



86-102

Potential- och konduktivitets-
fördelningar i jonosfären under
inflytande av Birkelandströmmar

Lars Blomberg

Department of Plasma Physics

The Royal Institute of Technology
S-100 44 Stockholm SWEDEN

86-102

Potential- och konduktivitets-
fördelningar i jonosfären under
inflytande av Birkelandströmmar

Lars Blomberg

Examensarbete

Maj 1986

Institutionen för Plasmafysik
Kungl. Tekniska Högskolan
100 44 Stockholm

ABSTRAKT

En realistisk modell för beräkning av potentialfördelningen på höga latituder presenteras. Potentialen beräknas ur sambandet $\mathbf{j}_{\parallel} = \nabla \cdot [\sum (-\nabla \phi)]$ där som indata används den uppmätta globala Birkelandströmfördelningen och en konduktivitetsfördelning som är relaterad till denna och som har bidrag från såväl solens UV-strålning som partikelprecipitation. Ett flertal potentialfördelningar presenteras och diskuteras för olika strömmar och olika antaganden om hur dessa påverkar jonsfärskonduktiviteten. Det storskaliga potentialmönstret tycks dock till stor del bestämmas av Birkelandströmmarna.

KAPITEL 1

INLEDNING

Magnetosfären och jonosfären kopplas samman elektriskt tack vare den höga konduktiviteten som normalt existerar parallellt med det geomagnetiska fältet, och de strömmar som flyter längs detta. Dessa strömmar kallas Birkelandströmmar efter den norske fysiker som först föreslog deras existens 1908. De flyter huvudsakligen på höga latituder och främst i norrskenszonen (och givetvis även i sydskenszonen, fortsättningsvis diskuteras om inget annat sägs endast norra hemisfären). Två områden med motriktade strömmar kan urskiljas, region 1 i den norra delen av norrskensovalen, och region 2 i ovalens södra del. Birkelandströmmarna inverkar kraftigt på potentialfördelningen i jonosfären på höga latituder. Strömmarna är i sin tur relaterade till den magnetiska aktiviteten (t ex ökar strömmarna i styrka under substormar).

Nisbet et al. (1978) studerade strömmar och elektriska fält i jonosfären orsakade av Birkelandströmmar med hänsyn tagen till interhemisfärisk koppling längs magnetfältlinjer och fann dels att potentialmaximum är beläget på nattsidan, dels att potentialmönstret är vridet medurs i polarkalotten.

Att ekvipotentiallinjerna förskjuts mer och mer mot kvällssidan med ökande dag-natt-gradient hos konduktiviteten i polarkalotten konstaterades av Atkinson och Hutchison (1978).

Nopper och Carovillano (1979) fann att elektriska fältets orientering i polarkalotten varierar med intensitetsförhållandet mellan strömmarna i region 1 respektive 2. För ökad substormaktivitet fann man att detta förhållande minskade och att polarkalottens potentialmönster vreds medurs.

Bleuler et al. (1982) gjorde beräkningar av strömmar och fält i jonosfären för givna Birkelandströmmar. Man undersökte också sambandet mellan Birkelandströmmarna och den magnetiska aktiviteten, för att kunna modellera elektriska fält och strömmar som funktion av mätta geofysiska index.

"Case studies" av elektriska fält och konduktiviteter i jonosfären i relation till Birkelandströmmar mätta av Triad har gjorts av Robinson et al. (1982) och Senior et al. (1982).

Yasuhara et al. (1983) beräknade det potentialfält som genereras av en påtryckt Birkelandströmfördelning, och fann att fältet vreds medurs då Hallkonduktivitetens värde i norrskensovalen höjdes över dess värde i polarkalotten.

Kan et al. (1984) studerade effekten av ett påtryckt elektriskt fält under antagandet att Hallströmmen delvis var hindrad att sluta sig i magnetosfären. Den resulterande potentialbilden roterades medurs och rotationen ökade med ökad blockeringsparameter.

En allmänna studie av dessa "blockeringseffekter" gjordes av Marklund et al. (1985), som behandlade ett fall där hela jonasfärsströmmen (både Hall- och Pedersenkomponenter) var delvis hindrad att sluta sig i magnetosfären. Detta fall stämmer väl överens med norrskensobservationer från raketar, satelliter och markbaserad radar. Även de erhöll en vridning medurs (med realistiska värden på blockeringsparametern).

Som påpekats av bl a Robinson et al. (1985) måste konduktivitetsmodeller vara konsistenta med Birkelandströmfördelningen då uppåtriktade strömmar till största delen svarar mot precipiterande elektroner som åtminstone delvis bidrar till att höja konduktiviteten.

I föreliggande rapport studeras därför den potentialfördelning som genereras av en given Birkelandströmfördelning, under olika antaganden om hur konduktivitetsfördelningen påverkas av strömmen. Dessutom används här en realistisk modell av Birkelandströmfördelningen, baserad på satellitmätdata, till skillnad från de flesta tidigare studier där kraftigt idealiseraade, symmetriska strömfördelningar används. Olika grader av magnetisk aktivitet samt olika årstider studeras.

Även här erhålls en medurs vridning av potentialmönstret i polarkalotten. Denna beror dock delvis på att den givna strömfördelningen är något förskjuten relativt midnatt-middags-planet.

Modellen beskrivs utförligt i kapitel 2, beräkningsresultaten presenteras i kapitel 3 och en avslutande diskussion förs i kapitel 4. Den numeriska lösningen beskrivs kortfattat i appendix.

KAPITEL 2

MODELL

Över det latitudintervall som berörs kan jonosfären med god approximation betraktas som plan. Det innebär att magnetiska kolatituden blir en polär r-koordinat, magnetisk lokaltid en polär θ -koordinat, räknad från midnatt österut.

Antag nu att \vec{E}_o är "jonosfärskomposanten" (horisontella komposanten) av elektriska fältet. \vec{E}_o driver då en jonosfärström

$$\vec{j}_o = \sigma_p \vec{E}_o + \sigma_H \hat{B} \times \vec{E}_o \quad (1)$$

där σ_p , σ_H är Pedersen- respektive Hallkonduktiviteten och \hat{B} en enhetsvektor i geomagnetiska fältets riktning (nedåt kring norra polen). Höjdintegration över det ledande jonosfärsskiktet ger

$$\vec{J}_o = \Sigma_p \vec{E}_o + \Sigma_H \hat{B} \times \vec{E}_o \quad (2)$$

där \vec{J}_o , Σ_p , Σ_H är de höjdintegrerade motsvarigheterna till \vec{j}_o , σ_p , σ_H respektive.

Betrakta en "tub" genom jonosfären med övre begränsningsyta S vars rand kallas ∂S . Den totala horisontella strömmen ut ur jonosfären (genom tuben) ges av:

$$I_{ut} = \oint_S \vec{J}_o \cdot \hat{n} dl \quad (3)$$

eller med hjälp av Gauss sats

$$I_{ut} = \iint_S \nabla \cdot \vec{J}_o dS \quad (4)$$

Den totala vertikala strömmen in genom tuben ges av:

$$I_{in} = \iint_S j_u dS \quad (5)$$

där j_u är Birkelandströmtätheten.

I stationärt tillstånd är nettoladdningen konstant i varje del av jonosfären, detta innebär (kontinuitetsekvationen) att de två strömmarna ovan måste balansera varandra

$$I_{in} = I_{ut} \quad (6)$$

denna skall gälla för varje yta S vilket ger:

$$\mathbf{j}_{\parallel} = \nabla \cdot \vec{J}_o \quad (7)$$

(2) & (7) ger:

$$\mathbf{j}_{\parallel} = \nabla \cdot [\sum_p \vec{E}_o + \sum_h \hat{\mathbf{B}} \times \vec{E}_o] \quad (8)$$

Eftersom magnetfältet (\vec{B}) här betraktas som statiskt gäller:

$$\vec{E}_o = -\nabla \phi \quad (9)$$

(9) insatt i (8) ger:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\parallel} &= -\nabla \cdot [\sum_p \nabla \phi + \sum_h \hat{\mathbf{B}} \times \nabla \phi] = \\ &= -\sum_p \nabla^2 \phi - \nabla \sum_p \cdot \nabla \phi - \nabla \sum_h \cdot \hat{\mathbf{B}} \times \nabla \phi - \\ &\quad - \sum_h [\nabla \phi \cdot (\nabla \times \hat{\mathbf{B}}) - \hat{\mathbf{B}} \cdot \nabla \times \nabla \phi] \end{aligned} \quad (10)$$

Men $\nabla \times \hat{\mathbf{B}} = \nabla \times \nabla \phi = 0$ och härur fås:

$$\mathbf{j}_{\parallel} = -\sum_p \nabla^2 \phi - \nabla \sum_p \cdot \nabla \phi - \nabla \sum_h \cdot \hat{\mathbf{B}} \times \nabla \phi \quad (11)$$

Enligt Boström (1974) svarar den första av dessa termer mot Birkelandströmmar av magnetosfäriskt ursprung, medan andra och tredje termen är relaterade till Birkelandströmmar med ursprung i jonosfären, orsakade av rumsvariationer hos jonosfärs-konduktiviteten.

(11) kan skrivas om enligt:

$$\nabla^2 \phi + \frac{\nabla \sum_p}{\sum_p} \cdot \nabla \phi + \frac{\nabla \sum_h}{\sum_p} \cdot \hat{\mathbf{B}} \times \nabla \phi = -j_{\parallel} / \sum_p \quad (12)$$

Denna ekvation kan användas som utgångspunkt för att beräkna det potentialmönster som genereras av en given Birkelandström, under förutsättning att \sum_p och \sum_h också är givna.

Där jonerna domineras av molekyler (E-skiktet och nedre delen av F-skiktet) gäller:

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha n_e^2 \quad (13)$$

där q är ionisationshastigheten, α är rekombinationskoeffi-cienten och n_e elektrontätheten.

Då jonerna domineras av atomer (övre delen av F-skiktet) gäller istället:

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \beta n_e \quad (14)$$

där β är "vidhäftningskoefficienten".

Konduktiviteterna ges av:

$$\sigma_p = \left(\frac{v_{en} w_e}{v_{en}^2 + w_e^2} + \frac{v_{in} w_i}{v_{in}^2 + w_i^2} \right) \frac{e n_e}{B} \quad (15)$$

$$\sigma_H = \left(\frac{w_e^2}{v_{en}^2 + w_e^2} - \frac{w_i^2}{v_{in}^2 + w_i^2} \right) \frac{e n_e}{B} \quad (16)$$

där v_{en} (v_{in}) är kollisionsfrekvensen mellan elektroner (joner) och neutralgas, samt w_e (w_i) gyrofrekvensen för elektroner (joner).

I jonosfären (över D-skiktshöjd) gäller $w_e \gg v_{en}$ och $\frac{v_{en} w_e}{v_{en}^2 + w_e^2} \ll \frac{v_{in} w_i}{v_{in}^2 + w_i^2}$ vilket ger:

$$\sigma_p \approx \frac{v_{in} w_i}{v_{in}^2 + w_i^2} \cdot \frac{e n_e}{B} \quad (17)$$

$$\sigma_H \approx \frac{v_{in}^2}{v_{in}^2 + w_i^2} \cdot \frac{e n_e}{B} \quad (18)$$

v_{in} och w_i varierar med höjden på ett sådant sätt att nästan hela bidraget till de höjdintegrerade konduktiviteterna

$$\Sigma_p = \int \sigma_p dz, \quad \Sigma_H = \int \sigma_H dz$$

kommer från E-skiktet (90-150 km's höjd). Detta innebär att ionisationsprocessen beskrivs av ekvation (13) som för jämvikt ($\frac{dn_e}{dt} = 0$) ger:

$$q = \alpha n_e^2 \quad (19)$$

Men $q = \sum_k q_k$ där q_k är ionisationshastigheten orsakad av den k :te ionisationsmekanismen. Tillsammans med $q_k = \alpha n_{ek}^2$ ger detta

$$\alpha n_e^2 = \sum_k \alpha n_{ek}^2 \quad (20)$$

och härav följer eftersom $\Sigma_{p(H)}$ är proportionell mot n_e att konduktivetsbidraget från de olika mekanismerna bör adderas kvadratiskt. En konstant bakgrund kan dock adderas på vanligt sätt.

Konduktiviteten sammansätts här av fyra delar enligt följande:

$$\Sigma_p = \Sigma_{oP} + (\Sigma_{gp}^2 + \Sigma_{vp}^2 + \Sigma_{jnp}^2)^{1/2} \quad (21)$$

$$\Sigma_H = \Sigma_{OH} + (\Sigma_{gh}^2 + \Sigma_{vh}^2 + \Sigma_{jh}^2)^{1/2} \quad (22)$$

där Σ_o är en konstant bakgrund, Σ_g är en genomsnittsbakgrund för norrskenszonen, representerad av en gaussfördelning

$$\Sigma_g = \Sigma_{go} \cdot \exp\left[-\frac{(r - r_o)^2}{r_{go}^2}\right] \quad (23)$$

där $r_o = r_o(\theta)$ är kolatituden för "medelnorrskensovalens" centrum som ges av:

$$r_o = 17^\circ + 6^\circ \cdot |\cos \frac{\theta}{2}| \quad (24)$$

Σ_{uv} beskriver den av solens UV-strålning uppkomna konduktiviteten enligt:

$$\Sigma_{uv} = \alpha \cdot r_{uv} \cdot \cos\left(\frac{q}{10} \cdot (180^\circ - \theta_{uv})\right) \quad (25)$$

då θ_{uv} ligger mellan 80 och 280. Utanför dessa gränser är Σ_{uv} satt till noll. r_{uv} , θ_{uv} är "polära" koordinater med origo i skärningspunkten mellan jonsfären och z-axeln i GSM-systemet (Geocentric Solar Magnetospheric), och dess (GSM) negativa x-axel som polaraxel.

$\Sigma_{j''}$ representerar konduktivitetsbidraget från de precipiterande partiklar som bär de uppåtriktade Birkelandströmmarna. Elektronernas förmåga att jonisera atomer och molekyler (och därmed bidra till konduktiviteten) är proportionell mot deras energi. Elektronernas totala ionisationsförmåga bestäms av deras energiflöde. Endast nedåtgående elektroner (uppåtriktade Birkelandströmmar) antas bidra till konduktiviteten, eftersom uppåtgående elektroner huvudsakligen har termiska hastigheter och därmed ingen eller ringa förmåga att jonisera atomer eller molekyler. På dagsidan bär Birkelandströmmarna till största delen av lågenergetiska elektroner som "bromsas upp" på hög höjd och därfor endast ger ett mycket litet bidrag till konduktiviteten, medan strömmen på nattsidan till stor del utgörs av mer högenergetiska partiklar. Proportionalitetsfaktorn (k) mellan ström och konduktivitet har därfor gjorts longitudinberoende enligt:

$$k = k_{max} \text{ för } \theta < 90^\circ, \theta > 270^\circ \text{ (nattsidan)}$$

$$k = k_{min} \text{ för } 120^\circ < \theta < 240^\circ \text{ (dagsidan)}$$

och där emellan en linjär variation mellan dessa k -värden.

Tre olika antaganden provas:

$$1) \quad \Sigma_{j''} = k \cdot j'' \quad (26)$$

svarande mot att en strömändring helt antas orsakad av en ändring av partikeltätheten hos de strömbärande partiklarna,

$$2) \quad \Sigma_{j''} = k \cdot j'' \cdot \left(\frac{j''}{j_0}\right) \quad (27)$$

strömändring relaterad till ändring av partikeltäthet och förskjutning av partiklarnas karakteristiska energi.

$$3) \quad \Sigma_{j''} = k \cdot j'' \cdot \left(\frac{j''}{j_0}\right)^2 \quad (28)$$

Detta svarar mot att en förändring av strömmen helt orsakas av en ändring hos partiklarnas energi, utan att partikeltätheten ändras.

Fördelningen mellan dessa bidrag till konduktiviteten har anpassats för att ge hygglig överensstämmelse med konduktivitetsvärdet beräknade ur partikelobservationer (Wallis och Budzinski, 1981).

Birkelandströmmarna har modellerats utgående från genomsnittsströmfördelningar beräknade ur satellitmätningar (utförda under tiden januari 1973 till oktober 1974) av rumsvariationer hos det geomagnetiska fältet på höga latituder (Iijima och Potemra, 1976a, 1978).

Dessa strömfördelningar är presenterade för varje timme (MLT) samt för två latitudområden separerade ungefär 4° och centrerade ungefär kring r_\oplus (se ovan).

Modelleringen har gjorts med en (avhuggen) Fourierserie i longitudled för vardera av de två latituderna. Dessa kurvor har sedan knutits ihop i longitudled med ett tredjegradspolynom som har nollgenomgångar 3° pol- respektive ekvatorsvis om de latituder där Fourierserierna är beräknade.

Vid bestämningen av potentialfördelningen har ovanstående uttryck för strömmar och konduktiviteter använts i (12) tillsammans med randvillkoret $\phi(r_{\text{rand}}, \theta) = 0$ där $r_{\text{rand}} = 40^\circ$ (kolatitud).

Använda parametervärden vid beräkningarna visas på figurerna.

KAPITEL 3

RESULTAT

Figurerna 1 t o m 8 visar använd Birkelandströmfördelning (a) med nedåtriktade strömmar i de streckade områdena, beräknad potentialfördelning (b), höjdintegrerad Pedersenkonduktivitet (c), och höjdintegrerad Hallkonduktivitet (d), för olika strömfördelningar respektive antaganden om hur konduktiviteten beror av strömmen. Samtliga dessa beräkningar är utförda för soldeklination 0° (ekvinox) och UT 23h (midnatt i Sverige). För strömmarna gäller att nivåkurvorna är separerade med $0.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$, för potentialerna är separationen 10 kV, och för konduktiviteterna visas nivåerna 1, 3, 7, 10 och 20 S.

Figur 1 visar fallet med den aktiva strömmen, d v s strömmen beräknad ur satellitmätningar av rumsliga magnetfältsvariationer för $|\text{AL}| > 100 \text{nT}$, och under antagandet att strömmen bidrar linjärt till konduktiviteten enligt ekvation 26 (se kapitel 2).

Värt att notera är att extrempotentialerna på dagsidan i stort sammanfaller med Birkelandströmmarnas amplitudextrema, att ytterligare en liten potentialtopp finns på nattsidan samt att ekvipotentiallinjerna i polarkalotten är förskjutna mot morgonsidan. Det senare orsakas enligt Atkinson och Hutchison (1978) av konduktivitetens dag-natt-gradient. Totala potentialfallet över polarkalotten är ungefär 140 kV, vilket är av samma storleksordning som det potentialfall t ex Kamide och Matsushita (1979b) erhållit.

Figur 2 och 3 visar motsvarande fall men med kvadratiskt respektive kubiskt beroende mellan konduktivitet och ström (ekvation 27 respektive 28). Skillnaderna mellan potentialmönstret i dessa fall och det föregående är mycket små.

I figur 4 visas den potential som erhålls då den strömberoende delen av konduktiviteten ersätts med en gaussfördelning. Denna gaussfördelning har en amplitud som är 3 gånger högre och en "bredd" som är 2.5 gånger mindre, jämfört med motsvarande parametrar för den bakgrundskonduktivitet som finns i alla fallen (se kapitel 2). I detta fall erhålls väsentligen samma potentialmönster som i de tidigare fallen, men potentialfallet över polarkalotten är här endast cirka 100 kV, vilket troligen orsakas av att konduktiviteten här har ett högt värde i hela norrskenovalen och inte bara i de områden där man har

uppåtriktade Birkelandströmmar, vilket torde representera ett mindre realistiskt fall.

Figurerna 5 t o m 8 visar motsvarande fall för den lugna strömmen, d v s linjärt, kvadratiskt och kubiskt beroende mellan konduktivitet och ström samt ströomboeroende gaussfördelad konduktivitet, för $|AL| < 100 \text{nT}$. Dessa potentialfördelningar uppvisar stora likheter med motsvarande mönster för den aktiva strömmen, men vissa väsentliga skillnader är vä尔da att noteras, 1) att potentialmaximum på morgonsidan helt försvunnit, så att den enda potentialtoppen nu finns på nattsidan, och 2) att mönstret söder om norrskensovalen är annorlunda. Om det senare är en fysikalisk effekt eller en följd av det randvillkor som används är oklart (se vidare kapitel 4), och därför diskuteras inte denna skillnad vidare här. Även potentialfallen över polarkalotten är i stort desamma som för den aktiva strömmen, eftersom både konduktivitet och ström är lägre.

Dessa resultat är i stort överensstämmende med vad Bleuler et al. (1982, fig 6a, 6c) samt Shen et al. (1986, fig 7a) funnit för motsvarande fall av strömfördelningar. Deras strömfördelningar är dock mer idealiseringar än de som används här, och ingen av dessa har ströomboeroende konduktiviteter.

Figur 9 visar den givna lugna strömmen. Som kontroll visas i figurerna 10 och 11 den ur den erhållna potentialfördelningen genom derivering åter beräknade strömmen för fallen med linjärt respektive kvadratiskt beroende mellan konduktivitet och ström. Överensstämelsen mellan given och beräknad ström är i bågge fallen mycket god (med hänsyn tagen till diskretiseringen (se appendix) är överensstämelsen extremt god), vilket tyder på att den beräknade potentialfördelningen är korrekt med god noggrannhet.

Figurerna 12, 13 och 14 visar motsvarande jämförelse mellan given (12) och beräknad (13, 14) ström, för den aktiva strömmen. Även här är den storskaliga överensstämelsen god, dock finns hos de beräknade strömmarna en viss finstruktur som saknar motsvarighet hos den givna strömmen. Detta har förmodligen sin förklaring i att gradienterna hos såväl ström som konduktiviteter i detta fall är större än för den lugna strömmen så att därmed diskretiseringen inverkar kraftigare här.

