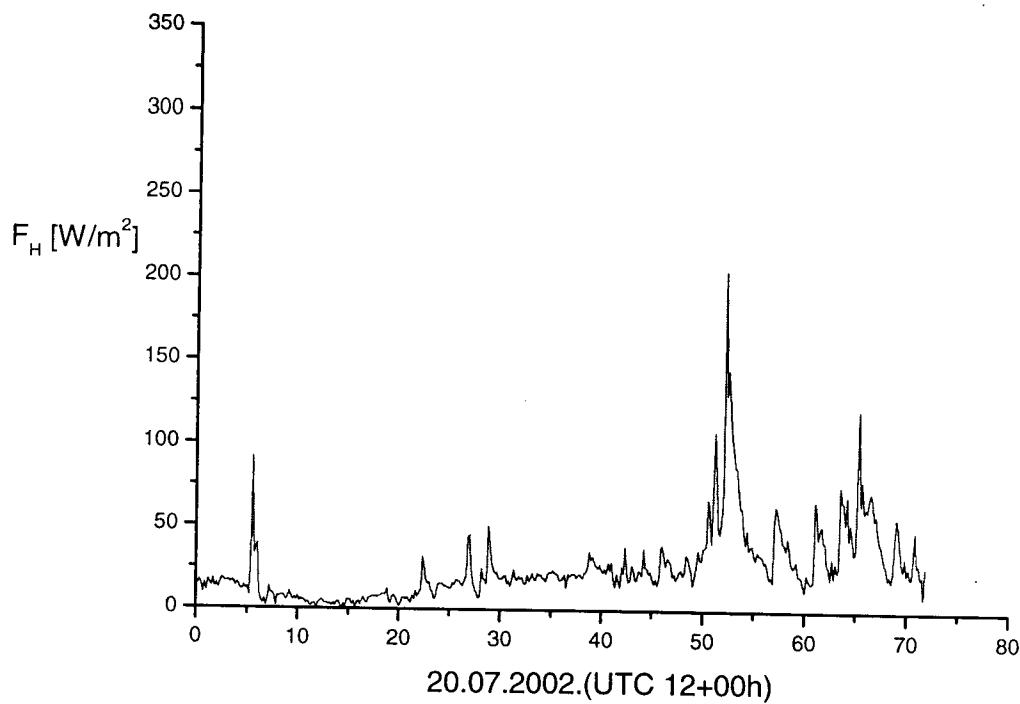
Grafik 7.7 F_E u zavisnosti od vremena
za oblast 5N i 165E.



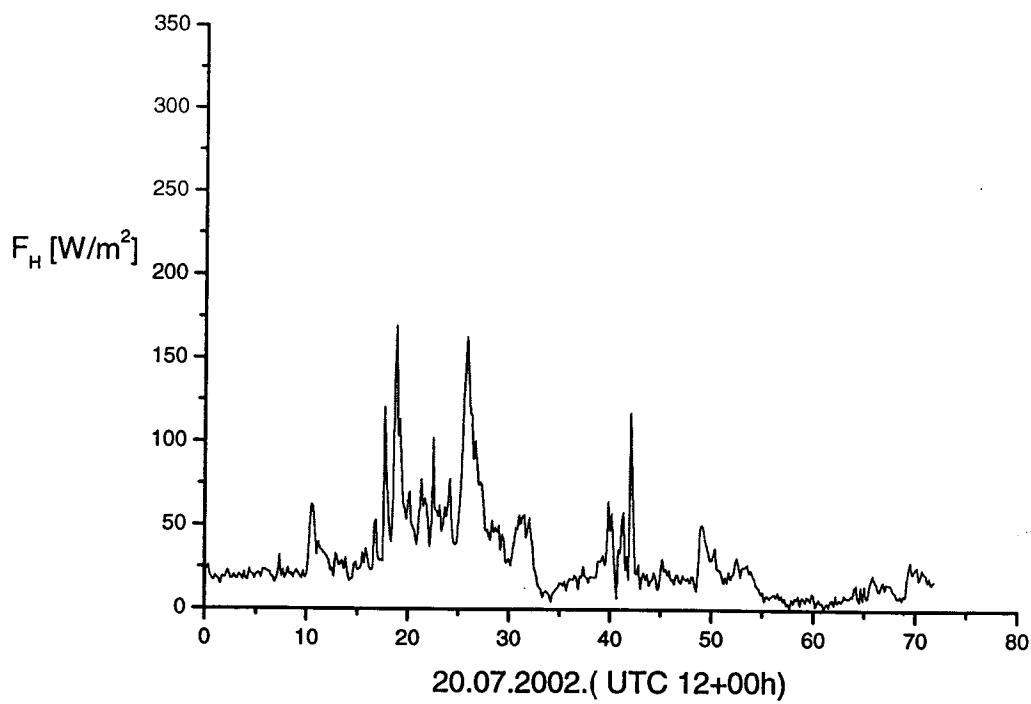
Grafik 7.8 F_E u zavisnosti od vremena
za oblast 5S i 165E.

Fluks osetne topline dobijamo preko jednačine

$$F_H = \rho_0 C_p \overline{w \theta_0}$$



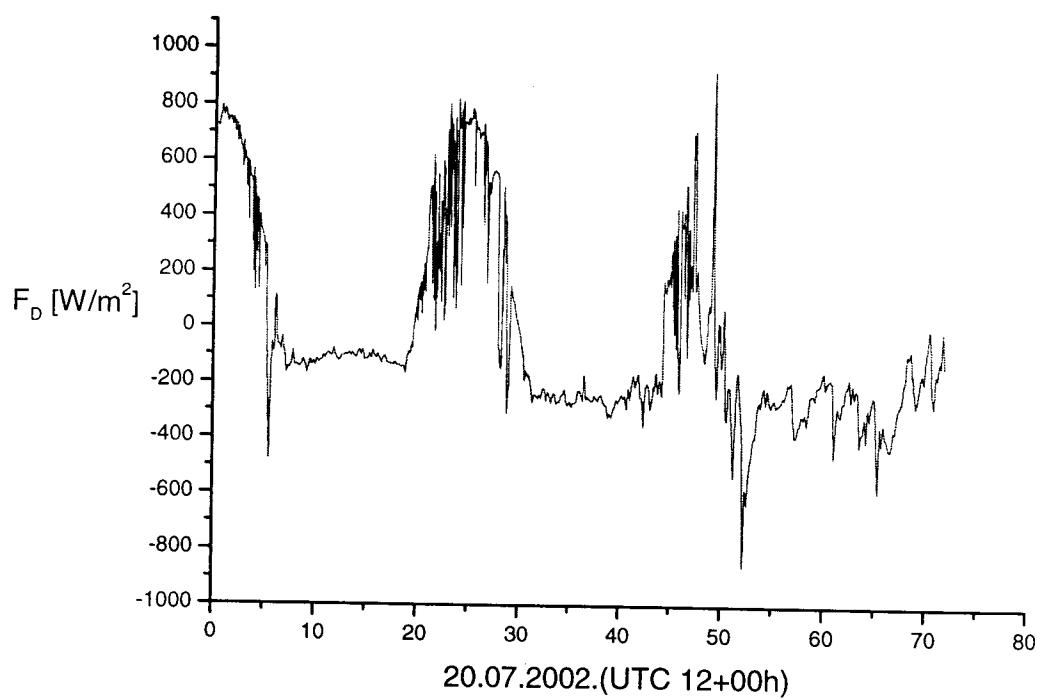
Grafik 7.9. F_H u zavisnosti od vremena
za oblast 5N i 165E.