Figurerna 15 t o m 22 visar samma fall som figurerna 1 t o m 8, d v s linjärt, kvadratiskt och kubiskt beroende mellan ström och konduktivitet samt ströomboeroende gaussfördelad konduktivitet för aktiv respektive lugn ström, men för soldeklination -20° (vinter). Potentialfördelningen är i samtliga dessa fall lik motsvarande fördelning i ekvinoxfallet, med de små skillnaderna att potentialfallet över polarkalotten här är något större, beroende på lägre konduktivitet vid samma ström, samt att den västriktade utbukningen av ekvipotentiallinjerna hos potentialmönstret på kalottens kvällssida är något kraftigare. Potentialen söder om norrskensovalen med ett överallt nordriktat elektriskt fält är med största sannolikhet ett

resultat av det randvillkor som används (potentialen noll vid 50° latitud) samt det faktum att de upp- och nedåtriktade Birkelandströmmarna inte helt balanserar varandra utan att man har en uppåtriktad nettoström som måste balanseras av en nordåtriktad ström vid randen (50° latitud). Obalansen mellan upp- och nedåtriktade strömmar orsakas troligen av mätonoggrannhet (nettoströmmen är cirka 10 % av den totala strömmen).

I figur 23 och 24 visas de ur potentialfördelningen beräknade lugna respektive aktiva strömmarna för vinterfallet med kvadratiskt beroende mellan konduktivitet och ström. Även i detta fall är överensstämmelsen med de givna strömmarna mycket god.

Figurerna 25 t o m 32 visar samma fall som figurerna 1 t o m 8 men för soldeklination $+20^\circ$ (sommarr). Även sommarfallet är i väsentliga delar snarlikt ekvinoxfallet. Skillnaderna är främst att utbukningen i potentialmönstret på polarkalottens kvällssida på sommaren nästan försätter helt samt att potentialfallet över kalotten här är betydligt lägre än vid ekvinoxerna respektive på vintern. Det senare orsakas troligen av att såväl absoluta värdet som gradienten hos konduktiviteten här är högre. Att utbukningen minskar torde bero på att konduktivitetsfördelningen på sommaren är något "jämnare" relativt sett i norrskensovalen än vid andra tider på året. Även för sommarfallet avviker potentialmönstret söder om ovalen från motsvarande mönster vid ekvinox, men eftersom randvillkorets inverkan är oklar diskuteras inte detta vidare här (för en diskussion av randvillkor se kapitel 4).

Den ur potentialfördelningen beräknade lugna respektive aktiva strömmen för sommarfallet med kvadratiskt strömberoende konduktivitet visas i figur 33 respektive 34. Också i detta fall är överensstämmelsen med de givna strömmarna god.

Figurerna 35 och 36 visar variationen hos elektriska fältvektorns jonasfärskomposant för några olika snitt genom jonasfären. Vektorerna är normerade för varje snitt för sig och endast relativ variationer hos beloppet kan därför ses direkt på dessa figurer. Bägge dessa visar fält erhållna vid ekvinox och kvadratiskt beroende mellan konduktivitet och ström för förhöjd magnetisk aktivitet ($|AL| > 100 \text{ nT}$).

KAPITEL 4

DISKUSSION

I detta arbete har den potentialfördelning som krävs för att upprätthålla en given Birkelandströmfördelning med en given konduktivitetsfördelning beräknats för ett flertal fall. Olika typer av beroende mellan konduktivitet och ström har provats. Det har visat sig att det storskaliga potentialmönstret är ganska okänsligt för mindre variationer i konduktiviteten och att det är mycket starkt kopplat till den givna Birkelandströmfördelningen.

Den resulterande potentialfördelningen skiljer sig inte särskilt mycket mellan de olika fall som undersökts. Det storskaliga mönstret är i princip det samma, med den skillnaden att för den lägre magnetiska aktiviteten ($|AL| < 100\text{nT}$), är potentialmaximat mer förskjutet mot nattsidan än för den högre magnetiska aktiviteten ($|AL| > 100\text{nT}$). Vidare är potentialfallet över kalotten lägre på sommaren p g a den högre konduktiviteten i kalotten, åstadkommen av solens UV-strålning.

Konduktivitetsmodellen (som beskrivs av ekvationerna (21) och (22)) innehåller en term som avspeglar konduktivitetsbidraget från solens UV-strålning. Detta ger en dag-natt-gradient hos konduktiviteten, vilken enligt Zi och Nielsen (1982) spelar en dominerande roll för magnetiskt lugna förhållanden. I detta arbete bidrar UV-strålningen lika mycket till Hall- som Pedersenkonduktiviteten i enlighet med Kan et al. (1984). Reiff (1984) har dock påpekat att UV-strålningens bidrag till Hallkonduktiviteten empiriskt befunnits vara ungefär dubbelt så stort som dess bidrag till Pedersenkonduktiviteten. Å andra sidan fann Kamide och Matsushita (1979b) att kvoten mellan Hall- och Pedersenkonduktiviteten i norrskensovalen inte är en kritisk parameter, så effekten av en höjning av denna kvot till två borde på sin höjd vara en smärre förändring av potentialmönstret i polarkalotten, vilket också bekräftats av en kontrollräkning.

Konduktiviteten innehåller också två termer som representerar den konduktivitetsförhöjning som observeras i norrskensovalen, en gaussfördelad bakgrund och en strömberoende del. Bidraget från dessa två termer har anpassats för att ge hygglig överensstämmelse med ur partikelmätdata beräknade medelkonduktiviteter (Wallis och Budzinski, 1981). Detta kan dock ge något felaktiga resultat, eftersom såsom påpekats av Reiff

(1984), globala empiriska modeller tenderar att "smeta ut" konduktivitetsfördelningen i latitudled, på gärdet norrskenets ständigt växlande latitud. Då vi här utgår från genomsnittsvärden av den globala Birkelandströmfördelningen bör naturligtvis även konduktivitetsfördelningen representera ett genomsnittsvärde och ej något momentant värde.

Vad gäller den strömberöende delen av konduktiviteten, så har dess bidrag i dagsideovalen satts betydligt lägre än bidraget på nattsidan (för samma ström). Det motiveras av att konduktivitetsförhöjningen i ovalen på dagsidan (i den mån den alls förekommer) inte alls är lika markant som på nattsidan. Precipiterande och strömbärande partiklar är inte nödvändigtvis desamma och förhållandet mellan Birkelandström och precipiterande elektronflöde kan förmödligens förfinas med hjälp av uttryck givna av Knight (1973). Dessutom beror enligt Robinson et al. (1985) konduktiviteten förutom på Birkelandströmmen också på plasmakarakteristiken vid magnetfältlinjens magnetosfäriska ände, vilket ytterligare komplicerar det hela.

Robinson et al. (1985) påpekar att kvoten mellan totala Hall- och Pedersenkonduktiviteterna är större på morgon- än på kvällssidan, vilket beror på den mer högenergetiska precipitationen på morgonsidan. I den här använda modellen är denna kvot densamma i hela jonosfären.

Den strömfördelning som används är baserad på satellitmätdata (Iijima och Potemra, 1978). Samma strömfördelning har används för alla årstider, men enligt Sugiura och Potemra (1978) är Birkelandströmmarna ungefär dubbelt så starka på sommaren som på vintern. Dessutom tas här ingen hänsyn till strömmarna i "polar cusp" eftersom dessa uppvisar en mycket kraftig säsongsvariation (Iijima och Potemra, 1976b). Inte heller interhemisfärisk koppling längs magnetfältlinjer tas någon hänsyn till, vilken som påpekats av Nisbet et al. (1978) kan vara väsentlig.

Det randvillkor som används här är detsamma som användes av Marklund et al. (1985) och Kan et al. (1984), nämligen, potentialen noll vid 50° latitud. Detta randvillkor ger troligen "rätt" potential i och norr om norrskenovalen, medan potentialmönstret söder om ovalen kan deformeras ganska kraftigt. (Olika typer av osymmetriska Dirichlet-randvillkor har provats. Effekten är ett helt annat fält söder om ovalen, men inga väsentliga skillnader i och norr om denna.)

Kamide och Matsushita (1979a,b) använde randvillkoren att potentialen i polen är noll samt att elektriska fältets "latitudriktade" komponent är noll vid ekvatorn. Det fysikaliskt rimliga med detta senare villkor är oklart.

Nopper och Carovillano (1979) använde som randvillkor att strömmen "genom" ekvatorn är noll. Detta förutsätter dock att man använder sig av en Birkelandströmfördelning där upp- och nedåtriktade strömmar balanserar varandra.

DISKUSSION

Nisbet et al. (1978) löste problemet med randvillkor genom att betrakta hela klotet, och behövde därmed bara specificera potentialen i en punkt. Detta angreppssätt är det som kommer den fysikaliska verkligheten närmast, nackdelen är dock att beräkningsarbetet blir mer omfattande.

Sammanfattningsvis kan sägas att den modell som används här troligen är ganska bra för att beräkna den storskaliga potentialfördelning som fås i norrskensovalen och polarkalotten givet en Birkelandströmfördelning. Modellen kan dock enligt ovan förfinas i många detaljer, och indata (Birkelandströmmarna) kan modelleras ännu mer realistiskt än vad som gjorts här.

KAPITEL 5

SAMMANFATTNING

De viktigaste resultaten som erhållits i detta arbete kan sammanfattas i följande punkter:

- 1) Det storskaliga potentialmönstret är relativt okänsligt för mindre variationer i konduktiviteten.
- 2) Potentialfördelningen bestäms till största delen av den givna Birkelandströmfördelningen.
- 3) Potentialtoppen på morgonsidan förskjuts mot dagsidan med ökande magnetisk aktivitet.
- 4) Potentialfallet över polarkalotten är mindre sommartid än vid ekvinox respektive på vintern.
- 5) Den använda modellen beskriver ganska väl förhållandena i och norr om norrskenszonen, men kan förfinas ytterligare i många detaljer.

Stort tack till Göran Marklund som varit huvudhandledare för detta examensarbete. Tack också till Lars Block, Per-Arne Lindqvist, Michael Raadu, Bengt Harald Nilsson och Ramesh Mehra för värdefull hjälp.

APPENDIX A
NUMERISK LÖSNING

Den centrala ekvationen i problemet (12) är en elliptisk partiell differentialekvation som med realistiska uttryck för Birkelandströmmar och konduktiviteter är mycket svår (troligen omöjlig) att lösa analytiskt. Därför används här en FORTRAN--subrutin (EPDE1) ur CERN's programbibliotek som löser denna typ av ekvationer numeriskt med succesiv överrelaxation (Liebmanns accelererade metod). P g a inre begränsningar i denna subrutin kan maximalt cirka 2900 noder användas. För att få största möjliga spridning på dessa, har beräkningen gjorts i kartesiska koordinater med ett nät omfattande 52 x 52 punkter. Noggrannhetskravet har ställts så att iterationen avbryts då maximumnormen av den senaste korrektionsvektorn är mindre än ungefär en promille av maximumnormen av lösningsvektorn. Detta bör räcka för att ge en numerisk lösning som ligger inom några procent från den korrekta, utom i områden med extrema gradienter i indata, där man p g a diskretiseringen kan erhålla större fel (eller i värsta fall en divergent iterationsföljd). För konvergens (enligt noggrannhetskravet ovan) behövs normalt 500-1000 iterationer, vilket kräver cirka 3-6 minuter processortid (VAX 11/750).

APPENDIX B

REFERENSER

- Atkinson G. och D. Hutchison
Effect of the day-night ionospheric conductivity gradient on polar cap convective flow, J. Geophys. Res., 83, 725, 1978
- Bleuler E., C. H. Li och J. S. Nisbet
Relationships between the Birkeland currents, ionospheric currents, and electric fields, J. Geophys. Res., 87, 757, 1982
- Boström R.
Ionosphere-magnetosphere coupling, i Magnetospheric Physics, ed. B. M. McCormac p. 45, D. Reidel, Hingham, Mass., 1974
- Iijima T. och T. A. Potemra
The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, J. Geophys. Res., 81, 2165, 1976a
- Iijima T. och T. A. Potemra
Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, J. Geophys. Res., 81, 5971, 1976b
- Iijima T. och T. A. Potemra
Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms, J. Geophys. Res., 83, 599, 1978
- Kamide Y. och S. Matsushita
Simulation studies of ionospheric electric fields and currents in relation to field-aligned currents 1. Quiet periods, J. Geophys. Res., 84, 4083, 1979a
- Kamide Y. och S. Matsushita
Simulation studies of ionospheric electric fields and currents in relation to field-aligned currents 2. Substorms, J. Geophys. Res., 84, 4099, 1979b
- Kan J. R., R. L. Williams och S.-I. Akasofu
A mechanism for the westward traveling surge during substorms, J. Geophys. Res., 89, 2211, 1984
- Knight S.
Parallel electric fields, Planet. Space Sci., 21, 741, 1973

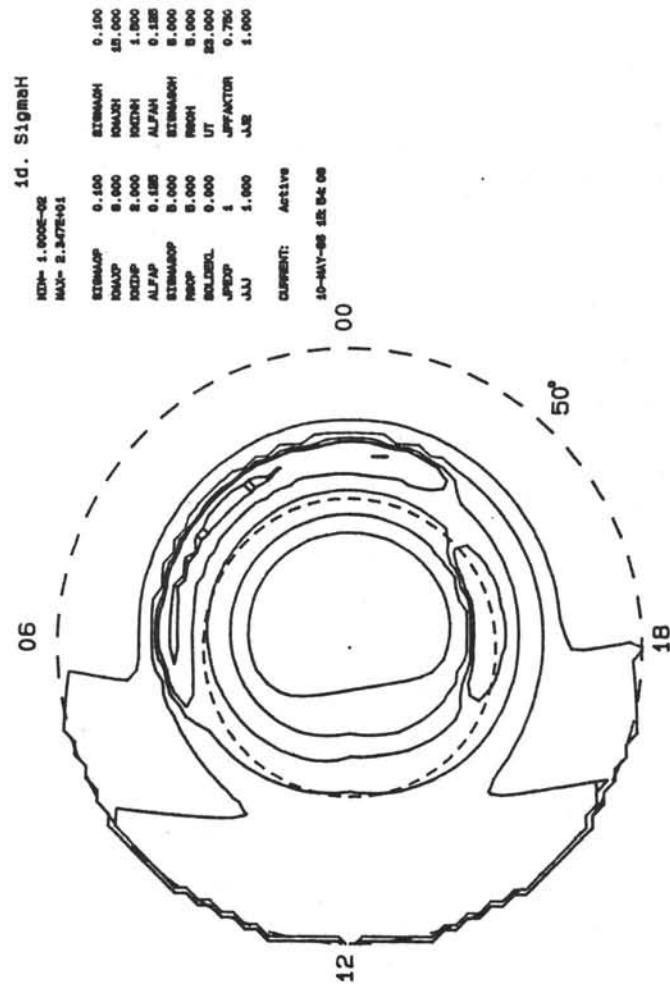
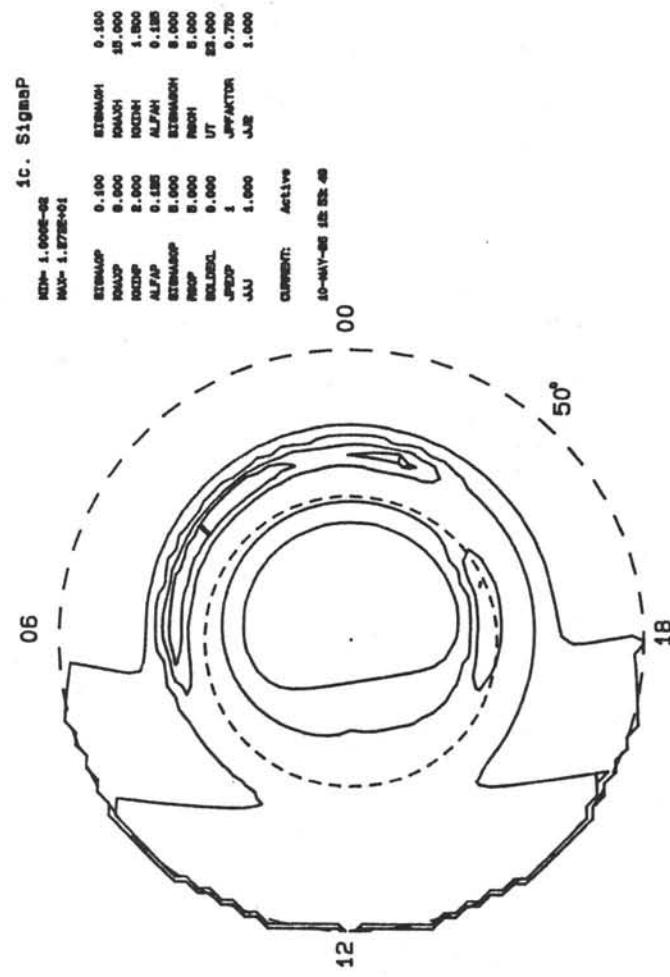
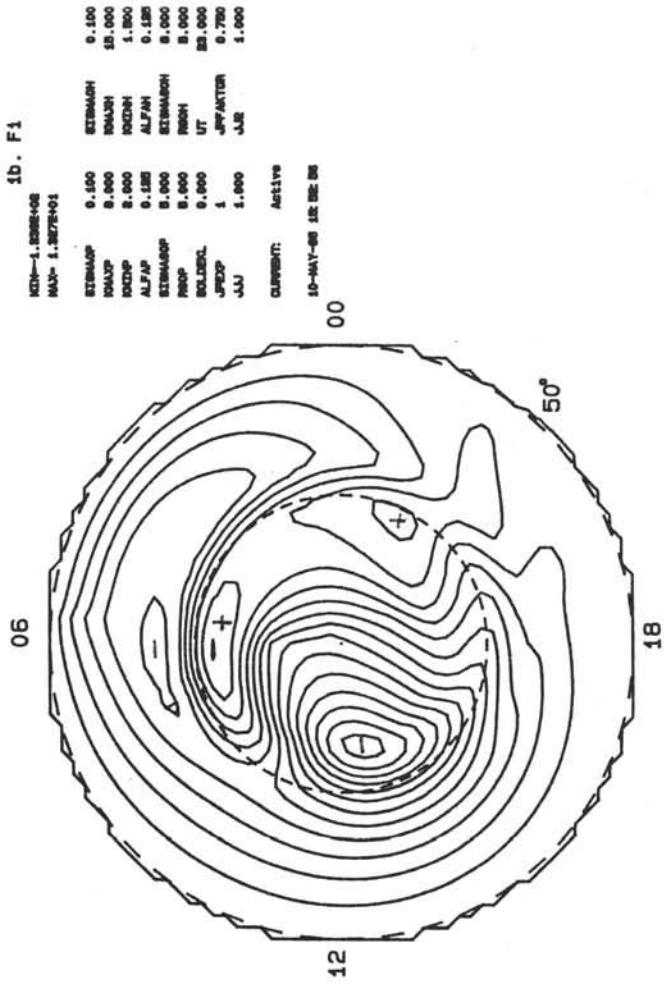
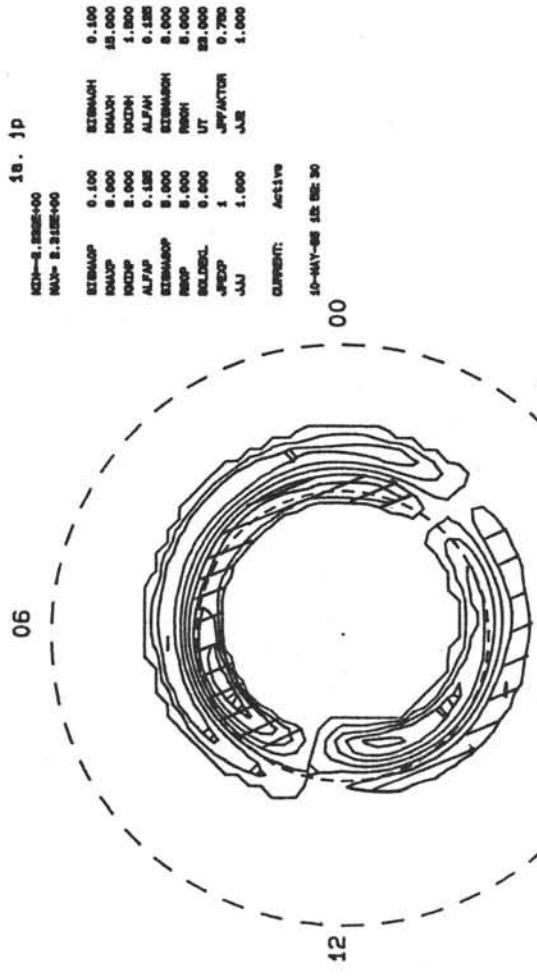
- Marklund G. T., M. A. Raadu och P.-A. Lindqvist
Effects of Birkeland current limitation on high-latitude convection patterns, J. Geophys. Res., 90, 10864, 1985
- Nisbet J. S., M. J. Miller och L. A. Carpenter
Currents and electric fields in the ionosphere due to field-aligned auroral currents, J. Geophys. Res., 83, 2647, 1978
- Nopper R. V. Jr. och R. L Carovillano
On the orientation of the polar cap electric field, J. Geophys. Res., 84, 6489, 1979
- Reiff P. H.
Models of auroral-zone conductances, i Magnetospheric currents, Geophys. Monogr. Ser., vol. 28, ed. T. A. Potemra, p. 180, AGU, Washington D. C., 1984
- Robinson R. M., R. R. Vondrak och T. A. Potemra
Electrodynanic properties of the evening sector ionosphere within the region 2 field-aligned current sheet, J. Geophys. Res., 87, 731, 1982
- Robinson R. M., R. R. Vondrak och T. A. Potemra
Auroral-zone conductivities within the field-aligned current sheets, J. Geophys. Res., 90, 9688, 1985
- Senior C., R. M. Richmond och T. A. Potemra
Relationship between field-aligned currents, diffuse auroral precipitation, and the westward electrojet in the early morning sector, J. Geophys. Res., 87, 10469, 1982
- Shen Chang-Shou, Go You-Min och Zi Min-Yun
A study of high-latitude E-field patterns using simple models with day-night ionospheric conductivity gradient, Planet. Space Sci., 34, 59, 1986
- Sugiura M. och T. A. Potemra
Seasonal variation in the field-aligned current as observed by Triad (abstract), Eos Trans., AGU, 59, 1170, 1978
- Wallis D. D. och E. E. Budzinski
Empirical models of height-integrated conductivities, J. Geophys. Res., 86, 125, 1981
- Zi Min-Yun och E. Nielsen
Spatial variation of electric fields in the high-latitude ionosphere, J. Geophys. Res., 87, 5202, 1982

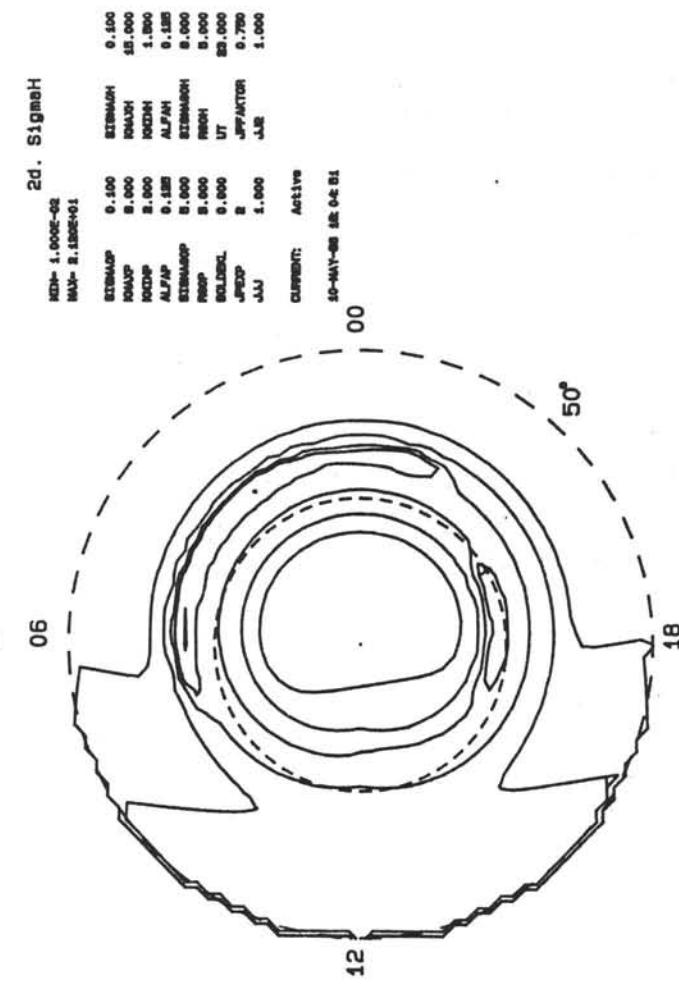
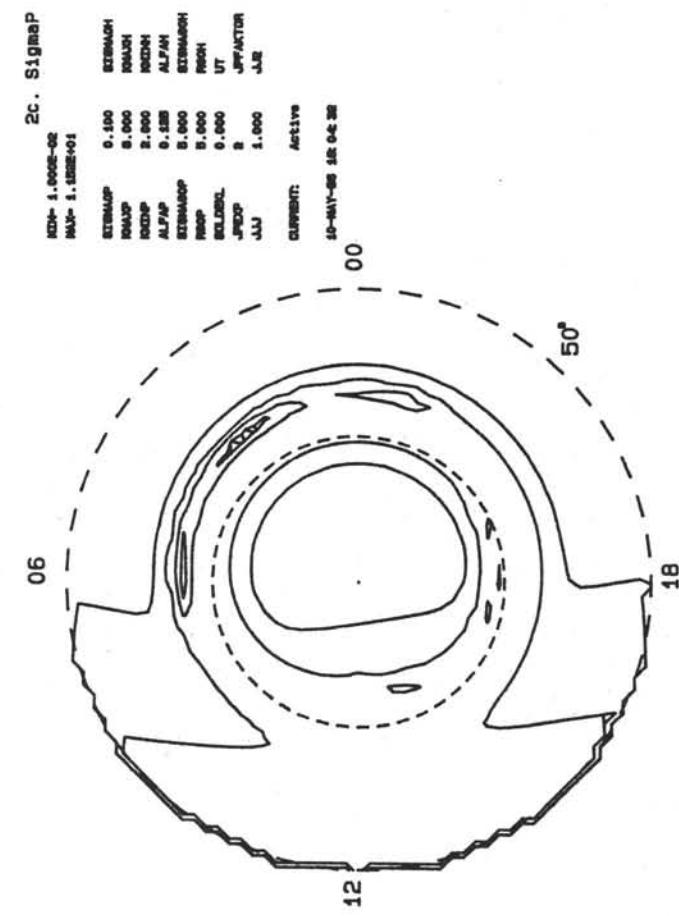
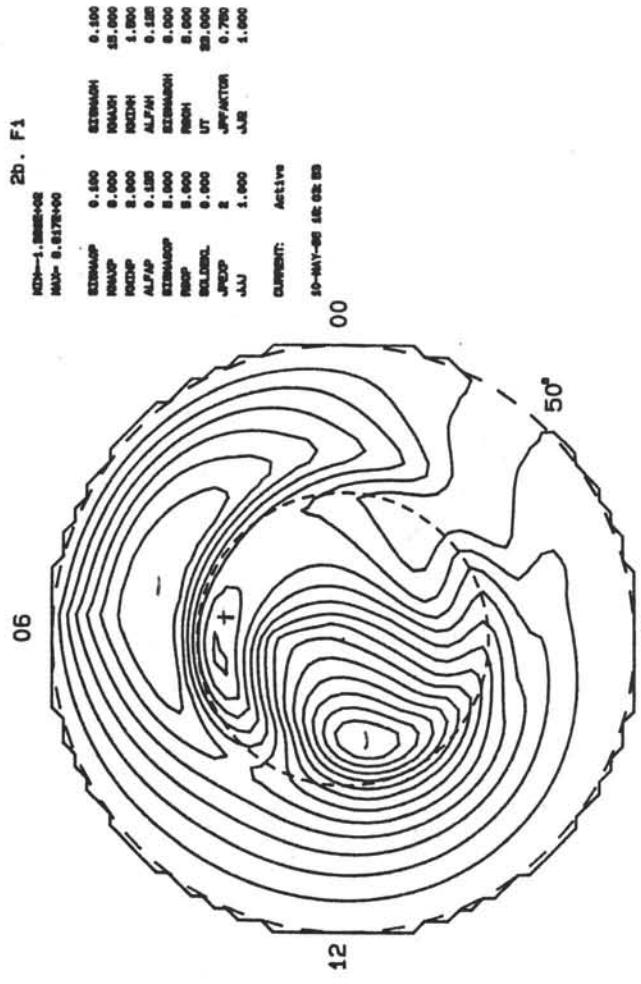
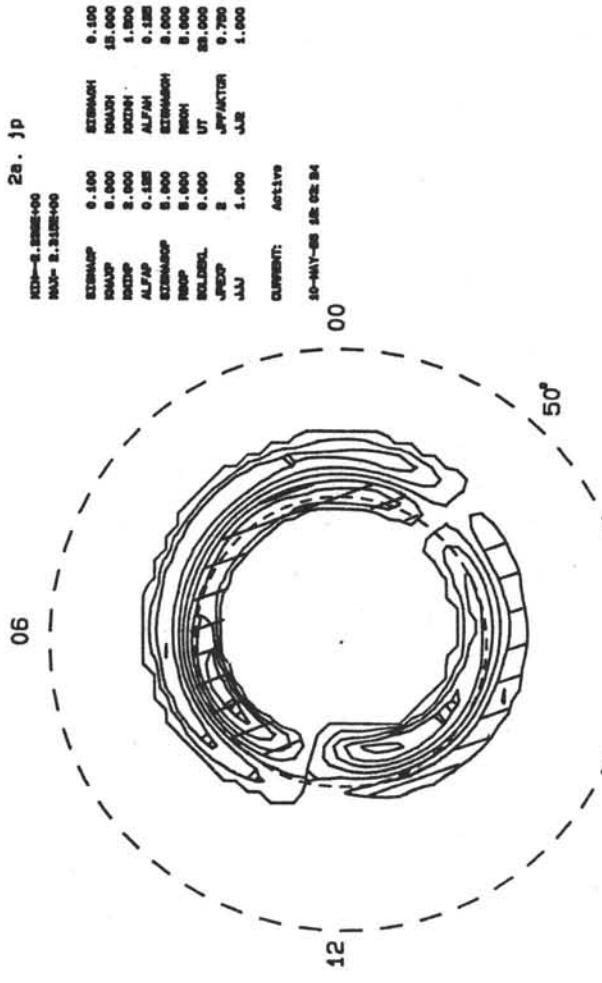
APPENDIX C

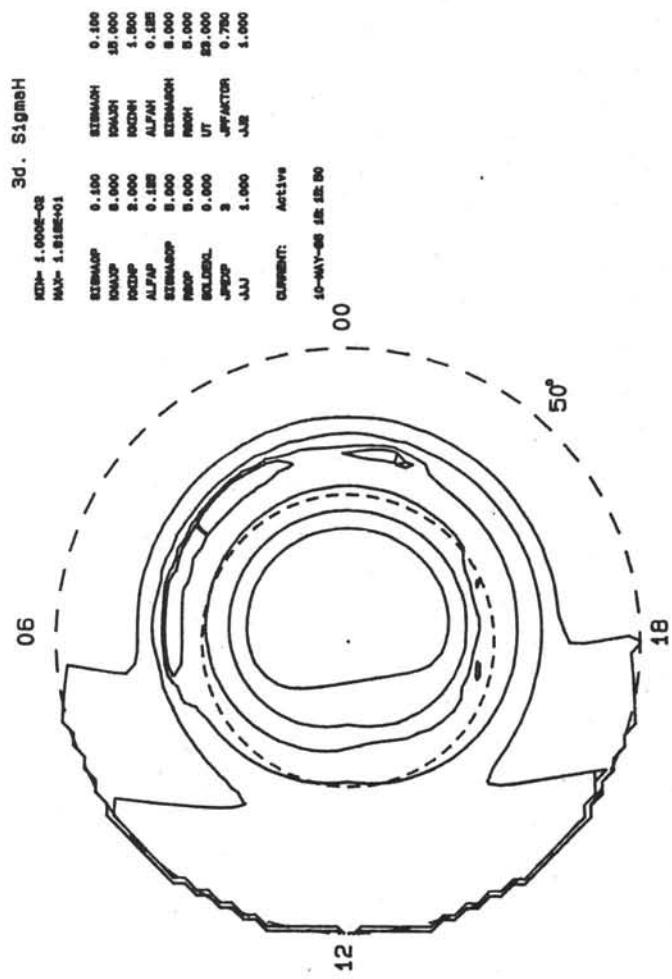
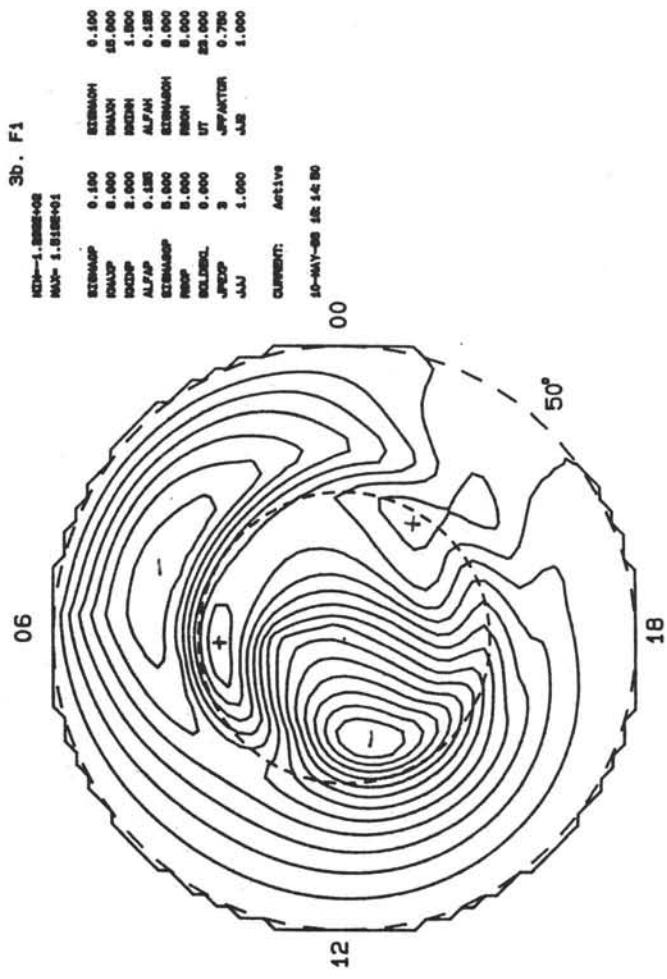
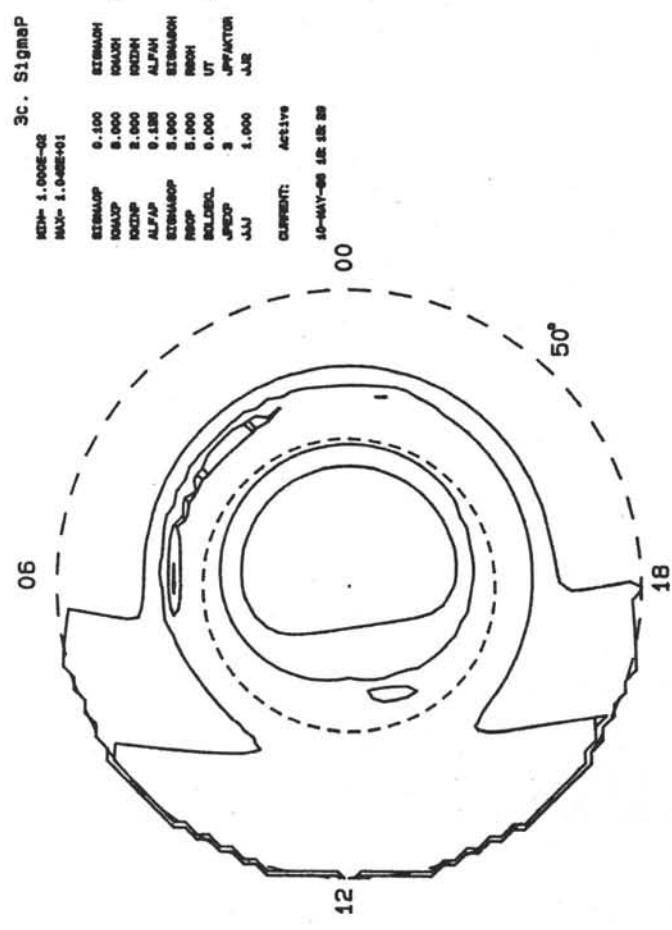
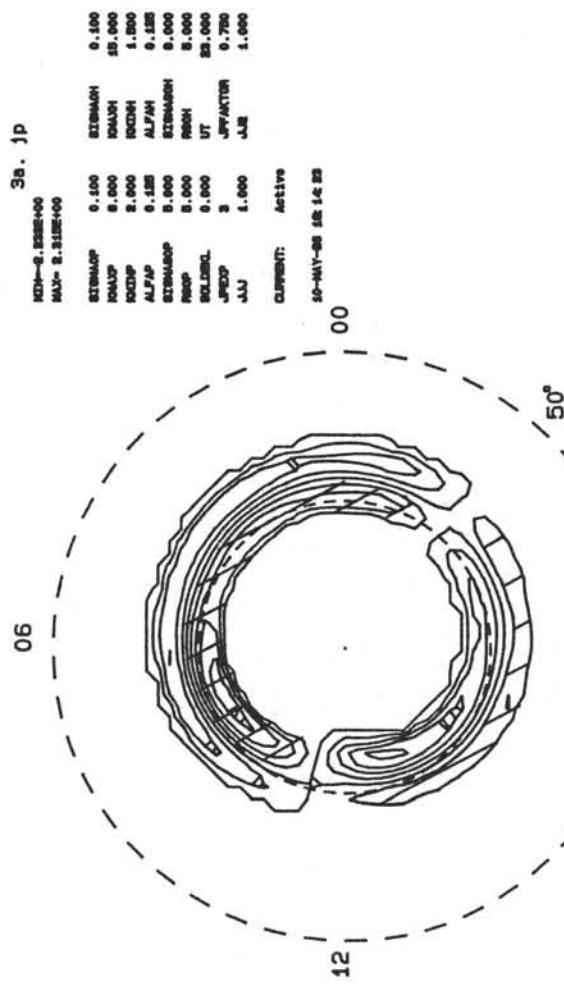
FIGURTEXTER

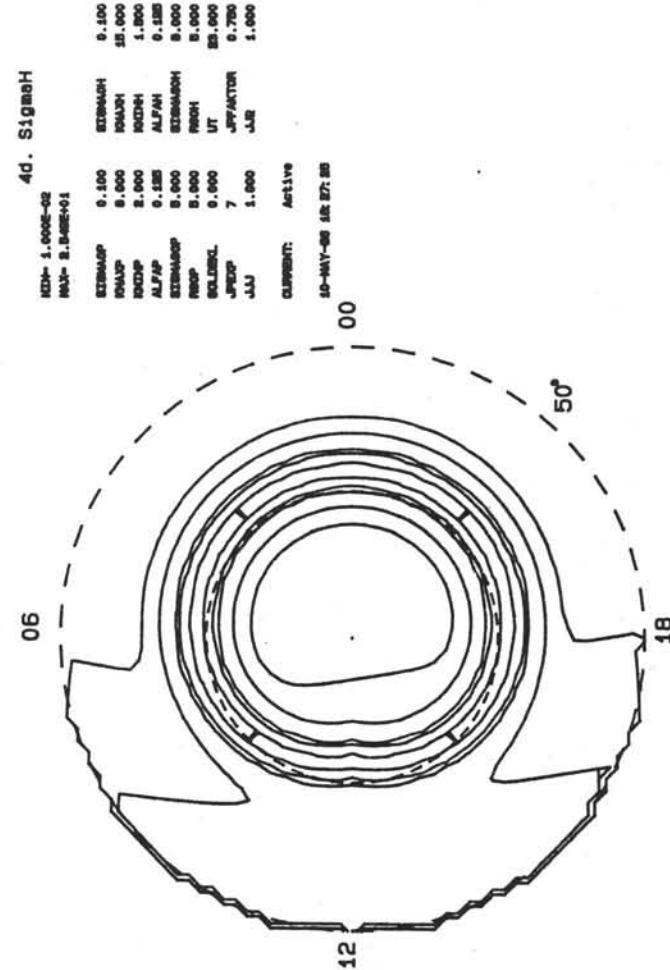
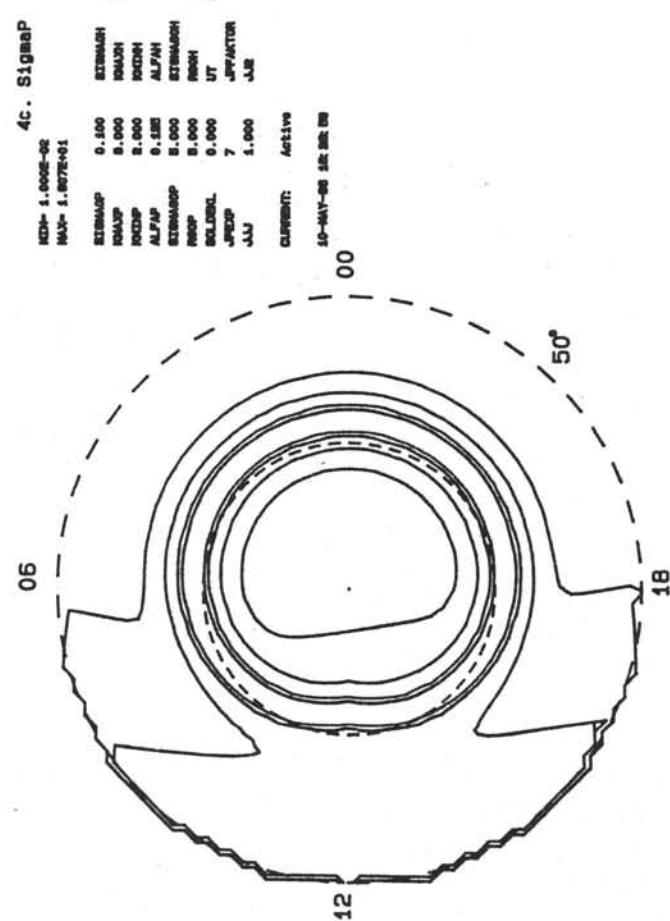
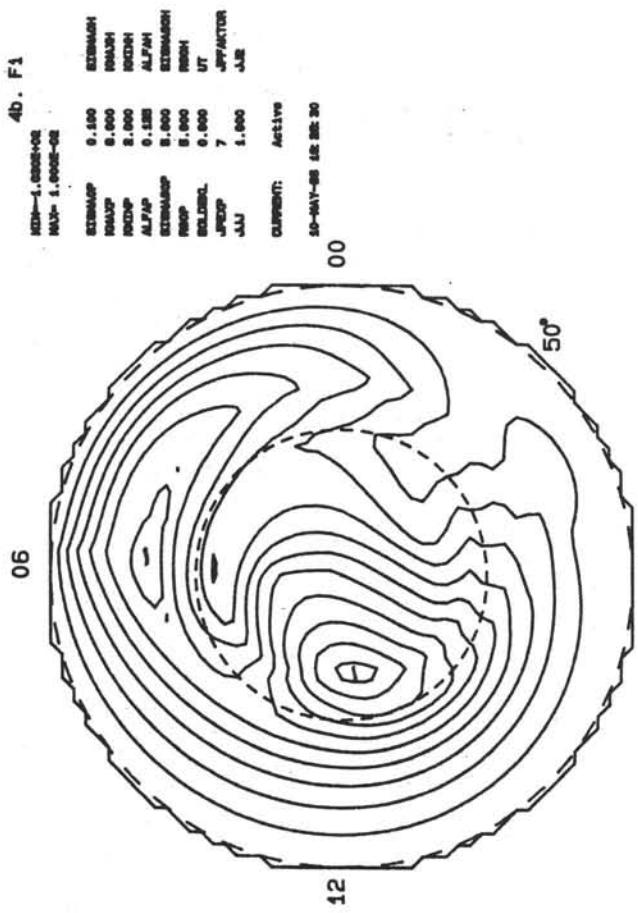
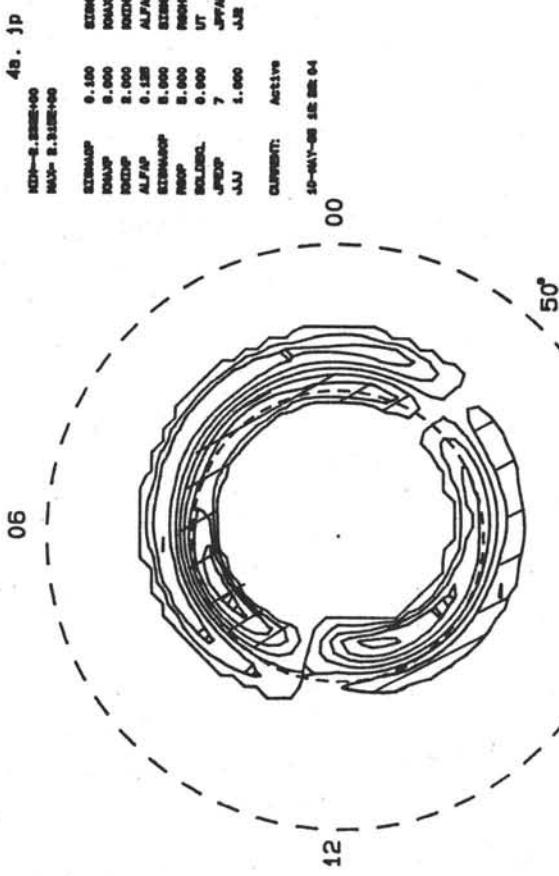
1. Birkelandströmfördelning (a), med nedåtriktad ström i
streckade områden, beräknad potentialfördelning (b),
höjdintegrerad Pedersenkonduktivitet (c) samt höjdintegrerad
Hallkonduktivitet (d), för den aktiva strömmen och linjärt
beroende mellan ström och konduktivitet (ekvation 26).
2. Som 1, men med kvadratiskt beroende mellan ström och
konduktivitet (ekvation 27).
3. Som 1, men med kubiskt beroende mellan ström och
konduktivitet (ekvation 28).
4. Som 1, men med strömoberoende gaussfördelad konduktivitet.
5. Som 1, men för den lugna strömmen.
6. Som 2, men för den lugna strömmen.
7. Som 3, men för den lugna strömmen.
8. Som 4, men för den lugna strömmen.
9. Den givna lugna strömmen, uppmätt för $|AL| < 100\text{nT}$.
10. Ur potentialfördelningen beräknad ström för fallet i figur
5.
11. Beräknad ström för fallet i figur 6.
12. Den givna aktiva strömmen, uppmätt för $|AL| > 100\text{nT}$.
13. Beräknad ström för fallet i figur 1.
14. Beräknad ström för fallet i figur 2.
15. Som 1, men för soldeklination -20° (vinter).
16. Som 2, men för soldeklination -20° (vinter).
17. Som 3, men för soldeklination -20° (vinter).