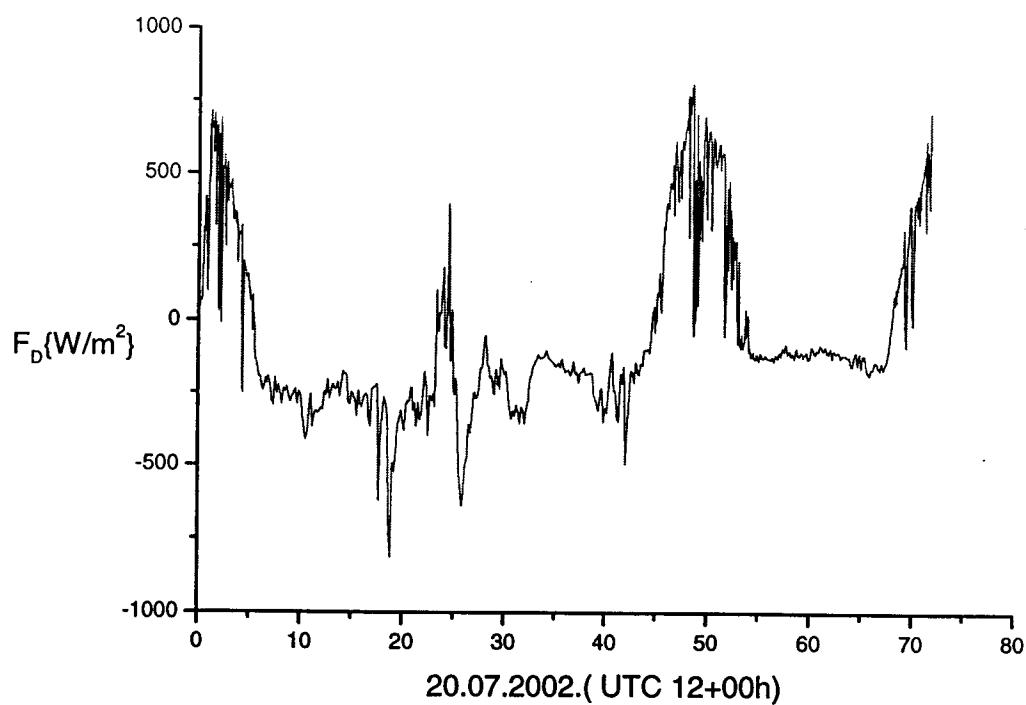
Grafik 7.10 F_H u zavisnosti od vremena
za oblast 5S i 165E.

Fluks promene akumulisane energije koji greje vodenu masu dobijamo preko jednačine
4d.4

$$\pm F_D = F_{NET} + F_A - F_E - F_V \pm F_H$$



Grafik 7.11 F_D u zavisnosti od vremena
za oblast 5N i 165E.



Grafik 7.12 F_D u zavisnosti od vremena
za oblast 5S i 165E.

Isparavanje sa jednog kvadratnog metra za period od 20. jula u podne do 22. jula u podne 2002 godine dobijamo iz jednačine 6.14

$$F_E = \lambda E = \lambda \rho_{vaz} \overline{wq_0}$$

iz koje računamo intezitet isparavanja E

$$E = \frac{F_E}{\lambda} \left[\frac{kg}{m^2 s} \right]$$

Kako je nama bitno da pratimo kako isparavanje menja visinu vodene površine koja isparava imamo sledeću transformaciju

$$\frac{1l}{1m^2} = \frac{1dm^3}{1m^2} = \frac{1.000cm}{10.000cm} = 0.1cm = 1mm$$

iz koje vidimo da pri smanjenju visine vodene površine za jedan milimetar odgovara isparavanje od jedne litre po metru kvadratnom.

Sada vršimo sledeću transformaciju

$$l = \frac{m}{\frac{\rho}{1000}}$$

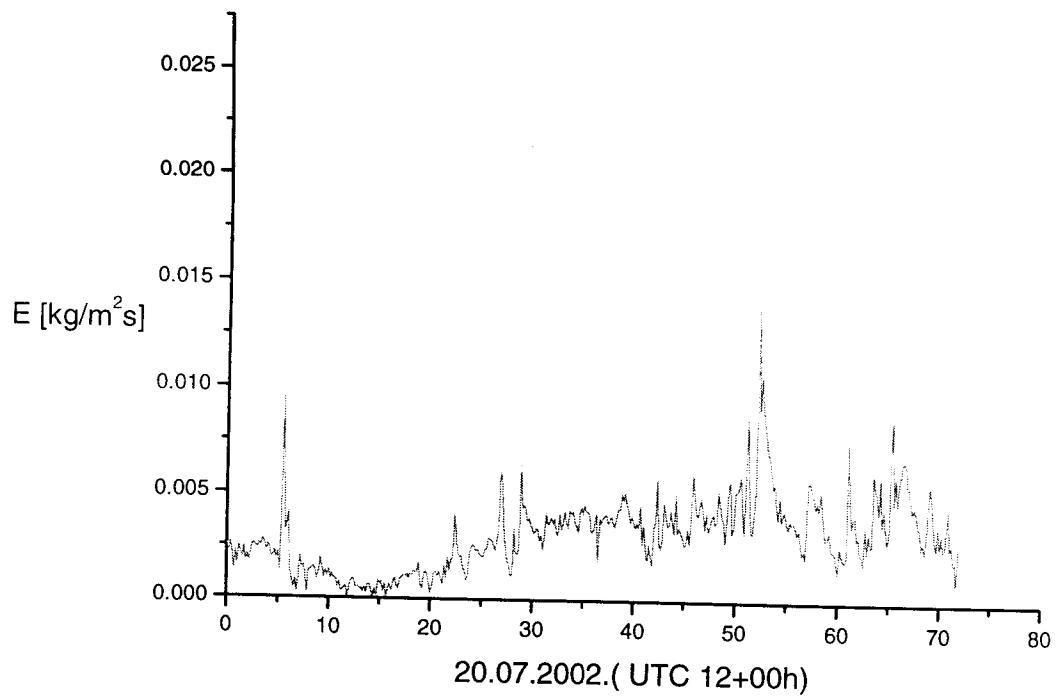
gde masu m dobijamo iz inteziteta isparavanja E koji množimo sa 60 sekundi zbog numeričkih rešenja koja su data na svaki minut.