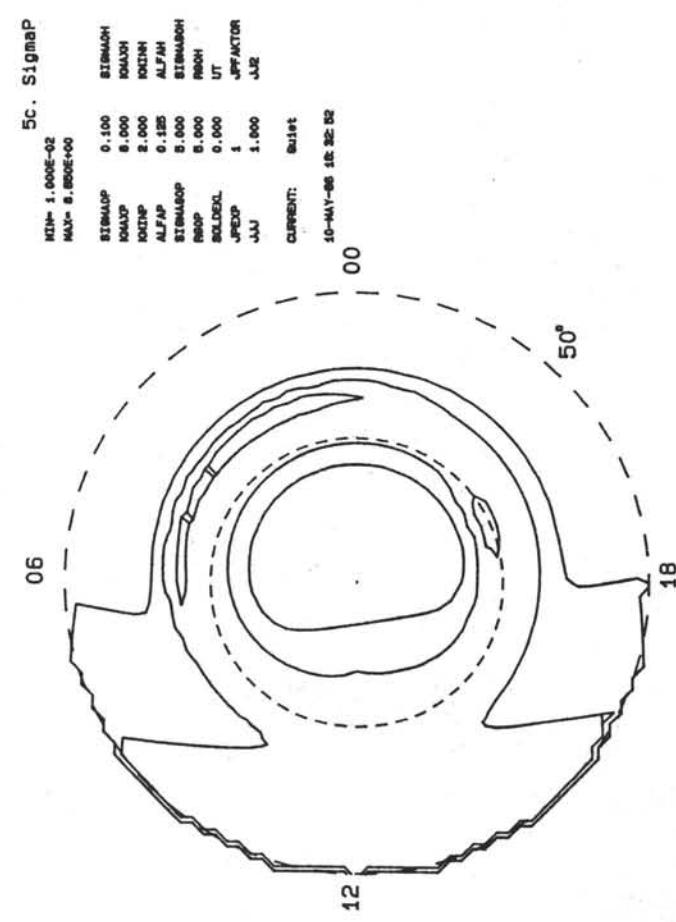
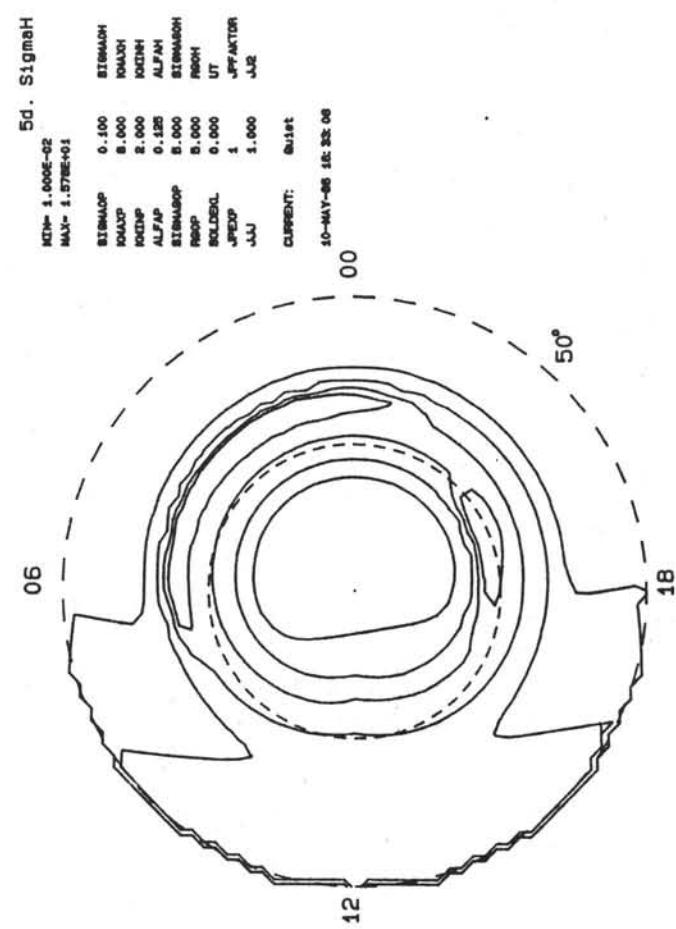
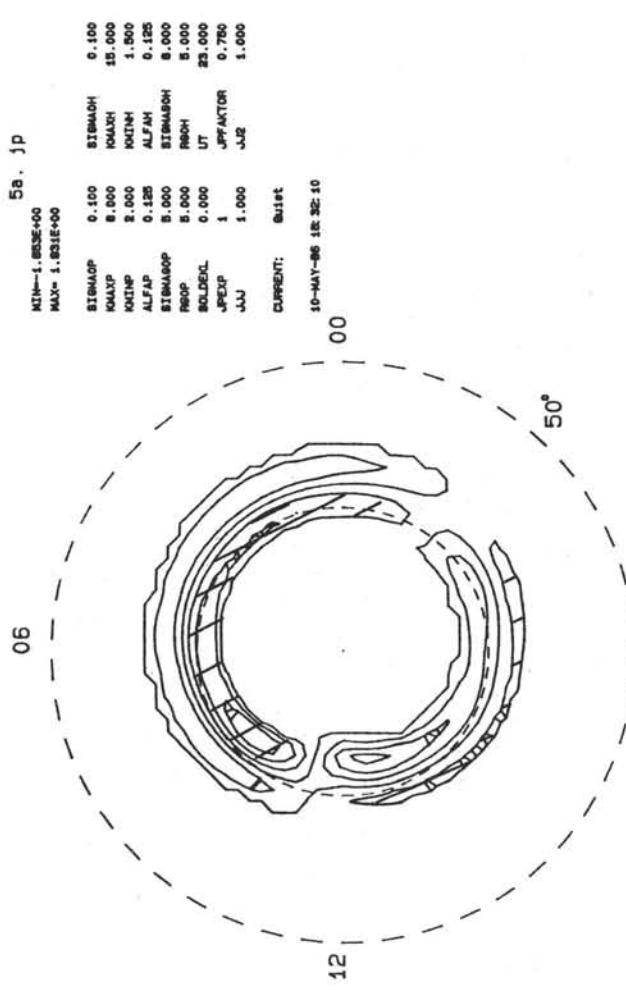
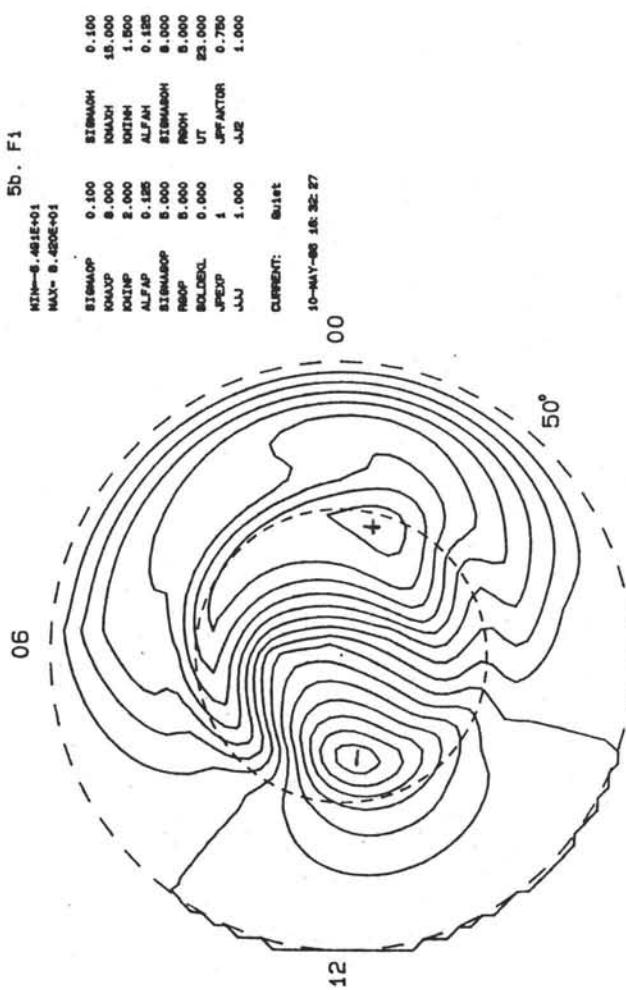
18. Som 4, men för soldeklination -20° (vinter).
19. Som 5, men för soldeklination -20° (vinter).
20. Som 6, men för soldeklination -20° (vinter).
21. Som 7, men för soldeklination -20° (vinter).
22. Som 8, men för soldeklination -20° (vinter).
23. Beräknad ström för fallet i figur 20.
24. Beräknad ström för fallet i figur 16.
25. Som 1, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
26. Som 2, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
27. Som 3, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
28. Som 4, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
29. Som 5, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
30. Som 6, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
31. Som 7, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
32. Som 8, men för soldeklination $+20^\circ$ (sommar).
33. Beräknad ström för fallet i figur 30.
34. Beräknad ström för fallet i figur 26.
35. Elektriska fältets beräknade variation längs några snitt i jonosfären. Observera att fältets magnitud är normalerad separat för vart och ett av snitten.
36. Som 35.











6b.

F1

KIN=	-0.4115E+01
MAX=	1.0182E+01
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:30:10

6b.

jp

KIN=	1.0182E+00
MAX=	1.0182E+00
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:37:00

6b.

06

KIN=	1.0182E+00
MAX=	1.0182E+00
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:37:00

6d.

SigmaH

KIN=	0.000E+01
MAX=	1.0182E+01
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:30:10

6d.

SigmaH

KIN=	0.000E+01
MAX=	1.0182E+01
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:30:10

6c.

SigmaP

KIN=	1.000E-02
MAX=	7.1332E-02
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

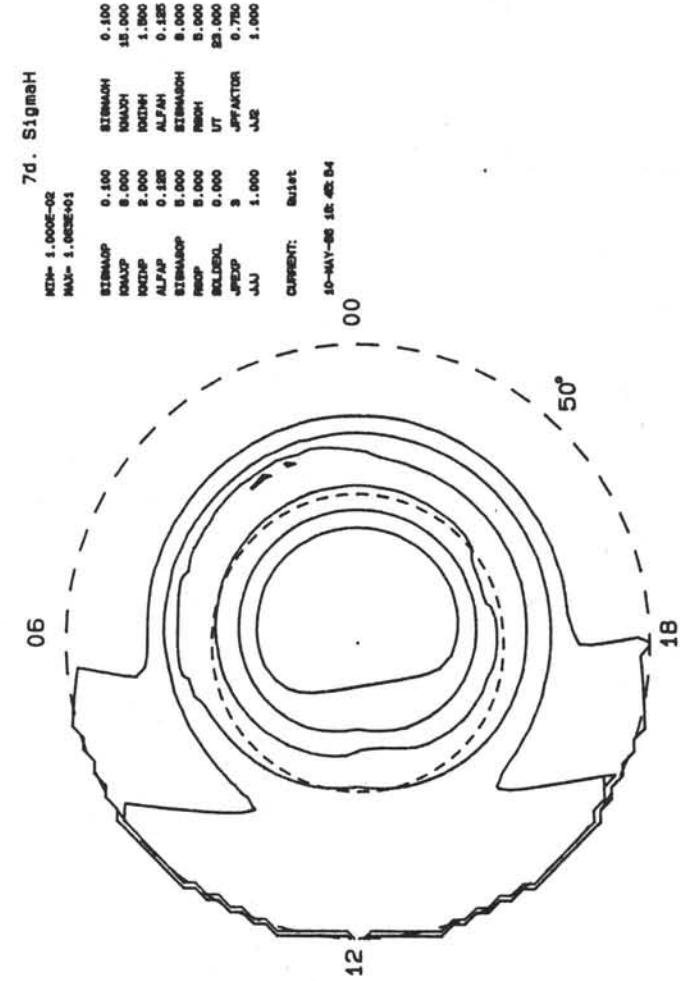
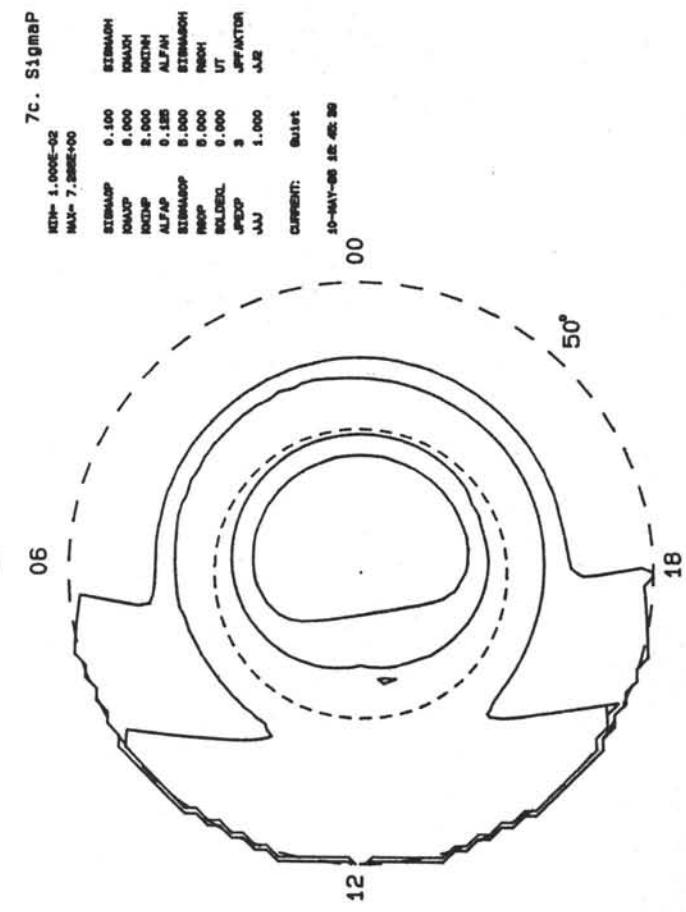
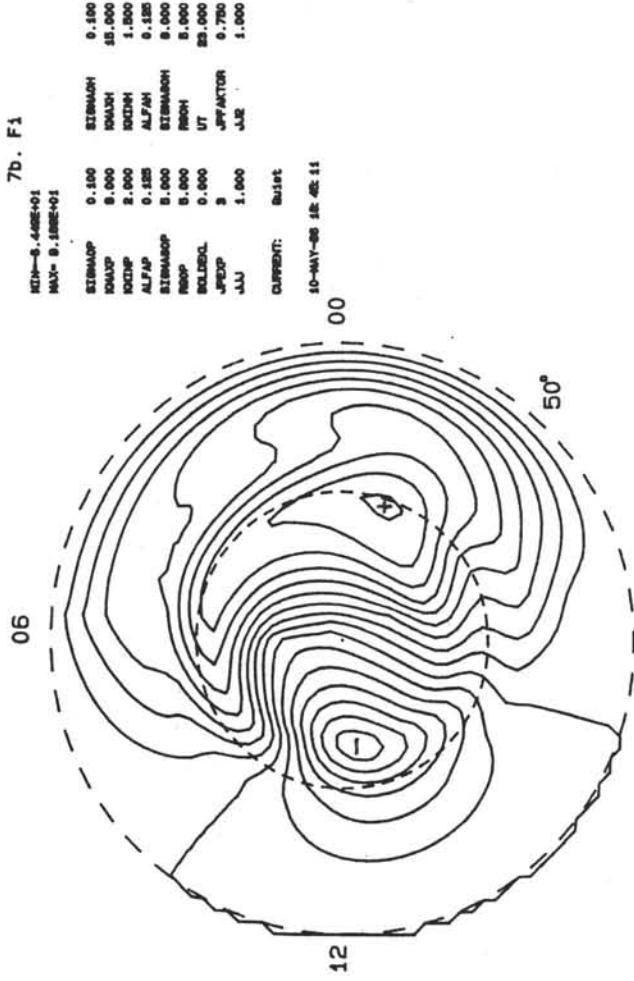
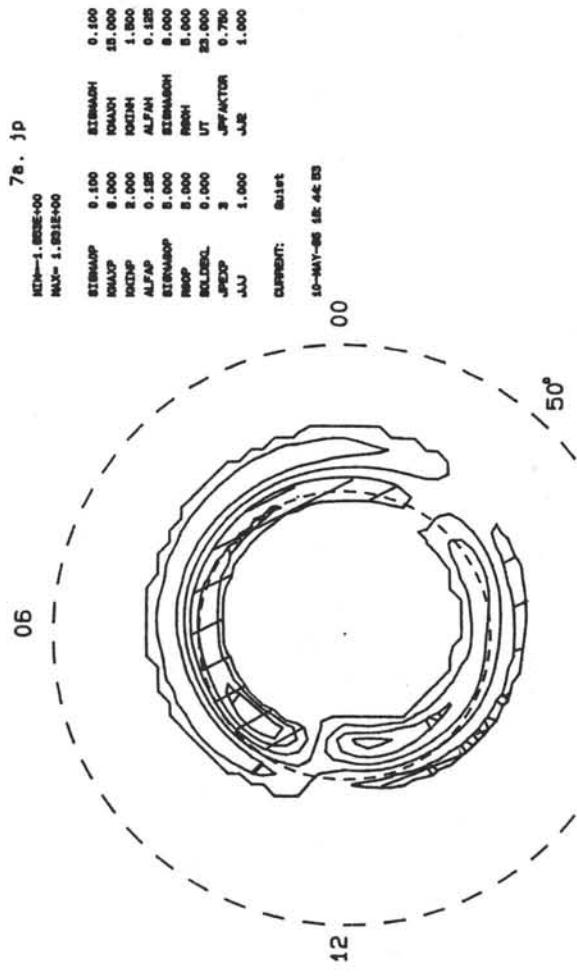
CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:30:45

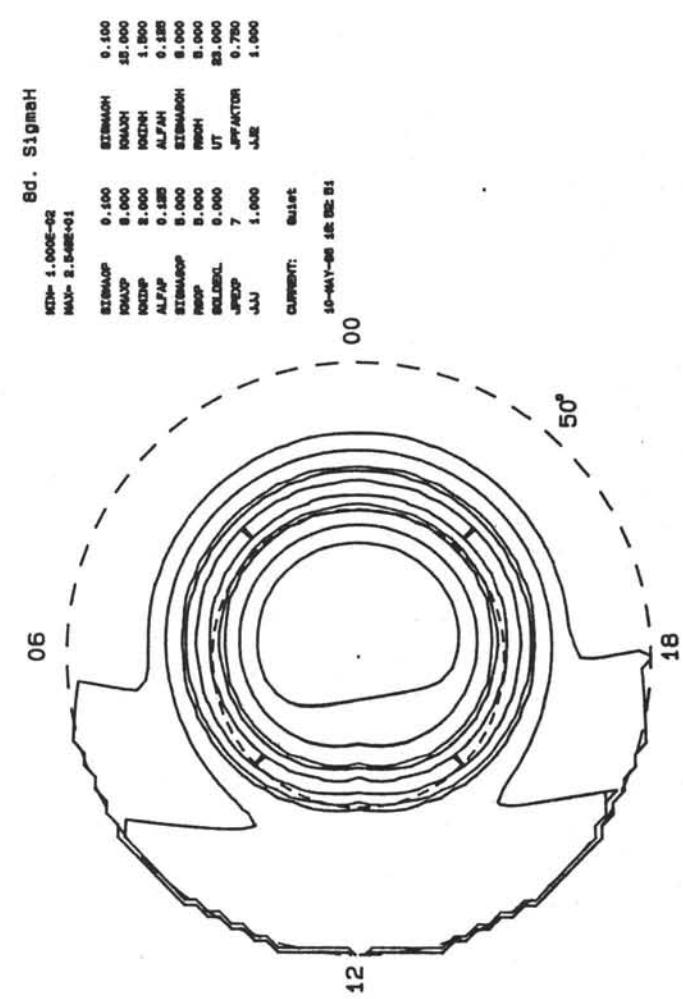
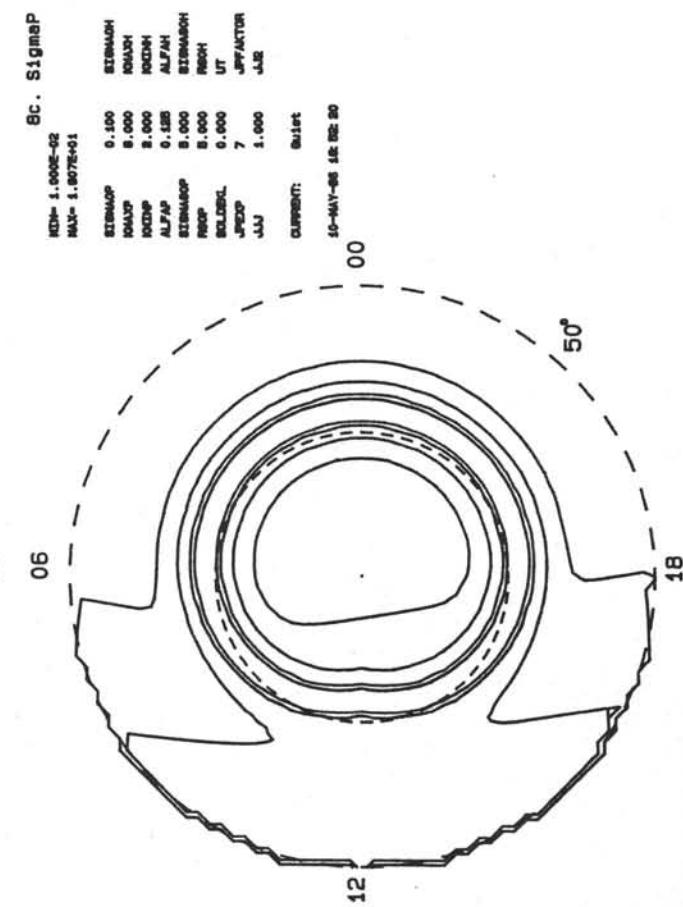
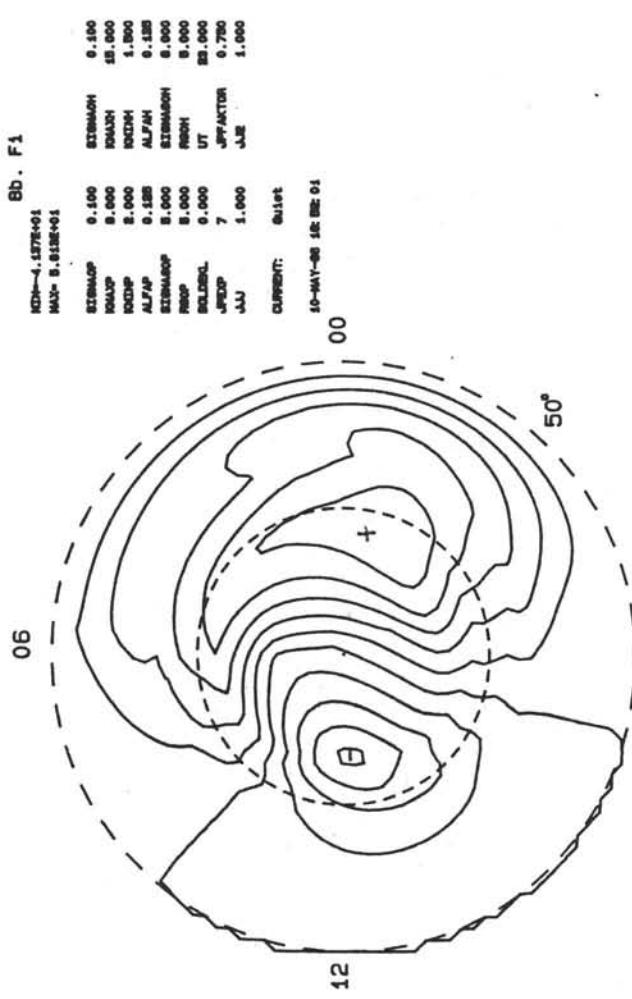
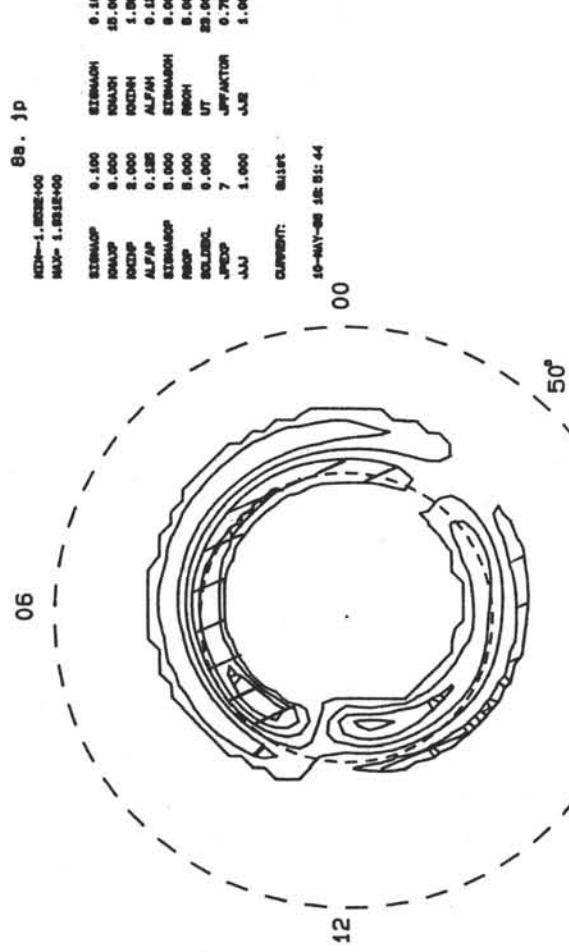
6c.

SigmaP

KIN=	1.000E-02
MAX=	7.1332E-02
STBMAP	0.100
KNMAP	0.100
KOZMAP	0.100
ALFAP	0.100
STBMAP	0.100
PROGP	0.100
BOLDOL	0.100
JPFDP	0.100
JAU	1.000

CURRENT: **BLAST**
10-MAY-80 12:30:45





9. jp Quiet

MIN=-1.653E+00
MAX= 1.931E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMABOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPTEXP	1	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Quiet

14-MAY-86 12:12:13

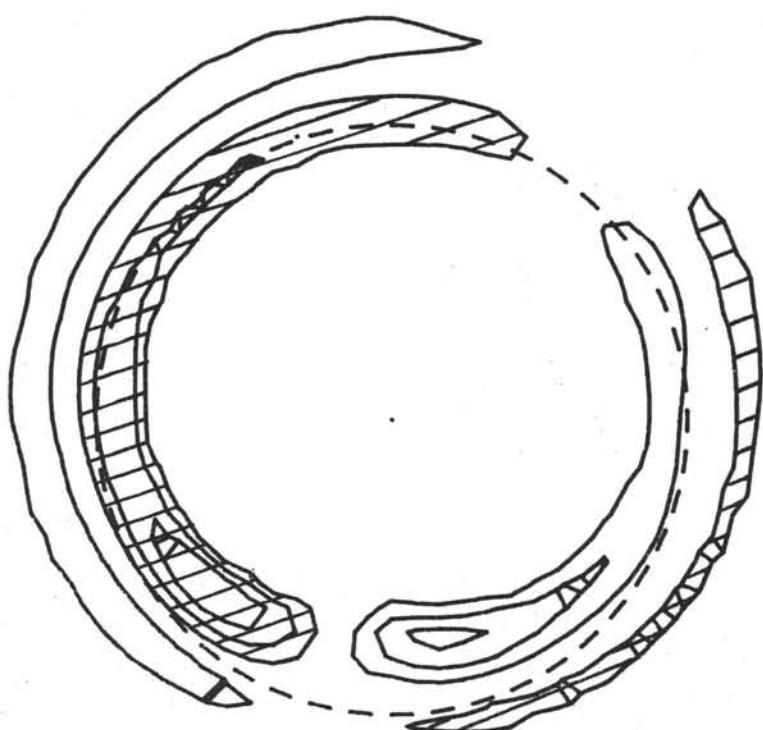
00

50°

18

06

12



10. jp comp.

MIN=-1.635E+00
MAX= 1.992E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
RGOP	5.000	RGOH	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	1	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Quiet

14-MAY-86 12:15:33

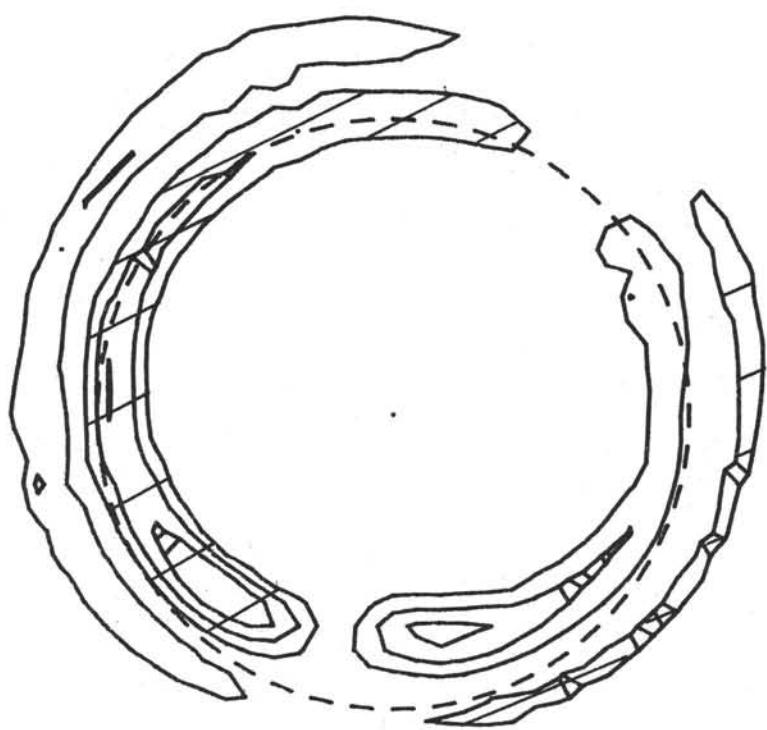
00

06

12

18

50°



11. JP COMP.

MIN=-1.583E+00
MAX= 1.991E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	2	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Quiet

14-MAY-86 12:17:37

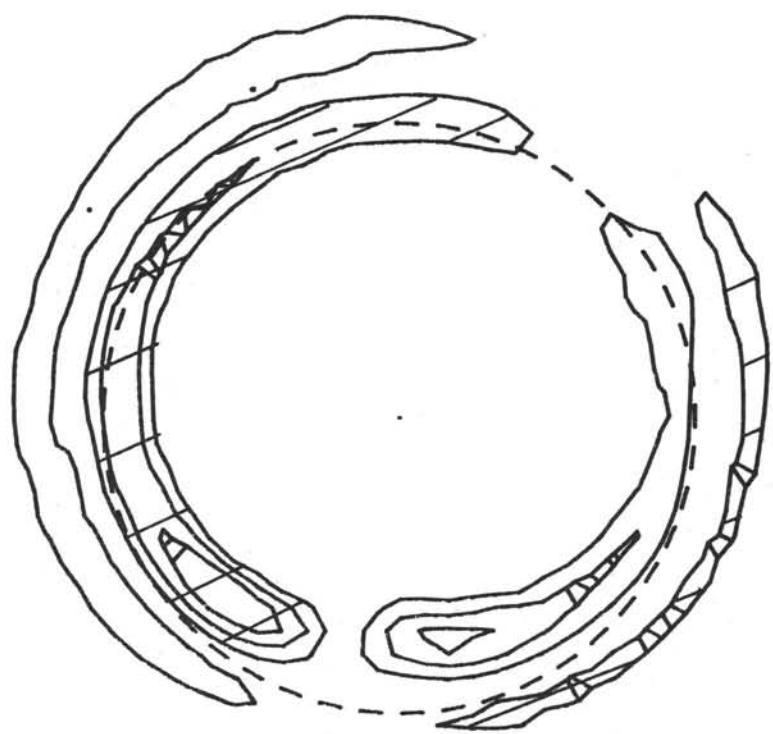
00

06

12

18

50°



12. μ Active

MIN=-2.232E+00
MAX= 2.315E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	0.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMASOH	8.000
RGOOP	5.000	RGOOH	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	1	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

14-MAY-86 12:19:26

00

12

50°

18



13. jp comp.

MIN=-2.296E+00
MAX= 2.327E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	1	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

14-MAY-86 12:21:17

00

12

50°

18



14. JP COMP.

MIN=-2.305E+00
MAX= 2.313E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	2	JPFAKTOR	0.750
JJU	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

14-MAY-86 12:23:18

00

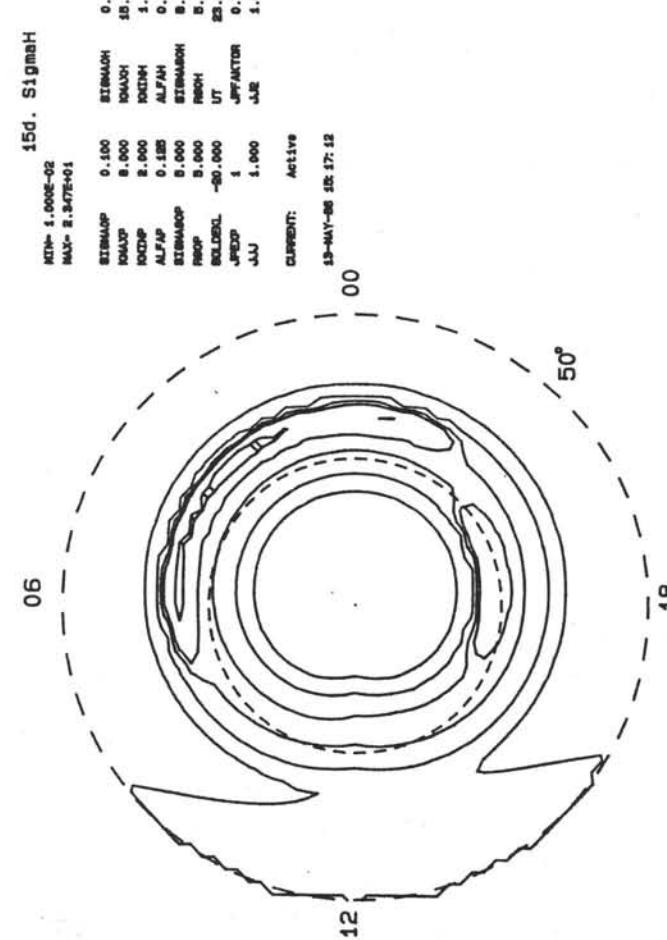
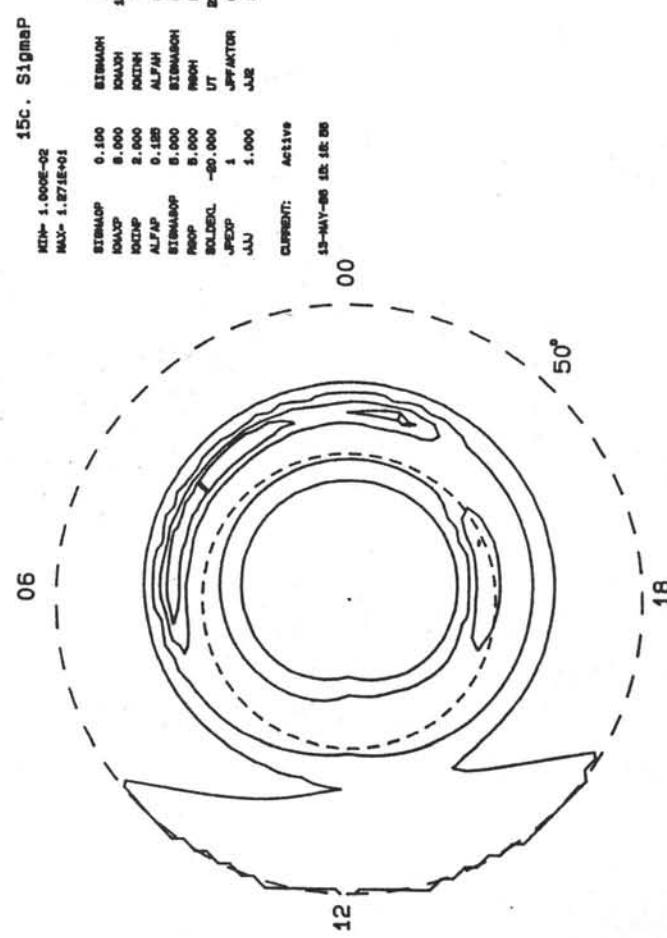
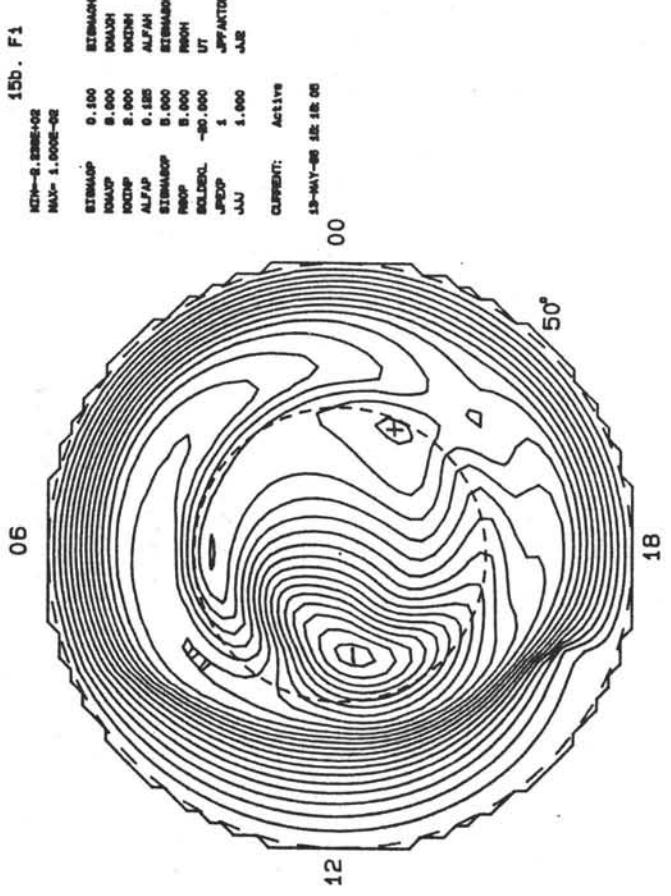
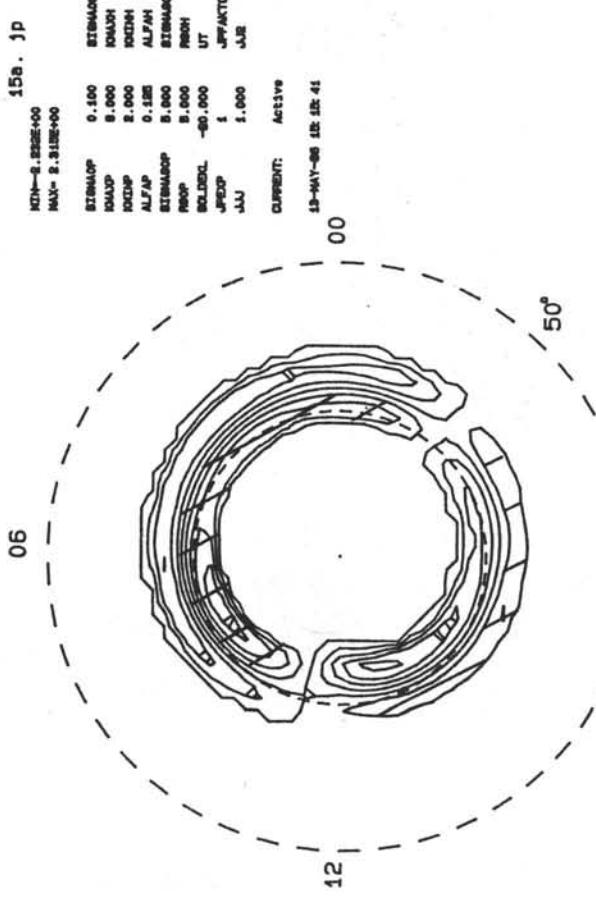
06