Kako nam je gustina vode promenljiva, računamo ukupno isparenje za sledeće gustine:

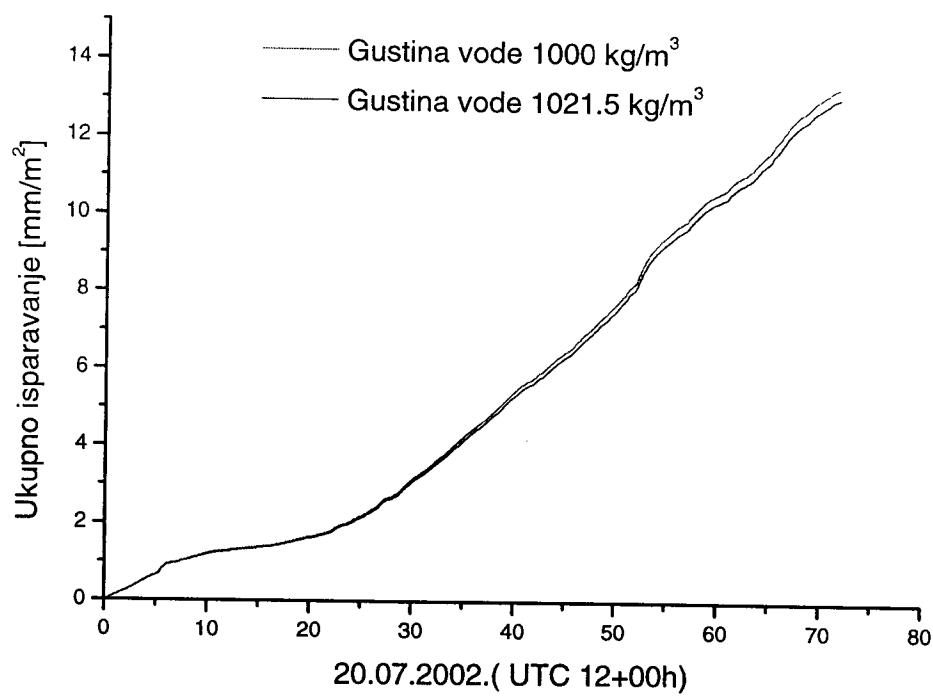
$$a) \quad \rho_1 = 1000 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \Rightarrow l = \frac{m[kg]}{\frac{1000}{1000} \left[\frac{kg}{dm^3} \right]} = \frac{m[kg]}{1 \left[\frac{kg}{dm^3} \right]}$$

$$b) \quad \rho_2 = 1021.5 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \Rightarrow l = \frac{m[kg]}{\frac{1021.5}{1000} \left[\frac{kg}{dm^3} \right]} = \frac{m[kg]}{1.0215 \left[\frac{kg}{dm^3} \right]}$$

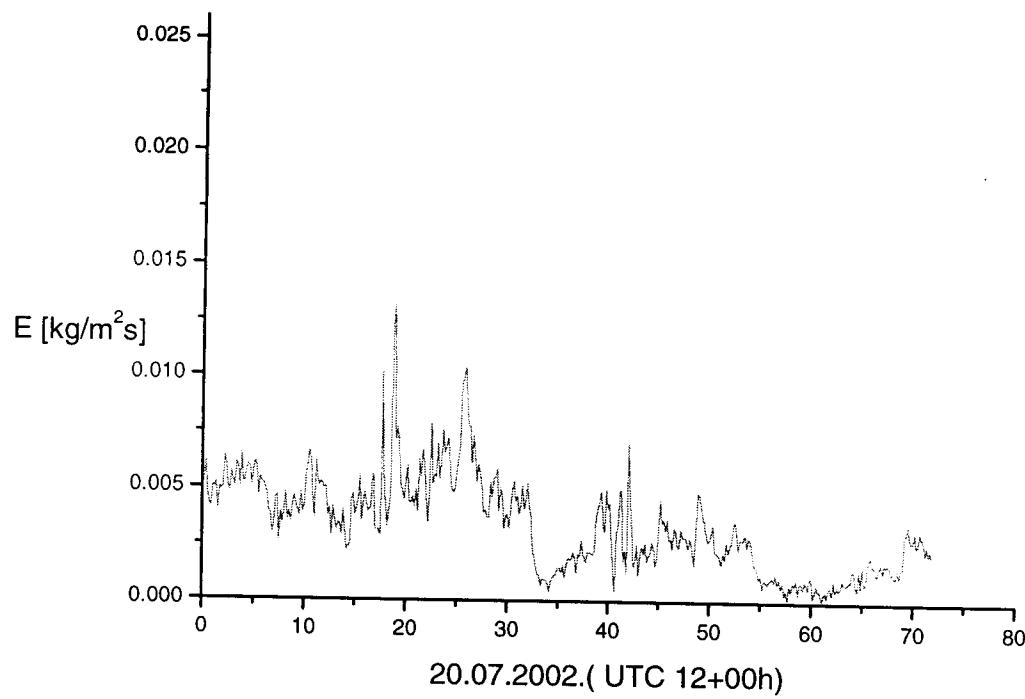
Gustina vode ρ_1 predstavlja standardnu gustinu slatke vode, dok gustina ρ_2 predstavlja srednju gustinu morske vode na temperaturi od 30^0C .



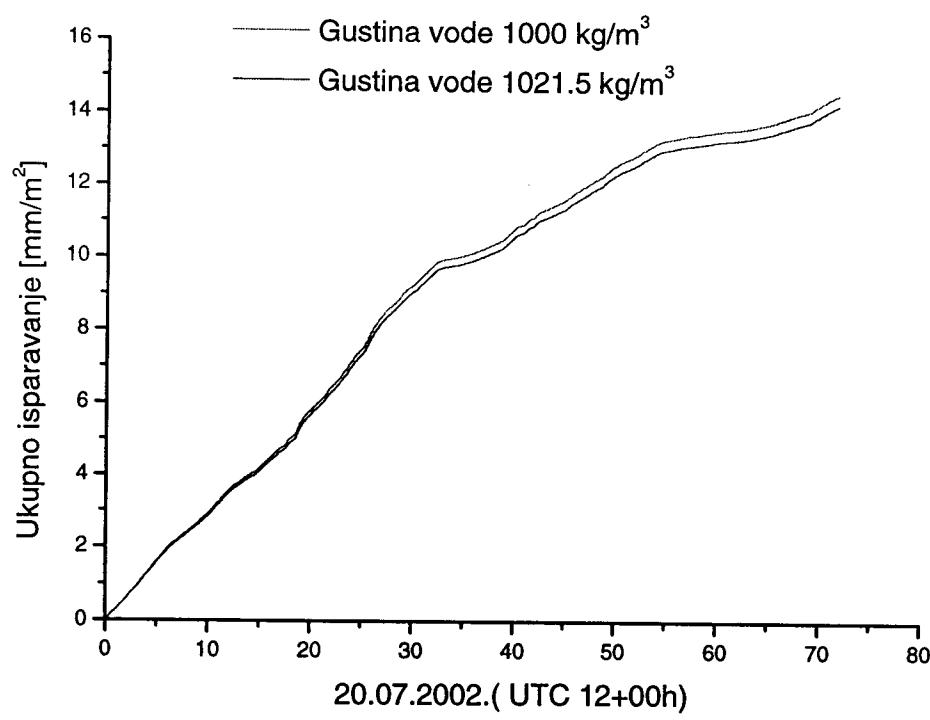
Grafik 7.13 *Intezitet isparavanja u zavisnosti od vremena za oblast 5N i 165E.*



Grafik 7.14 *Ukupno isparavanje u zavisnosti od vremena za oblast 5N i 165E.*



Grafik 7.15 *Intezitet isparavanja u zavisnosti od vremena za oblast 5S i 165E.*

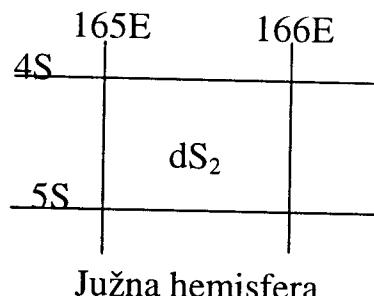
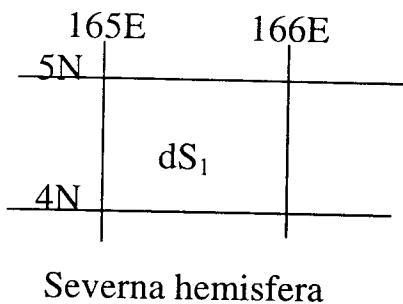


Grafik 7.16 *Ukupno isparavanje u zavisnosti od vremena za oblast 5S i 165E.*

8. Zaključak

Objašnjenja i urađeni računi su se odnosili za površinu od jednog metra kvadratnog u oblasti zapadnog Pacifika na petom stepenu južne (5S) i severne (5N) geografske širine (latitude) i stošesdestpetog stepena istočne (165E) geografske dužine (longitude).

Ako pretpostavimo da je vodena površina u ovoj oblasti uniformna, onda račun možemo primeniti za površine koje su ograničene datim latitudama i longitudama.



Ove površine dobijamo preko jednačine kružnog isečka

$$dS = R_{REL} R_{SR} d\varphi d\lambda$$

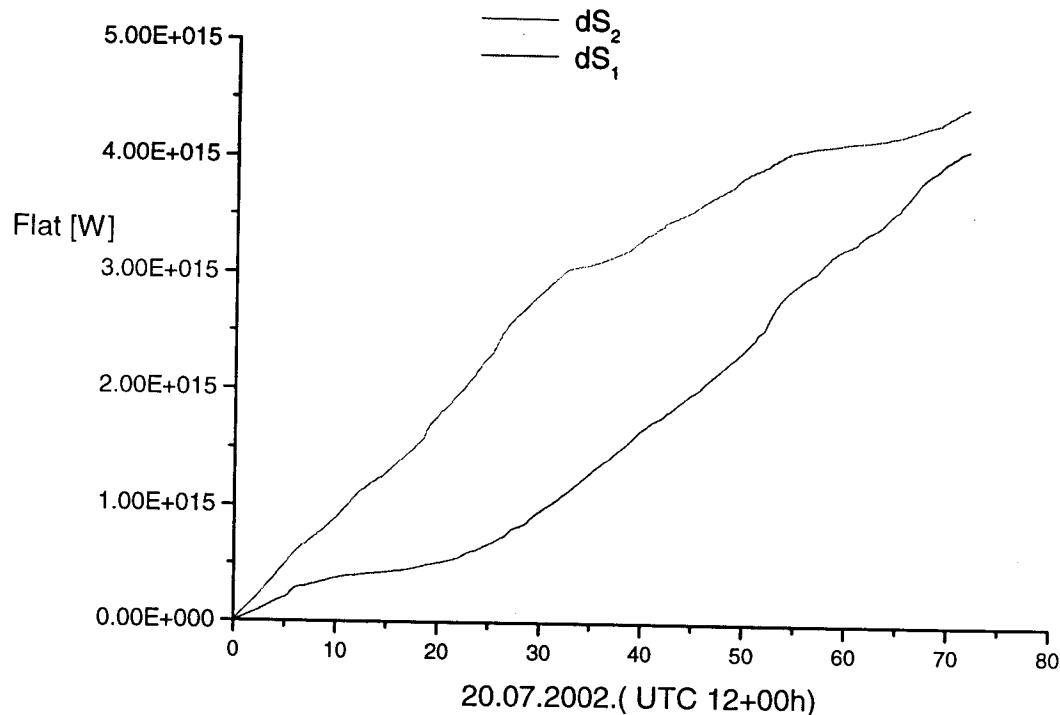
gde je:

$$dS = dS_1 = dS_2$$

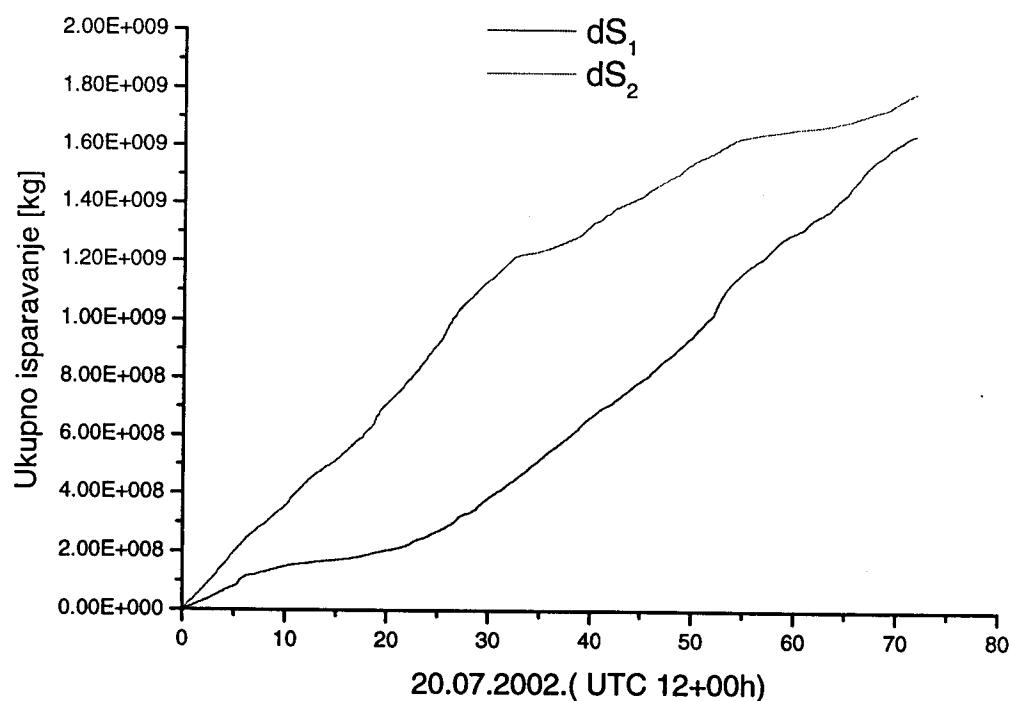
R_{SR} srednji poluprečnik Zemlje i iznosi $R_{SR}=6.371.000m$
 $d\varphi$ i $d\lambda$ razlike od 0.1 stepena.