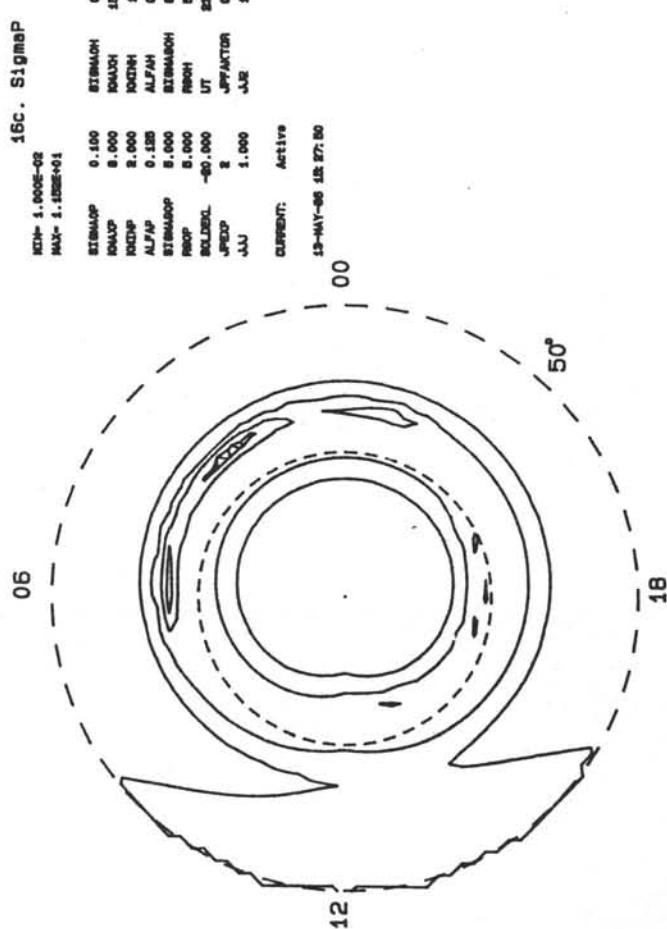
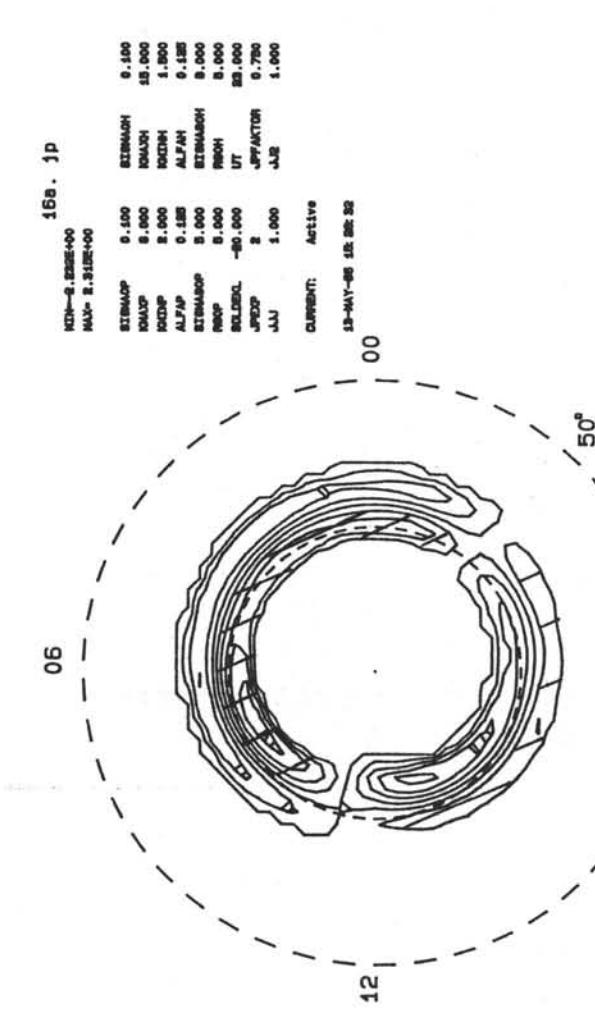
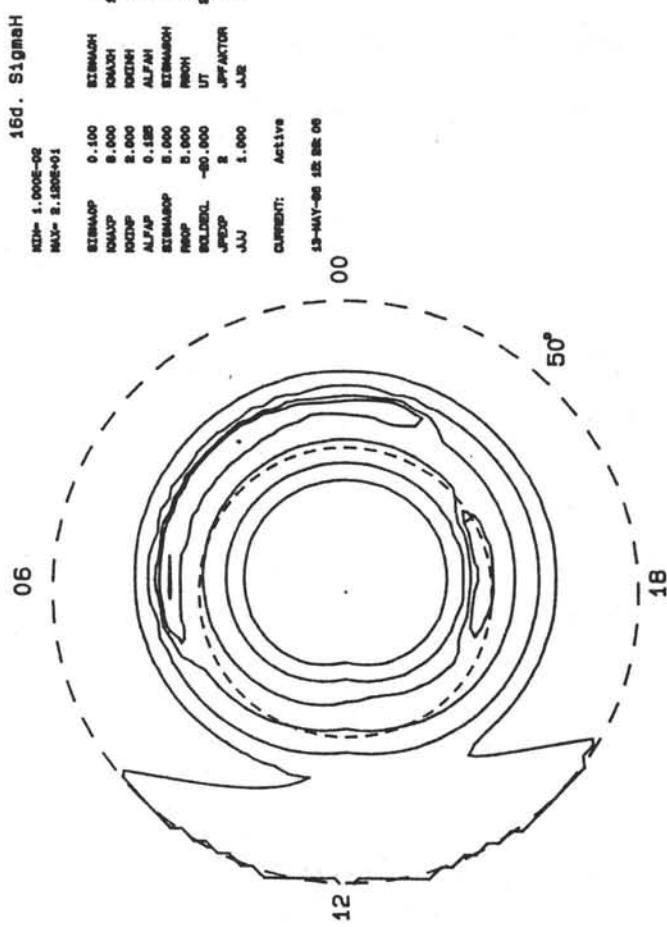
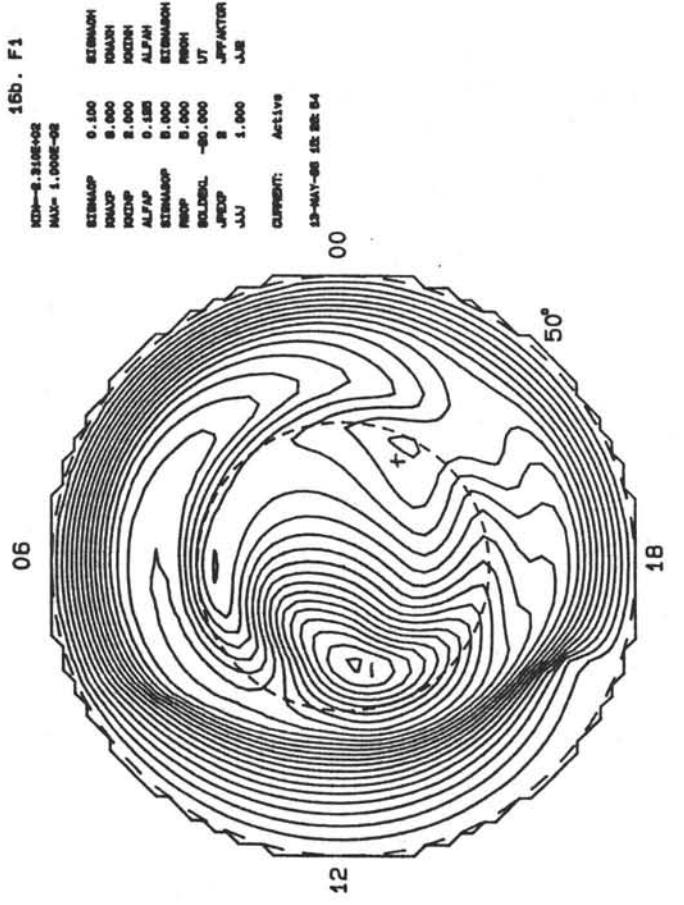
12

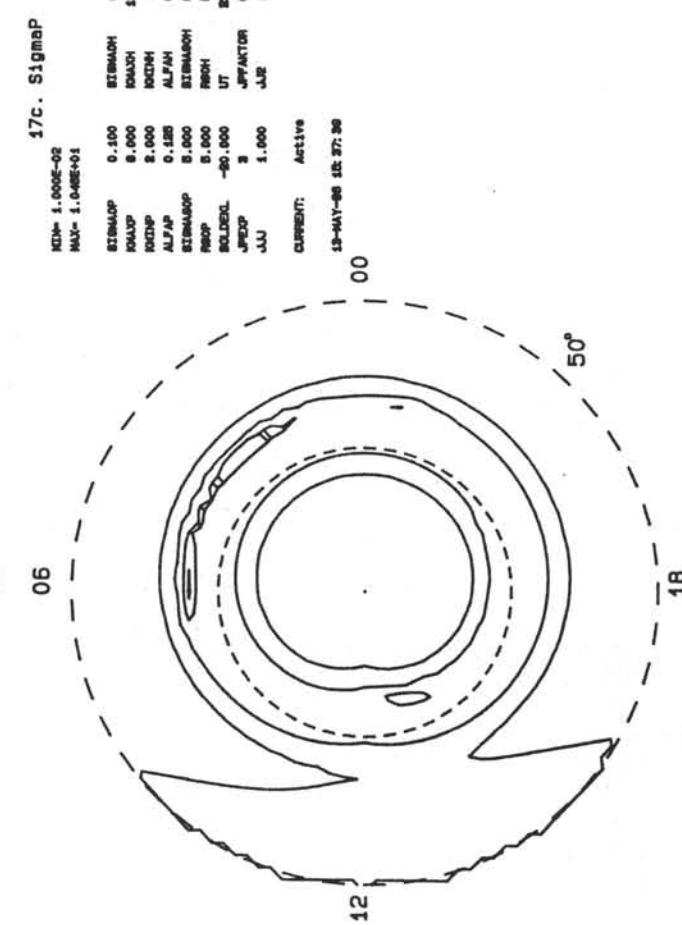
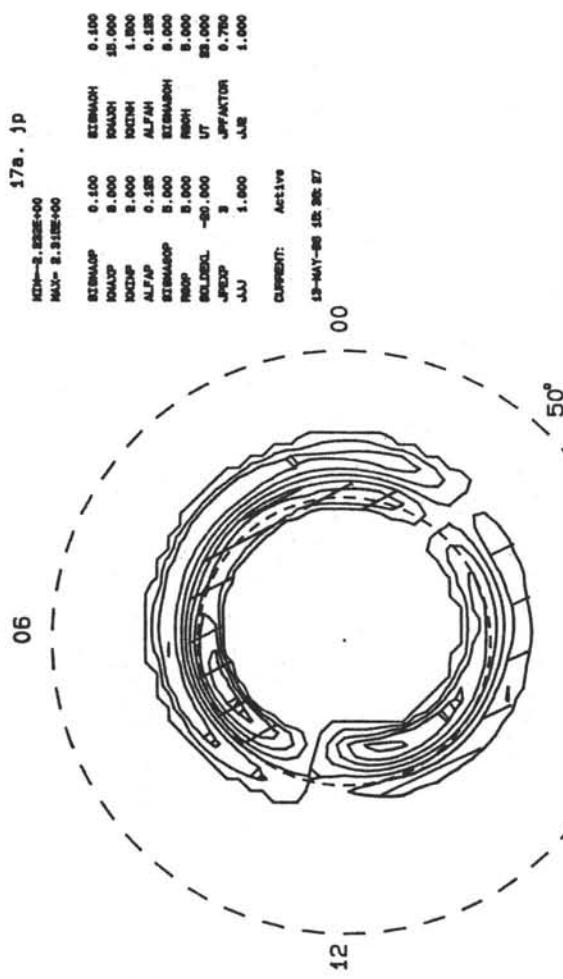
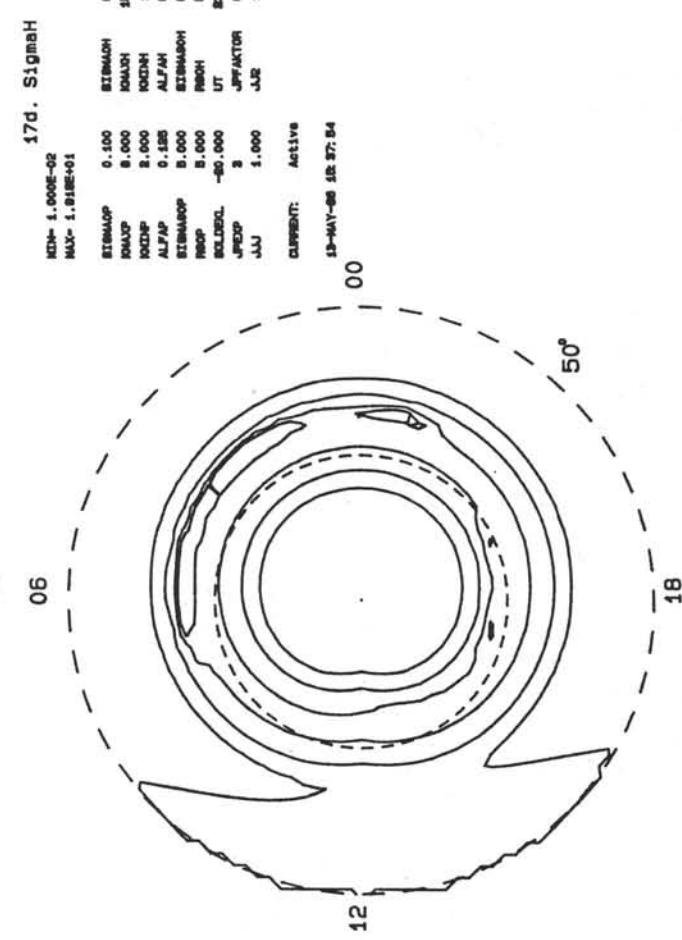
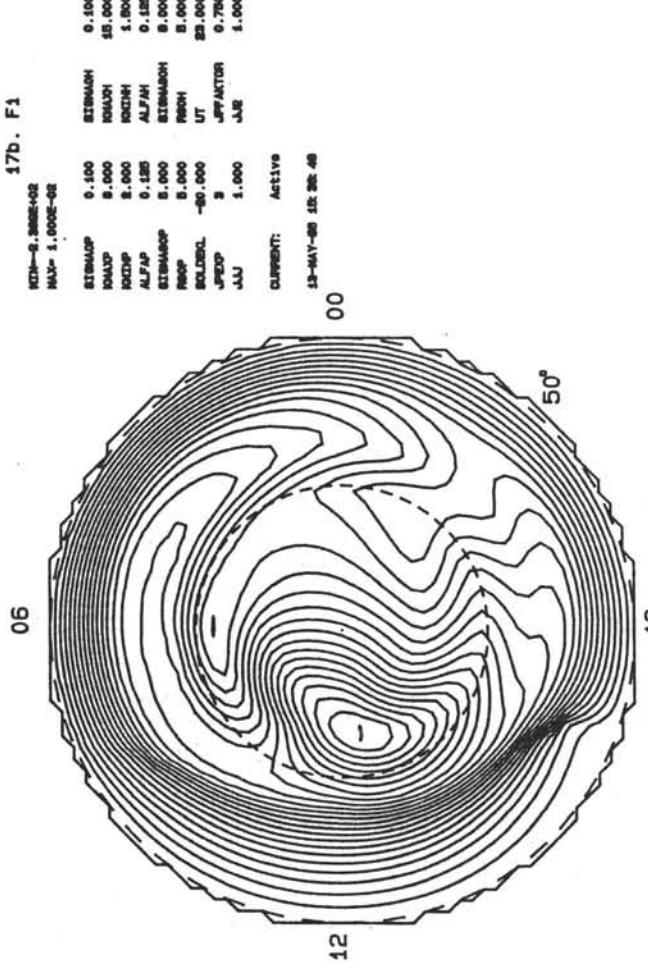
18

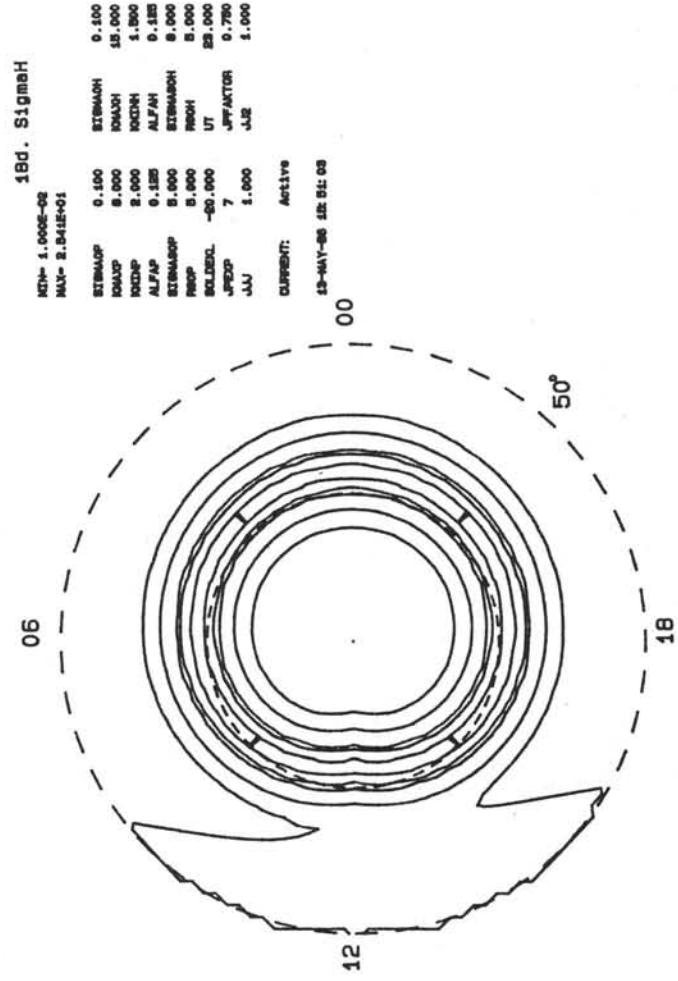
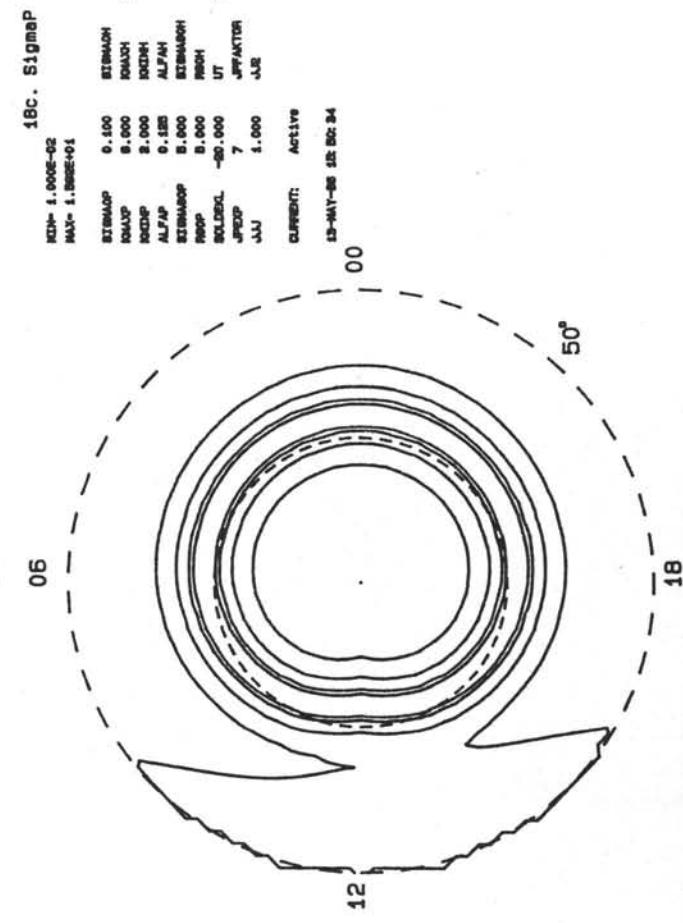
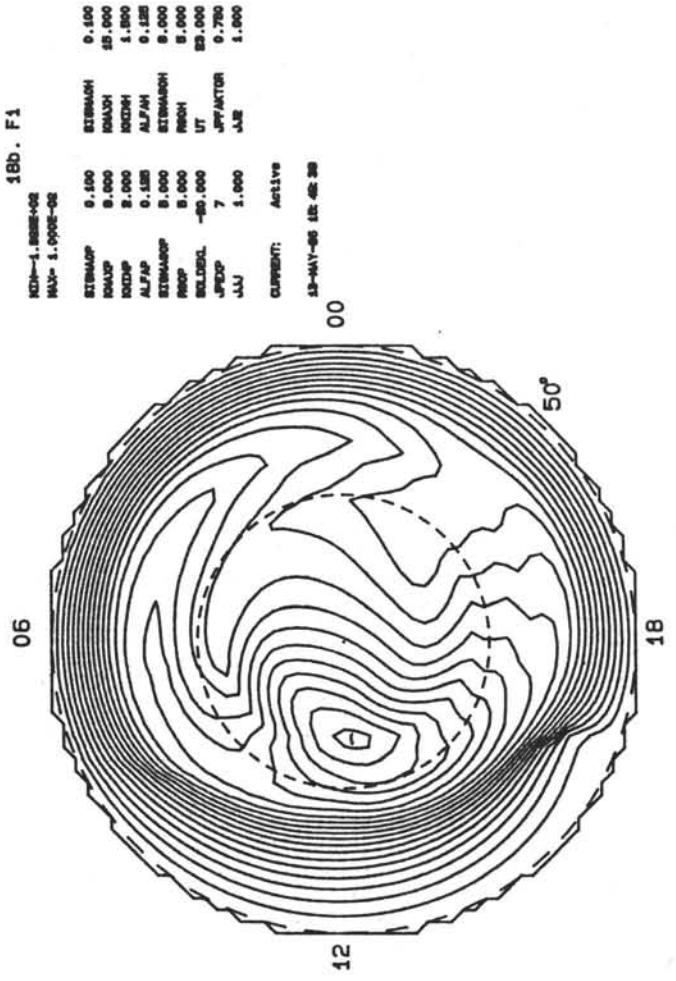
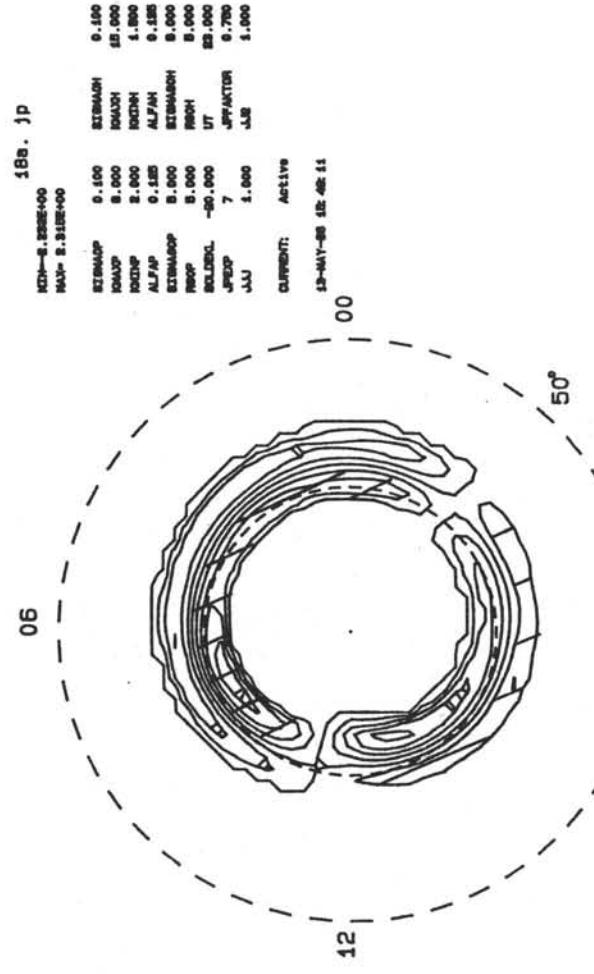
50°