Površinu dS računamo preko fortranskog programa koji se nalazi u dodatku C i iznosi

$$dS=123.181.932,3314667m^2.$$



Grafik 8.1 *Energija potrošena na isparavanje za površinu dS.*



Grafik 8.2 *Masa isparele vode na površini dS.*

Energija koja se potroši na isparavanje u periodu od 3 dana je ogromna i reda je 10^{15} W, dok je masa isparele vode je reda 10^9 kg.

Ovo nam govori da se između atmosfere i okeana odigrava velika razmena energije i vode. Kako smo ranije spomenuli, nivo okeana je na zapadnom Pacifiku viši oko jednog metra od nivoa na istočnom, možemo izračunati potencijalnu energiju sistema površine dS preko sledeće jednačine:

$$P = \int_S \frac{1}{2} \rho g \bar{h^2} dS + \int_S \frac{1}{2} \rho g h'^2 dS$$

gde $\bar{h^2}$ predstavlja srednju visinu od jednog metra, dok je h'^2 promena srednje visine, odnosno to je promena visine koja se dešava usled isparavanja vodene površine. Prvi integral je konstantan i to je deo potencijalne energije koji se ne pretvara u kinetičku i on je reda 10^{11} J.

Drugi integral je deo potencijalne energije koji se pretvara u kinetičku i u našem slučaju je reda 10^4 J.

Ovo nam govori da promena nivoa usled isparavanja ne može da pokrene vodenu masu iz zapadnog u istočni Pacifik ali ima bitnu ulogu u konstantnom smanjivanju postojeće potencijalne energije. Onda se postavlja pitanje koja je to energija koja pokreće ENSO ciklus.

Zbog ogromne količine i velike površine sa koje se oslobađa to je upravo latentna toplota isparavanja. Ona je uzrok nastajanja ENSO ciklusa.

Upravo zbog velike količine vodene pare koju okeanska površina emituje u atmosferu i njenom kondenzacijom oslobađa se ogromna toplotna energija koja stvara jake lokalne cirkulacije vazduha. Ove lokalne cirkulacije kada se dovoljno razviju zaustavljaju pasate i okreću ih u suprotni smer iz kojeg su dolazili.

Ovo zaustavljanje i promena smera pasata pokreće veliku i toplu vodenu masu od zapada ka istoku.

Tako dolazimo do zaključka da su pasati, koji su odgovorni za skupljanje tople vode u zapadnom delu Pacifika, zaustavljeni usled ogromne količine tople vode koja se tu nagomilavala dugo vremena usled njihovog delovanja.

Dodatak A.

TAO/TRITON projekat je namenjen za analizu klimatskog odstupanja povezan sa ENSO ciklusom. Sačinjen je od približno 70 usidrenih okeanskih bova u tropskom delu Pacifičkog okeana (*slika A.1*). Ovo je međunarodni projekat i on je jedan od glavnih sistema za proučavanje globalnih okeanskih i globalnih klimatskih promena. Standardne meteorološke stanice ATLAS (*Autonomous Temperature Line Acquisition System*) su usidrene na dnu Pacifika čija se dubina kreće između 1500m i 6000m. Služe za merenja: površinskog veta, temperature vazduha, relativne vlažnosti, morske površinske temperature i deset podpovršinskih temperatura na petstotina metarskom termistorskom kablu (*slika A.2*).

Standardna merenja za TAO projekat

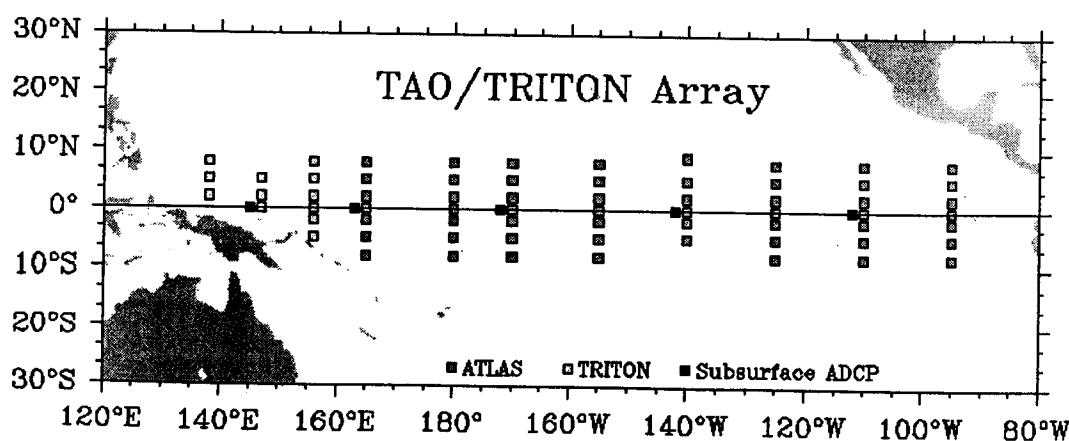
Wind je senzor brzine vetra, **LWR** je dugotalasni radijacioni senzor, **SWR** je kratkotasni radijacioni senzor, **Rain** je kišomer, **ATRH** je senzor vazdušne temperature i relativne vlažnosti, **BP** je barometarski senzor pritiska.

Površinska merenja	Wind	LWR	SWR	Rain	ATRH	BP
Visina (m)	4 m	3.5 m	3.5 m	3.5 m	3 m	3 m