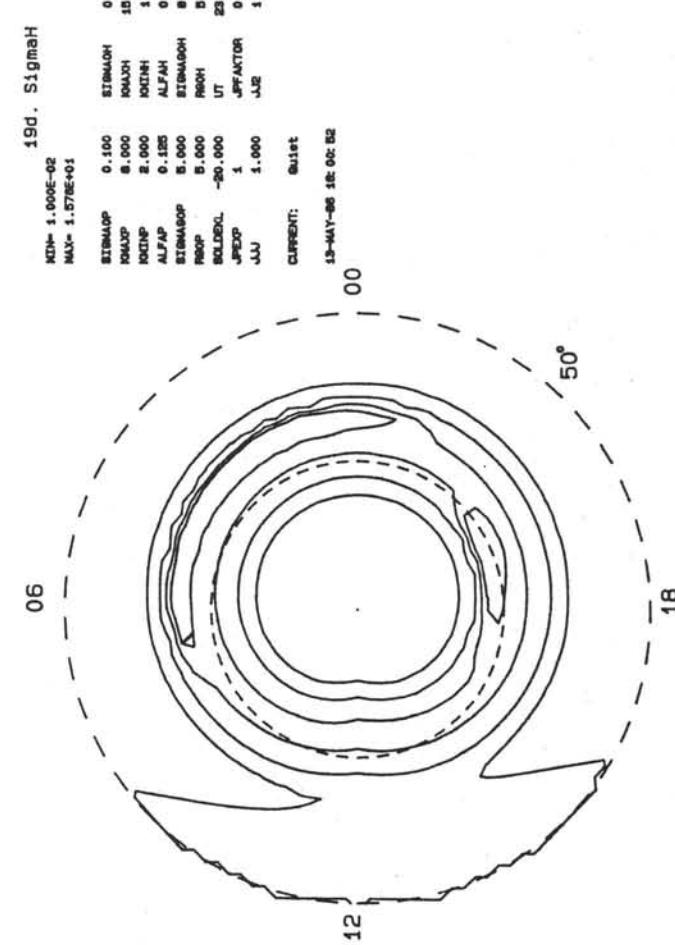
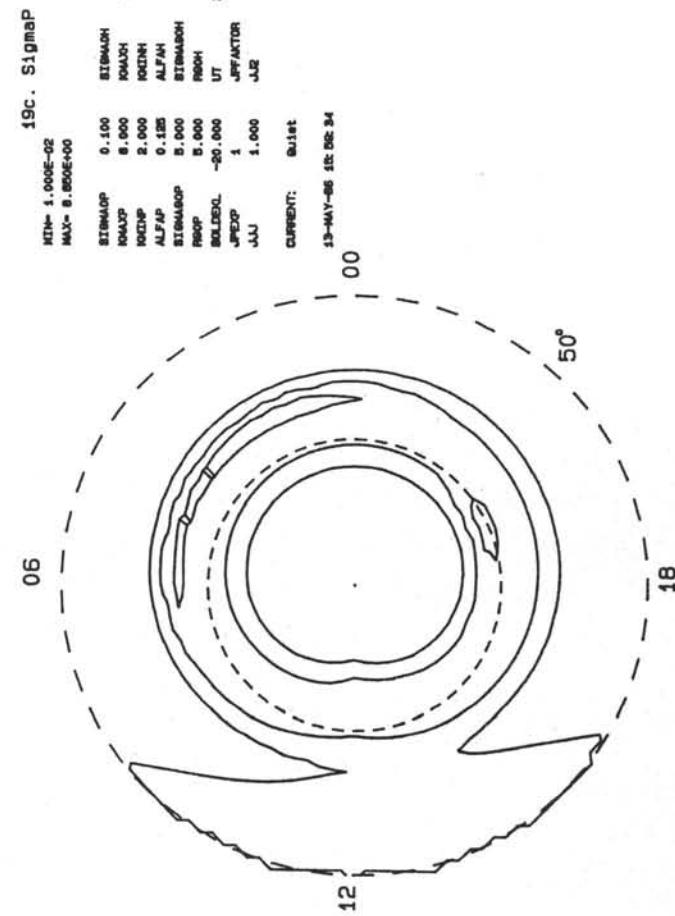
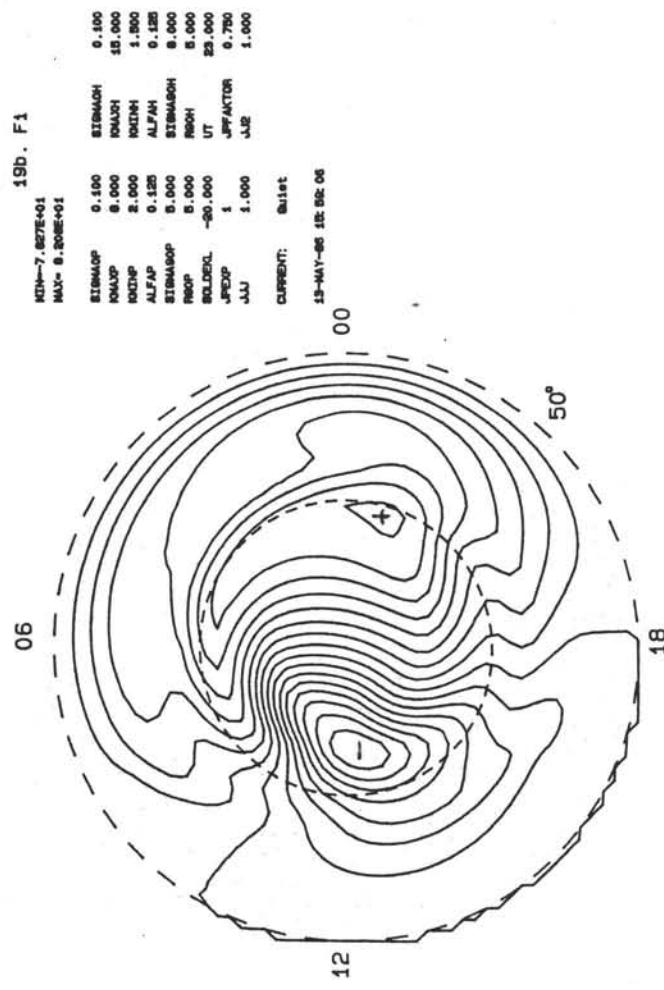
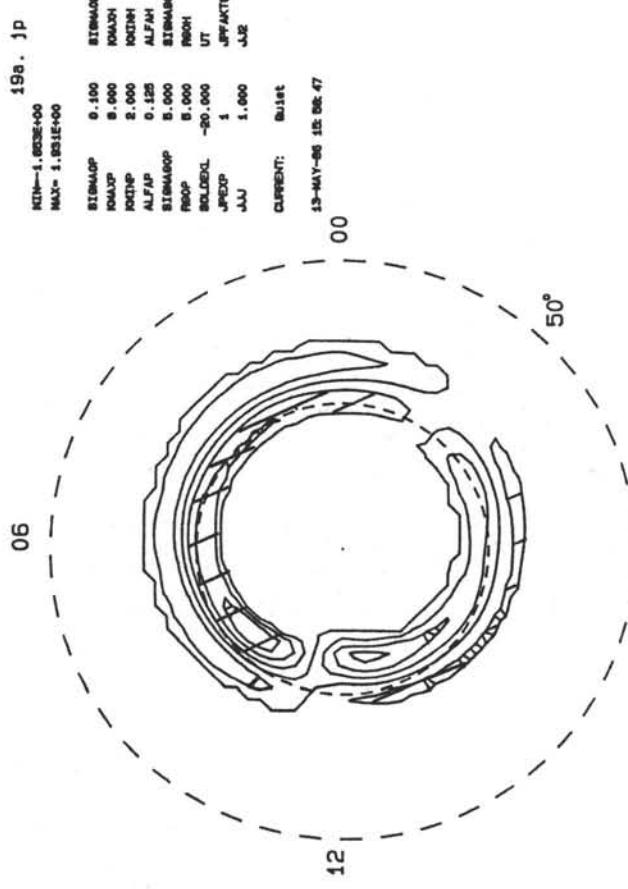


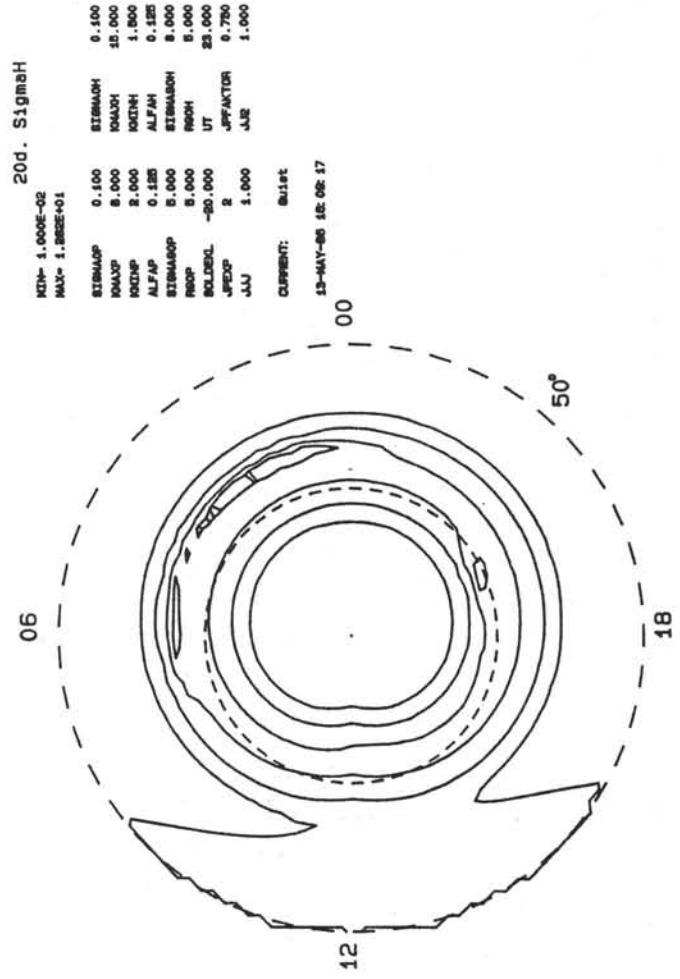
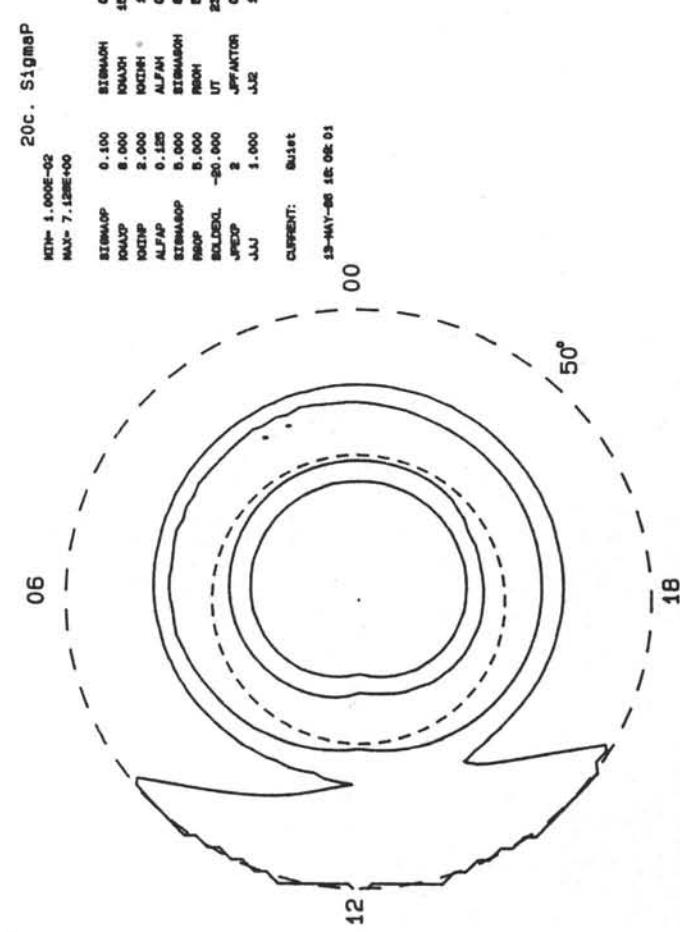
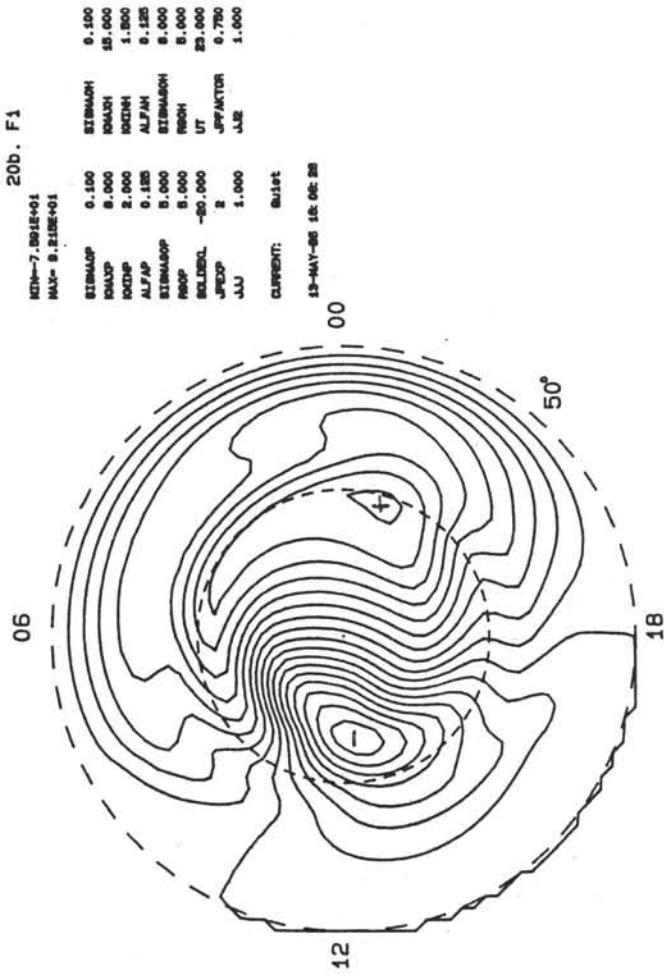
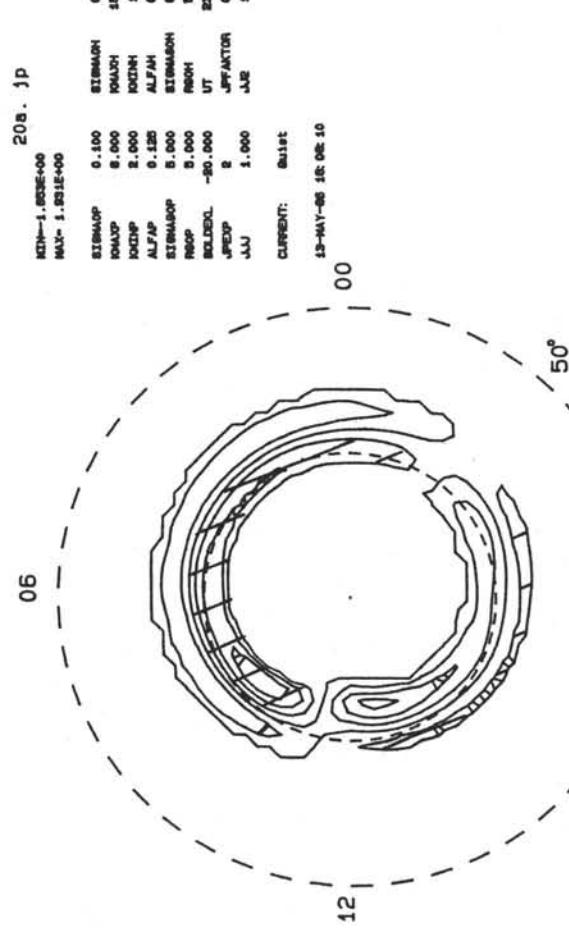


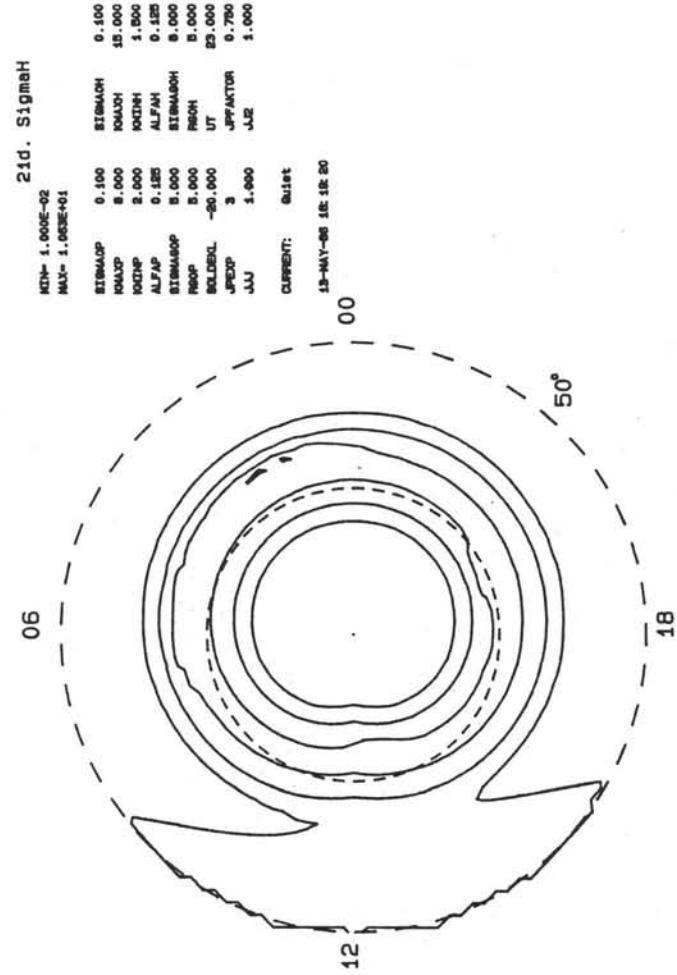
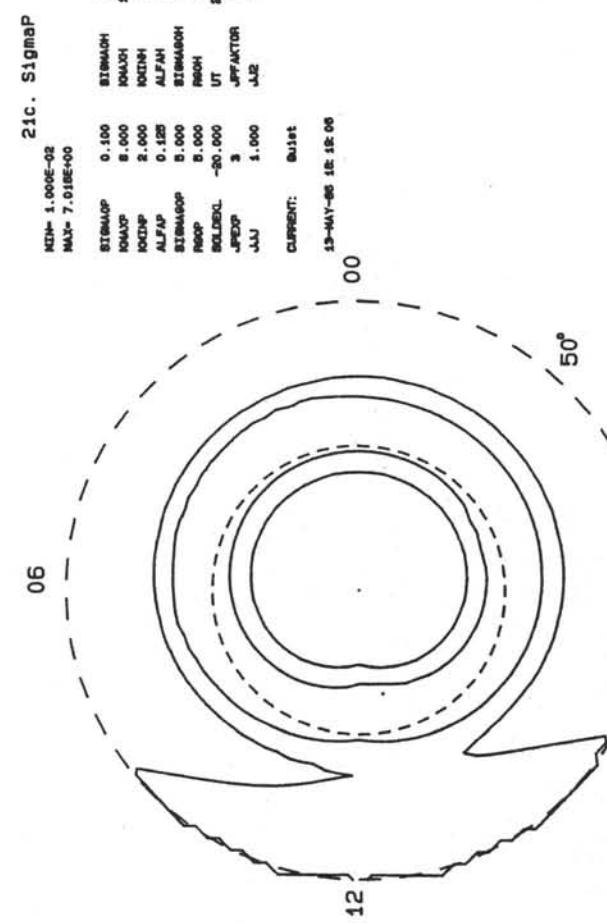
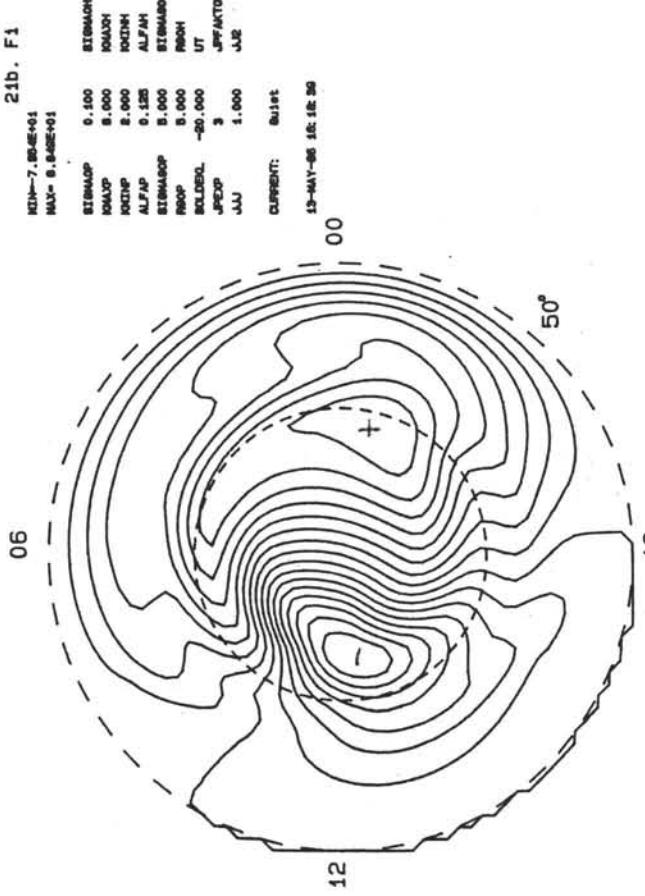
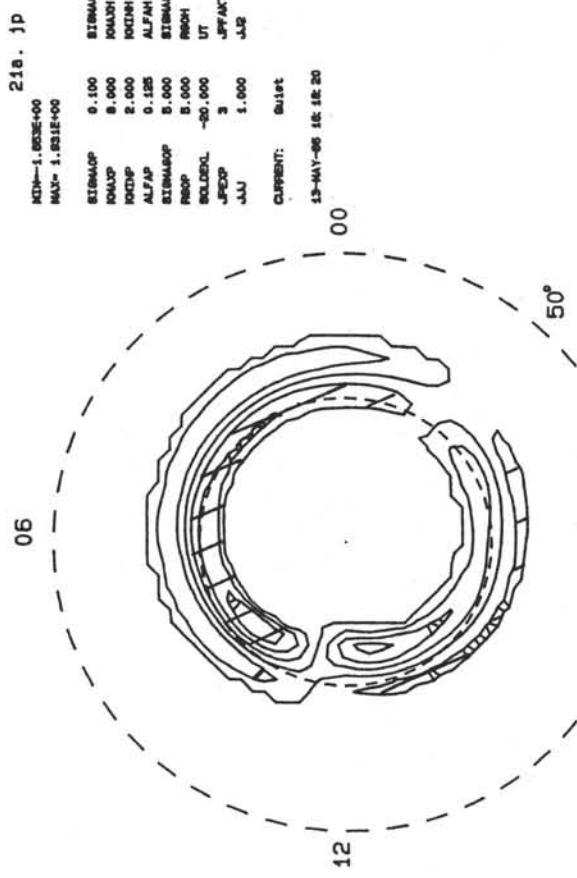