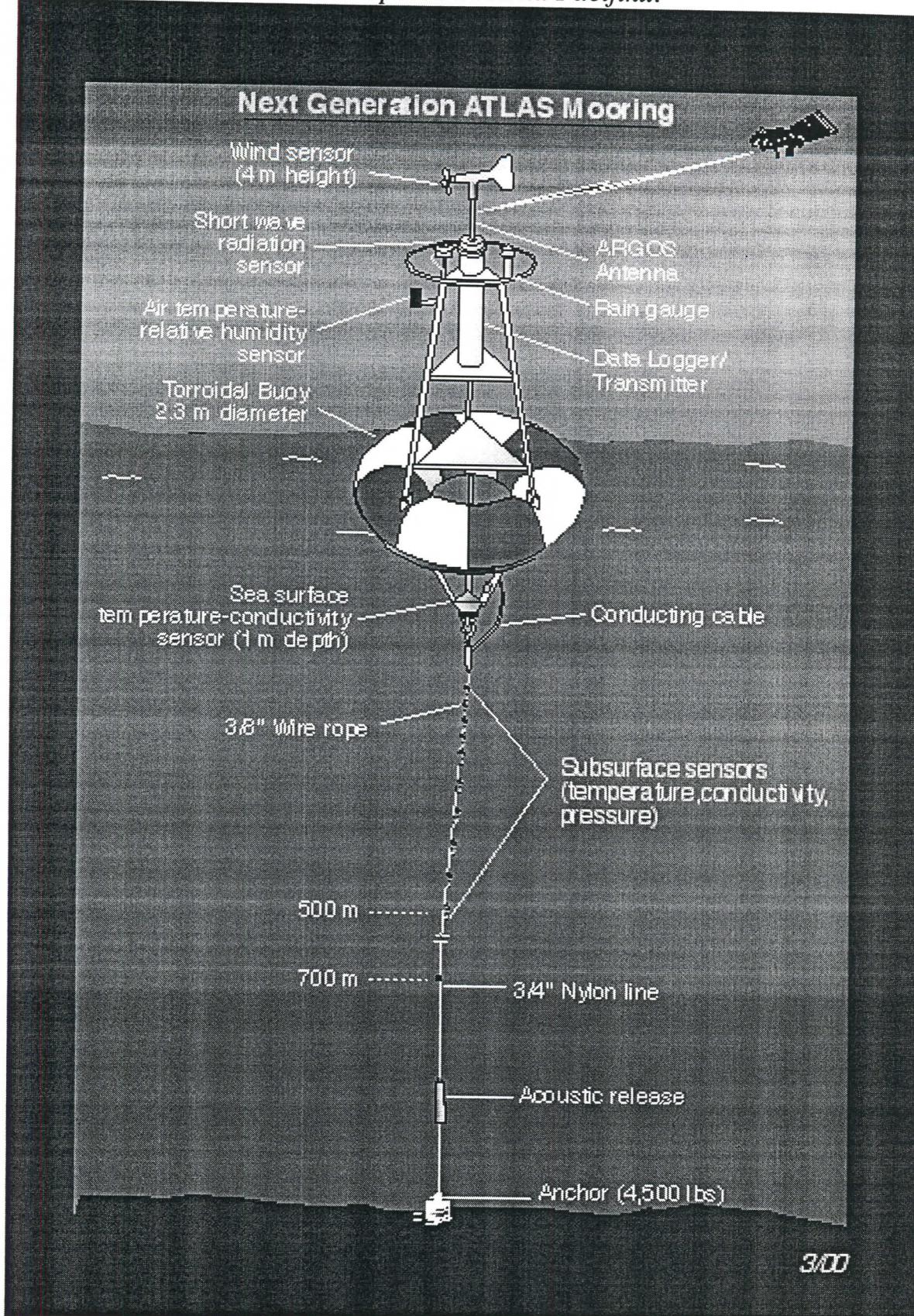
Standarni nivoi na kojima se nalaze instrumenti za TAO projekat

SST je površinska temperatura okeana, T1,T2,...T10 su podpovršinski termistori, TP9 i TP10 su senzori podpovršinske temperature i pritiska.

Pacifik	SST	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7	T8	TP9	TP10
Dubina (m) istočno od 155°W	1	20	40	60	80	100	120	140	180	300	500
Dubina (m) na i zapadno od 155°W	1	25	50	75	100	125	150	200	250	300	500



Slika A.2 Raspored bova na Pacifiku.



Slika A.2. Prikaz ATLAS stanice nove generacije.

Dodatak B.

Prilikom izračunavanja podataka za tabelu B.1 pre svega sam uzeo u obzir da se radi o telu jedinične mase $m=1kg$, zatim da se Zemljin poluprečnik menja od ekvatora gde je $R_{EKV}=6.378.000m$ do polova gde iznosi $R_{POL}=6.357.000m$, te da je gravitaciono ubrzanje sile zemljine teže g promenljivo upravo zbog promene poluprečnika Zemlje R_{ZEM} . Gravitaciono ubrzanje računamo iz *Njtnovog zakona gravitacije*

$$F = ma = mg = \gamma \frac{M_{ZEM} m}{R_{ZEM}^2} \quad b.1$$

gde je:

m masa posmatranog tela $m=1kg$,

M_{ZEM} masa Zemlje $M_{ZEM} \approx 5.98 \cdot 10^{24} kg$

γ gravitaciona konstanta $\gamma = 6.67 \cdot 10^{-11} Nm^2/kg^2$.

Koriolisov parametar je $f_c = 2\omega \sin \varphi$.

Ukupna sila zemljine teže \vec{Q}_φ , koja deluje na telo jedinične mase je data kao razlika dveju sila, i to sile zemljine teže \vec{Q} i centrifugalne sile inercije \vec{F}_{CFI}

$$\vec{Q}_\varphi = \vec{Q} - \vec{F}_{CFI}$$

odnosno

$$\vec{g}_\varphi = \vec{g} - \omega^2 \vec{R}_{REL}$$

Geografska širina φ (°)	Poluprečnik Zemlje R_{ZEM} (m)	Relativni poluprečnik Zemlje R_{REL} (m)	Koriolisov član f_c (1/s)	Centrifugalna sila inercije F_{CFI} (kgm/s²)	Ubrzanje sile zemljine teže g (m/s²)	Ukupnu ubrzanje g_φ (m/s²)
0	6.378.000,00	6.378.000,00	0,E+00	3,373003E-02	9,80524	9,77150
1	6.377.767,00	6.377.029,00	2,53835E-06	3,37249E-02	9,80595	9,77223
2	6.377.534,00	6.374.115,00	5,075926E-06	3,370949E-02	9,80667	9,77298
3	6.377.300,00	6.369.259,00	7,611957E-06	3,368381E-02	9,80739	9,77375
4	6.377.067,00	6.362.464,00	1,014567E-05	3,364787E-02	9,80811	9,77454
5	6.376.834,00	6.353.730,00	1,267629E-05	3,360168E-02	9,80882	9,77535
6	6.376.600,00	6.343.061,00	1,520305E-05	3,354526E-02	9,80954	9,77618
7	6.376.367,00	6.330.460,00	1,772518E-05	3,347862E-02	9,81026	9,77703
8	6.376.134,00	6.315.930,00	2,024191E-05	3,340178E-02	9,81098	9,77790
9	6.375.900,00	6.299.476,00	2,275247E-05	3,331476E-02	9,81169	9,77879
10	6.375.667,00	6.281.104,00	2,525611E-05	3,32176E-02	9,81241	9,77970
11	6.375.434,00	6.260.818,00	2,775204E-05	3,311032E-02	9,81313	9,78063
12	6.375.200,00	6.238.626,00	3,023953E-05	3,299295E-02	9,81385	9,78158
13	6.374.967,00	6.214.533,00	3,271781E-05	3,286554E-02	9,81457	9,78255
14	6.374.734,00	6.188.546,00	3,518612E-05	3,272811E-02	9,81529	9,78353
15	6.374.500,00	6.160.675,00	3,764371E-05	3,258071E-02	9,81601	9,78453
16	6.374.267,00	6.130.927,00	4,008983E-05	3,242339E-02	9,81672	9,78556
17	6.374.034,00	6.099.312,00	4,252374E-05	3,2225619E-02	9,81744	9,78660
18	6.373.800,00	6.065.839,00	4,49447E-05	3,207917E-02	9,81816	9,78765
19	6.373.567,00	6.030.518,00	4,735197E-05	3,189237E-02	9,81888	9,78873
20	6.373.334,00	5.993.360,00	4,974482E-05	3,169587E-02	9,81960	9,78981
21	6.373.100,00	5.954.376,00	5,212251E-05	3,14897E-02	9,82032	9,79092
22	6.372.867,00	5.913.579,00	5,448432E-05	3,127394E-02	9,82104	9,79204

Geografska širina ϕ ($^{\circ}$)	Poluprečnik Zemlje R_{ZEM} (m)	Relativni poluprečnik Zemlje R_{REL} (m)	Koriolisor član f_0 (1/s)	Centrifugalna sila inercije F_{CFI} (kgm/s 2)	Ubrzanje sile zemljine teže g (m/s 2)	Ukupnu ubrzanje g_{ϕ} (m/s 2)
23	6.372.634,00	5.870.980,00	5,682954E-05	3,104866E-02	9,82176	9,79318
24	6.372.400,00	5.826.593,00	5,915745E-05	3,081392E-02	9,82248	9,79433
25	6.372.167,00	5.780.431,00	6,146734E-05	3,056979E-02	9,82320	9,79549
26	6.371.934,00	5.732.509,00	6,37585E-05	3,031635E-02	9,82391	9,79667
27	6.371.700,00	5.682.840,00	6,603025E-05	3,005368E-02	9,82463	9,79786
28	6.371.467,00	5.631.440,00	6,828187E-05	2,978185E-02	9,82535	9,79906
29	6.371.234,00	5.578.325,00	7,05127E-05	2,950095E-02	9,82607	9,80027
30	6.371.000,00	5.523.510,00	7,272205E-05	2,921107E-02	9,82679	9,80150
31	6.370.767,00	5.467.013,00	7,490926E-05	2,891228E-02	9,82751	9,80273
32	6.370.534,00	5.408.851,00	7,707364E-05	2,860469E-02	9,82823	9,80397
33	6.370.300,00	5.349.041,00	7,921454E-05	2,828839E-02	9,82895	9,80523
34	6.370.067,00	5.287.602,00	8,133132E-05	2,796347E-02	9,82967	9,80649
35	6.369.834,00	5.224.552,00	8,342331E-05	2,763003E-02	9,83039	9,80776
36	6.369.600,00	5.159.911,00	8,54899E-05	2,728817E-02	9,83111	9,80904
37	6.369.367,00	5.093.697,00	8,753045E-05	2,6938E-02	9,83183	9,81032
38	6.369.134,00	5.025.933,00	8,954434E-05	2,657963E-02	9,83255	9,81161
39	6.368.900,00	4.956.637,00	9,153094E-05	2,621316E-02	9,83327	9,81290
40	6.368.667,00	4.885.832,00	9,348967E-05	2,583871E-02	9,83400	9,81420
41	6.368.434,00	4.813.538,00	9,541992E-05	2,545638E-02	9,83472	9,81550
42	6.368.200,00	4.739.778,00	9,732111E-05	2,50663E-02	9,83544	9,81681
43	6.367.967,00	4.664.574,00	9,919264E-05	2,466859E-02	9,83616	9,81812
44	6.367.734,00	4.587.949,00	1,01034E-04	2,426336E-02	9,83688	9,81942
45	6.367.500,00	4.509.927,00	1,028445E-04	2,385074E-02	9,83760	9,82073
46	6.367.267,00	4.430.531,00	1,046237E-04	2,343085E-02	9,83832	9,82204
47	6.367.034,00	4.349.786,00	1,063711E-04	2,300383E-02	9,83904	9,82335
48	6.366.800,00	4.267.715,00	1,08086E-04	2,25698E-02	9,83976	9,82466
49	6.366.567,00	4.184.344,00	1,097681E-04	2,212889E-02	9,84048	9,82597
50	6.366.334,00	4.099.699,00	1,114167E-04	2,168125E-02	9,84121	9,82727
51	6.366.100,00	4.013.805,00	1,130313E-04	2,1227E-02	9,84193	9,82857
52	6.365.867,00	3.926.689,00	1,146115E-04	2,076628E-02	9,84265	9,82986
53	6.365.634,00	3.838.376,00	1,161568E-04	2,029924E-02	9,84337	9,83115
54	6.365.400,00	3.748.894,00	1,176668E-04	1,982602E-02	9,84409	9,83244
55	6.365.167,00	3.658.270,00	1,191408E-04	1,934675E-02	9,84481	9,83372
56	6.364.934,00	3.566.532,00	1,205786E-04	1,88616E-02	9,84553	9,83499
57	6.364.700,00	3.473.708,00	1,219797E-04	1,837069E-02	9,84626	9,83625
58	6.364.467,00	3.379.825,00	1,233436E-04	1,787419E-02	9,84698	9,83751
59	6.364.234,00	3.284.913,00	1,246699E-04	1,737225E-02	9,84770	9,83875
60	6.364.000,00	3.189.000,00	1,259583E-04	1,686502E-02	9,84842	9,83999
61	6.363.767,00	3.092.116,00	1,272083E-04	1,635264E-02	9,84915	9,84122
62	6.363.534,00	2.994.290,00	1,284195E-04	1,583529E-02	9,84987	9,84243
63	6.363.300,00	2.895.551,00	1,295916E-04	1,531311E-02	9,85059	9,84364
64	6.363.067,00	2.795.931,00	1,307243E-04	1,478627E-02	9,85131	9,84483
65	6.362.834,00	2.695.459,00	1,318171E-04	1,425493E-02	9,85203	9,84601
66	6.362.600,00	2.594.166,00	1,328698E-04	1,371924E-02	9,85276	9,84718
67	6.362.367,00	2.492.083,00	1,33882E-04	1,317937E-02	9,85348	9,84833
68	6.362.134,00	2.389.241,00	1,348534E-04	1,263549E-02	9,85420	9,84947
69	6.361.900,00	2.285.671,00	1,357838E-04	1,208776E-02	9,85493	9,85059
70	6.361.667,00	2.181.404,00	1,366728E-04	1,153635E-02	9,85565	9,85170
71	6.361.434,00	2.076.474,00	1,375201E-04	1,098142E-02	9,85637	9,85280
72	6.361.200,00	1.970.910,00	1,383256E-04	1,042315E-02	9,85710	9,85387

Geografska širina φ (°)	Poluprečnik Zemlje R_{ZEM} (m)	Relativni poluprečnik Zemlje R_{REL} (m)	Koriolisov član f_C (1/s)	Centrifugalna sila inercije F_{CFL} (kgm/s²)	Ubrzanje sile zemljine teže g (m/s²)	Ukupnu ubrzanje g_φ (m/s²)
73	6.360.967,00	1.864.747,00	1,390889E-04	9,861707E-03	9,85782	9,85494
74	6.360.734,00	1.758.015,00	1,398099E-04	9,297256E-03	9,85854	9,85598
75	6.360.500,00	1.650.748,00	1,404882E-04	8,729974E-03	9,85926	9,85701
76	6.360.267,00	1.542.978,00	1,411238E-04	8,160032E-03	9,85999	9,85801
77	6.360.034,00	1.434.738,00	1,417164E-04	7,587606E-03	9,86071	9,85900
78	6.359.800,00	1.326.061,00	1,422658E-04	7,012867E-03	9,86144	9,85998
79	6.359.567,00	1.216.980,00	1,427719E-04	6,435993E-03	9,86216	9,86093
80	6.359.334,00	1.107.528,00	1,432345E-04	5,857158E-03	9,86288	9,86187
81	6.359.100,00	997.738,80	1,436535E-04	5,276538E-03	9,86361	9,86278
82	6.358.867,00	887.645,80	1,440287E-04	4,694312E-03	9,86433	9,86368
83	6.358.634,00	777.282,40	1,4436E-04	4,110656E-03	9,86505	9,86455
84	6.358.400,00	666.682,30	1,446473E-04	3,525747E-03	9,86578	9,86541
85	6.358.167,00	555.879,10	1,448907E-04	2,939765E-03	9,86650	9,86625
86	6.357.934,00	444.906,50	1,450898E-04	2,352887E-03	9,86723	9,86706
87	6.357.700,00	333.798,50	1,452448E-04	1,765292E-03	9,86795	9,86786
88	6.357.467,00	222.588,70	1,453555E-04	1,17716E-03	9,86868	9,86863
89	6.357.234,00	111.311,20	1,45422E-04	5,886688E-04	9,86940	9,86939
90	6.357.000,00	0,00	1,454441E-04	0,E+00	9,87012	9,87012

Tabela B.1 Zavisnost R_{ZEM} , R_{REL} , f_C , F_{CFL} , g i g_φ od geografske širine φ .

Dodatak C.

Fortranski program za računanje površine sfere:

```
program sfera
include 'param.cmn'

Wzem=(2*pi)/(24*60*60)
P=4*pi*Rsr**2
Obim=2*pi*Rsr
print*, "OBIM EKVATORIJALNE SFERE Obim=",Obim
print*, "POVRSINA POLUSFERE      P/2=",P/2

OPEN (1,file='Obimi.txt')
OPEN (2,file='Povrsine.txt')
!*****
suma(0.,0.)=0.
do j=0,jmax
    lat(j)=90*float(j)/jmax
    do i=1,imax
        lon(i)=360*float(i)/imax
        Srad(j,i)=lat(j)*pi/180.
        Drad(j,i)= lon(i)*pi/180.

        Rrel(j,i)=(Rsr*cos(Srad(j,i))+Rsr*cos(srad(j-1,i)))/2.

        ! Print*,lat(j),lon(i) ,Rrel(j,i)
        ! pause
        ! O(j,i)=2*pi*Rrel(j,i)
        ! Wtac(j,i)=2*pi*Rrel(j,i)/(24*60*60)

        ! WRITE (1,'(5f15.2)')lat(j),lon(i),O(j,i),Wtac(j,i)

*****PREKO SFERNOG
ISECKA*****
c      Ako uzmemo rezoluciju 1/10stopen dobijamo slaganje na petu decimalu
*
c      Dlat(j,i) & Dlon(j,i) predstavljaju pomeraj u prostoru izrazen u prostornom ugлу.
c      DSrad(j,i)&DDrad(j,i) predstavljaju pomeraj u prostoru izrazen u radijanima.
c
*
!      Dlat(j,i)=lat(j)-lat(j-1)
!
!      Dlon(j,i)=lon(i)-lon(i-1)
!
!      DSrad(j,i)= Dlat(j,i)*pi/180.
!
!      DDrad(j,i)= Dlon(j,i)*pi/180.

if (j.eq.0.)then
    ds(j,i)=0.
```

```

else
  dS(j,i)=Rrel(j,i)*Rsr*3.046174197867e-6
endif

!      WRITE (2,'(5f15.2)') lat(j),lon(i),dS(j,i)

c-----KRAJ RACUNANJA PREKO KRUZNOG ISECKA-----

if (i.eq.1)then

  suma(j,i)=suma(j,i-1)+dS(j,i)+suma(j-1,imax)
  else
    suma(j,i)=suma(j,i-1)+dS(j,i)
  endif
enddo
enddo

do j=0,jmax
do i=1.,imax
  Dsuma(j,i)=dS(5,130)+dS(5,131) !+dS(1,132)+dS(1,133)+dS(1,134)
!  &          +dS(1,135)+dS(1,136)+dS(1,137)+dS(1,138)+dS(1,139)
!  &          +dS(2,130)+dS(2,131)+dS(2,132)+dS(2,134)+dS(2,135)

stop
enddo
enddo
end

```

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:Diplomski rad

VR

Autor: Albert Ruman, br.dos. 468/2000

AU

Mentor: dr Milica pavkov, vanredni profesor PMF-a, Novi Sad

MN

Naslov rada: Numerička analiza isparavanja kod termodinamičkog ciklusa El Niño

NR

Jezik publikacije: Srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: s/e

JI

Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora

ZP

Uze geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2004

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: (broj poglavlja/broj strana//broj tabela/broj slika/broj grafika/broj priloga): (8/60/1/16/3)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Meteorologija i modeliranje zivotne sredine

ND

Ključne reči: El Niño, ENSO, ATLAS

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad

ČU

Važna napomena: Nema

VN

IZ Izvod: Cilj ovog rada je da se pokaže kolika je latentna energija isparavanja koju oslobađa okeanska površina. Njeno izračunavanje vršimo preko teorije sličnosti Monin-Obuhova.

Datum prihvatanja teme od strane departmana za fiziku: 29.11.2004.

DP

Datum odbrane: 28.12.2004.

DO

Članovi komisije:

Predsednik: prof.dr Zoran Mijatović, vanredni profesor

Mentor: dr Milica Pavkov, vanredni profesor

Član: prof.dr Agneš Kapor, redovni profesor

Član: prof.dr Borivoje Rajković, vanredni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph type

DT

Type of record: Printed text

TR

Contens Code: Final paper

CC

Author: Albert Ruman, 468/2000

AU

Mentor: Dr. Milica Pavkov, full professor

MN

Title:

TI

Language of text: Serbian

LT

Language of abstract: Serbian

LA

Country of publication: Serbia and Montenegro

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2004

PY

Publisher: Author reprint

PU

Publ.place: Faculty of Sciences

PP

Physical description: (chapters/pages/literature/tables/graphics/additional lists):
(8/60/1/16/3)

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Solid State Physics

SD

Key words: fullerene, Powder X-ray Crystal Structure Analysis, Exploring ICSD and PDF databases

UC

Holding data: Institute of Physics library

HO

Note: None

Abstract: The purpose of this work was to show what is the quantity of latent energy of evaporation, released by the surface of the ocean. The calculation is performed using theory of similarity Monin Obuhov.

Accepted by the Scientific Board on: 29.11.2004.

Defended: 28.12.2004.

Thesis defend board:

President: Dr Zoran Mijatović, assistant professor

Mentor: Dr Milica Pavkov, assistant professor

Member: Prof.dr Agneš Kapor, full professor

Member: Prof.dr Borivoje Rajković, assistant professor