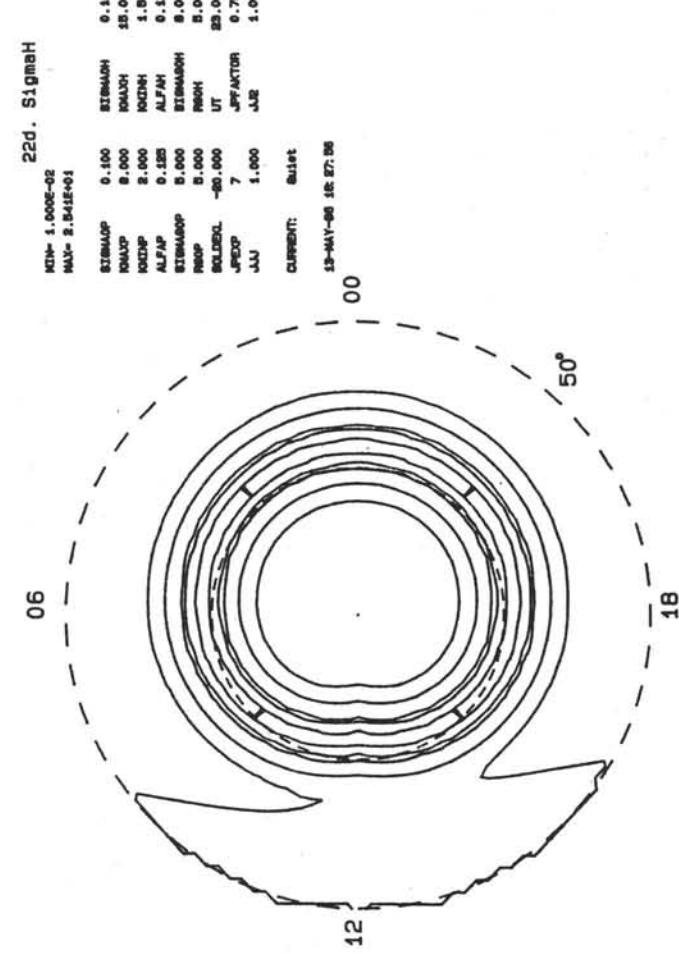
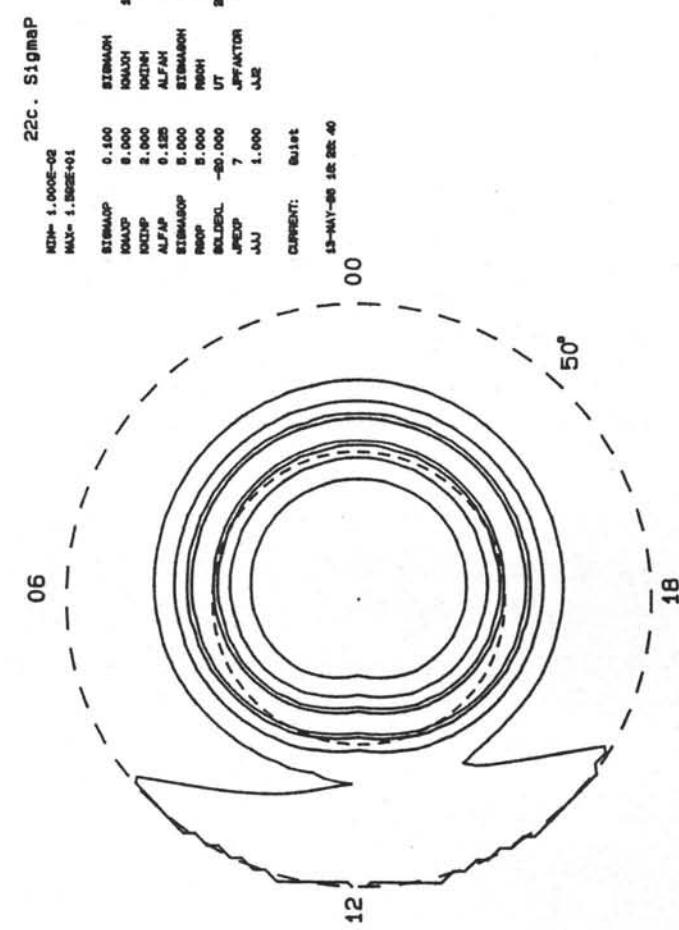
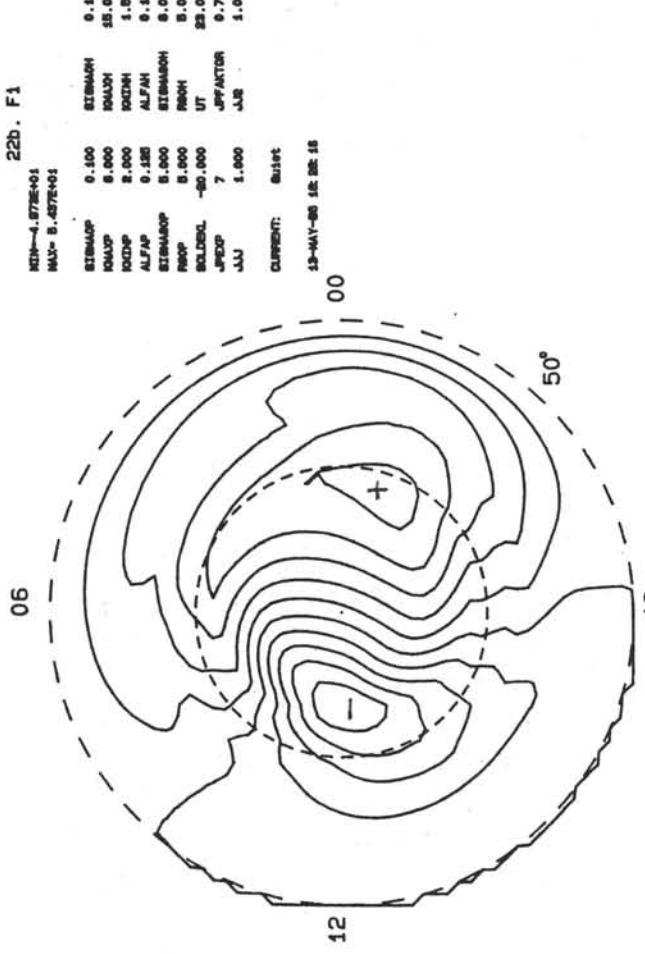
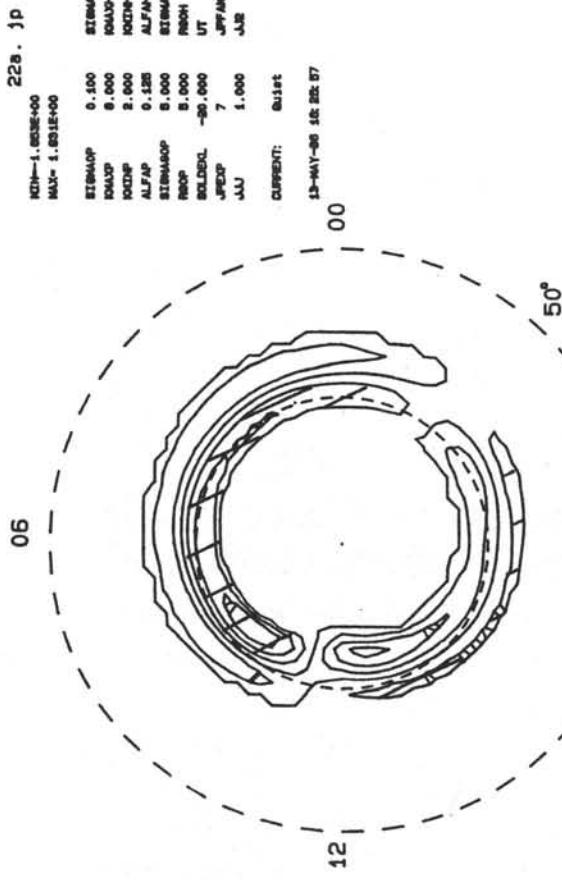












23. jp comp.

MIN=-1.617E+00
MAX= 1.992E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	-20.000	UT	23.000
JPEXP	2	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Quiet

13-MAY-86 17:01:18

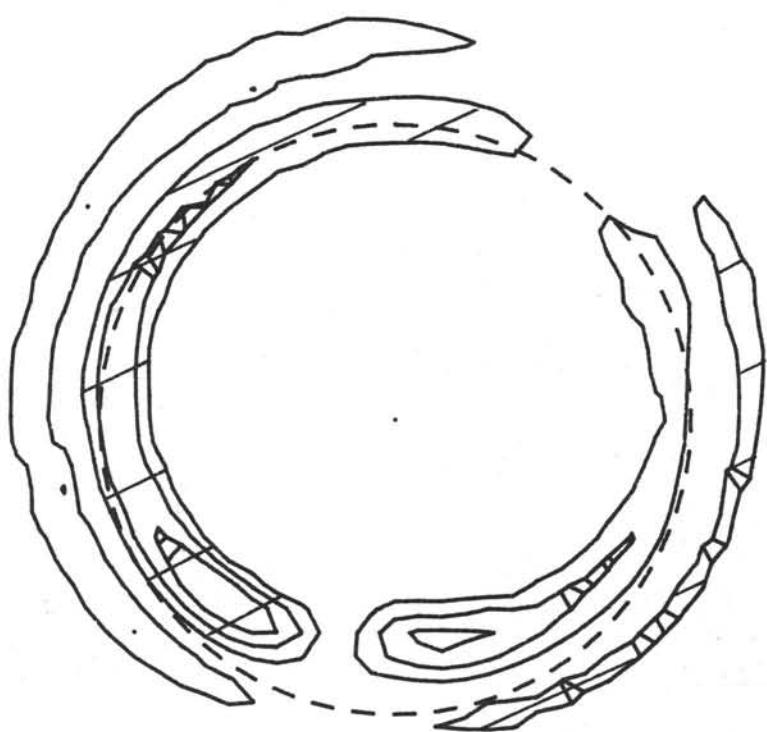
00

06

18

50°

12



24. jp comp.

MIN=-2.372E+00
MAX= 2.322E+00

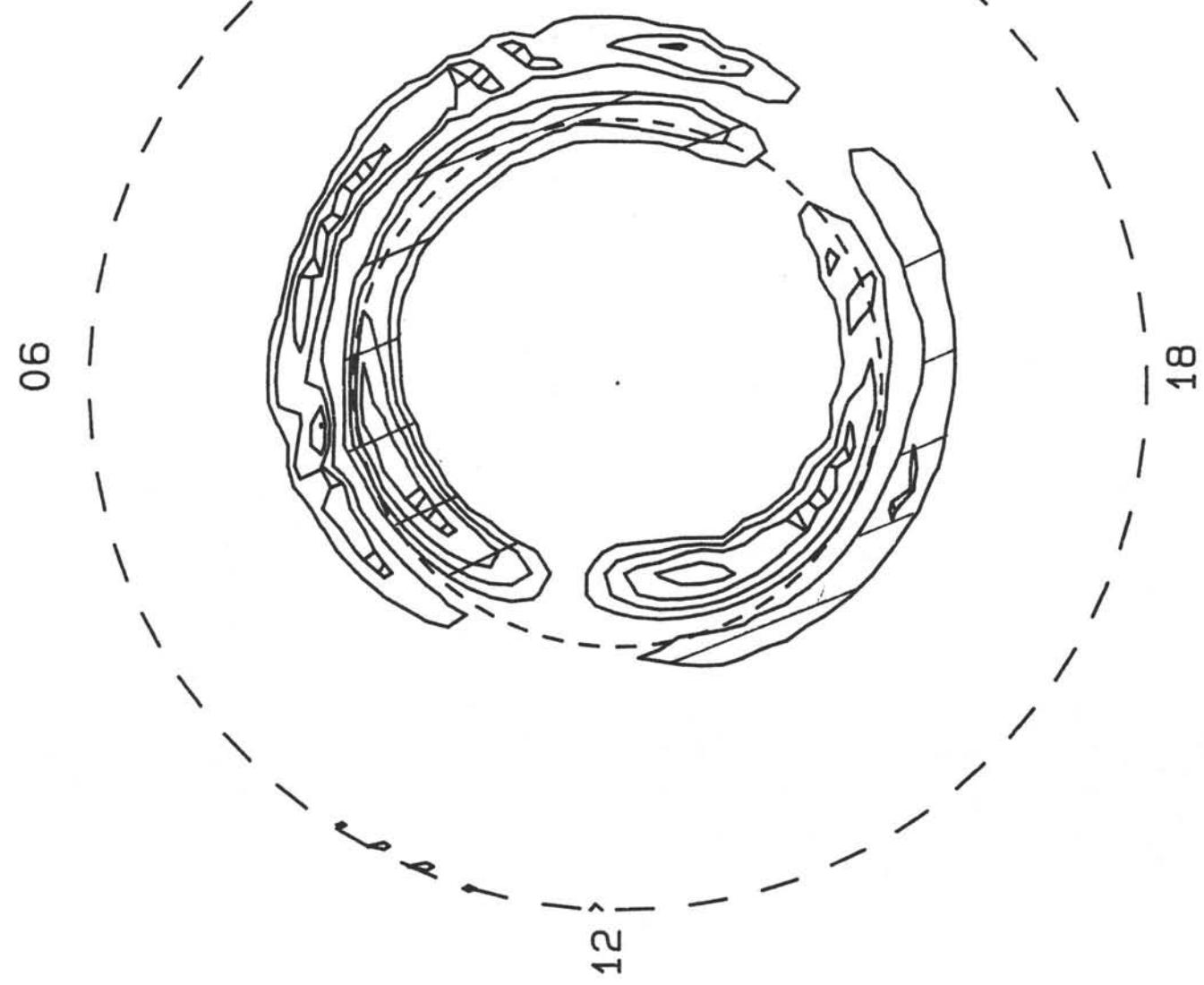
SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	0.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	-20.000	UT	23.000
JPEXP	2	JPFAKTOR	0.750
JJU	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

13-MAY-86 17:05:30

00

06



18

25b. F1

KDP=0.00000000
MAX= 2.3778E+01

STBMAP	0.100	STBMAPH	0.100
IRMAP	0.000	IRMAPH	0.000
KDCMAP	0.000	KDCMAPH	0.000
ALFAP	0.100	ALFPH	0.100
STBMAPP	0.000	STBMAPPH	0.000
PRMAP	0.000	PRMAPH	0.000
BUDL0L	0.000	BUDL0LH	0.000
JPPDP	1	JPPDPH	1
JAR	1.000	JARH	1.000

CURRENT: Active
12-MAY-80 17:42:00

06

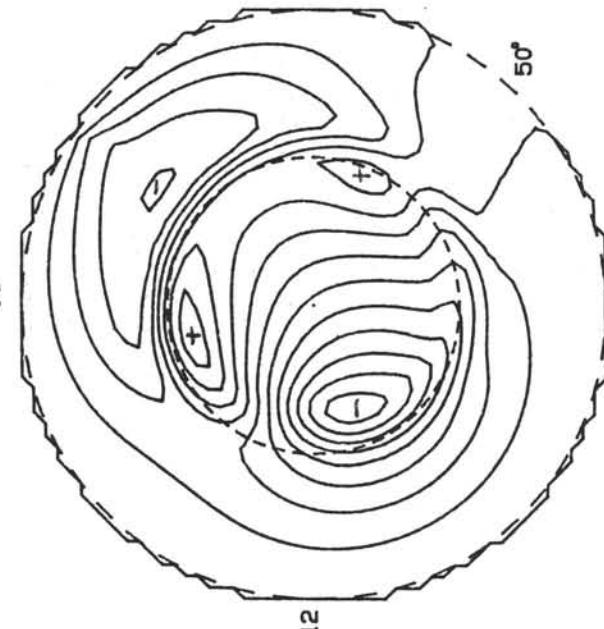
00

50°

06

00

50°



25d. SigmaH

KDP= 1.0000E-02
MAX= 2.3645E+01

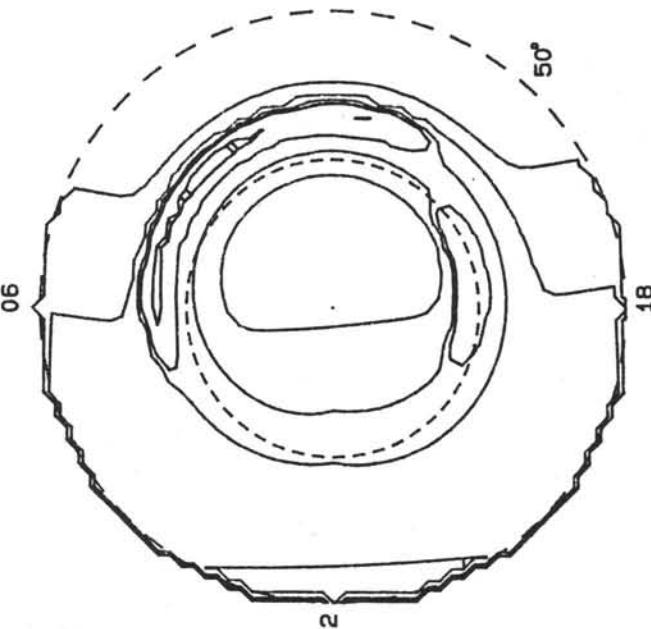
STBMAP	0.100	STBMAPH	0.100
IRMAP	0.000	IRMAPH	0.000
KDCMAP	0.000	KDCMAPH	0.000
ALFAP	0.100	ALFPH	0.100
STBMAPP	0.000	STBMAPPH	0.000
PRMAP	0.000	PRMAPH	0.000
BUDL0L	0.000	BUDL0LH	0.000
JPPDP	1	JPPDPH	1
JAR	1.000	JARH	1.000

CURRENT: Active
12-MAY-80 17:42:00

06

00

50°



25b. Jp

KDP= 0.0000E+00
MAX= 2.3428E+00

STBMAP	0.100	STBMAPH	0.100
IRMAP	0.000	IRMAPH	0.000
KDCMAP	0.000	KDCMAPH	0.000
ALFAP	0.100	ALFPH	0.100
STBMAPP	0.000	STBMAPPH	0.000
PRMAP	0.000	PRMAPH	0.000
BUDL0L	0.000	BUDL0LH	0.000
JPPDP	1	JPPDPH	1
JAR	1.000	JARH	1.000

CURRENT: Active
12-MAY-80 17:42:40

06

00

50°

25c. SigmaP

KDP= 1.0000E-02
MAX= 2.3677E+01

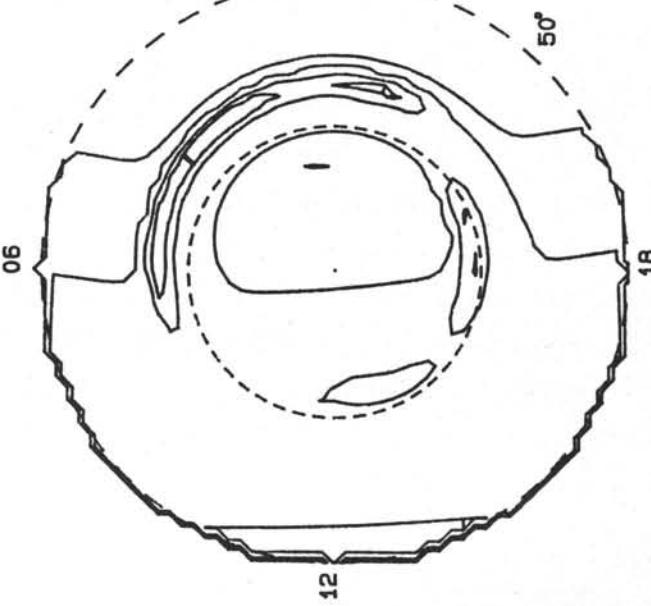
STBMAP	0.100	STBMAPH	0.100
IRMAP	0.000	IRMAPH	0.000
KDCMAP	0.000	KDCMAPH	0.000
ALFAP	0.100	ALFPH	0.100
STBMAPP	0.000	STBMAPPH	0.000
PRMAP	0.000	PRMAPH	0.000
BUDL0L	0.000	BUDL0LH	0.000
JPPDP	1	JPPDPH	1
JAR	1.000	JARH	1.000

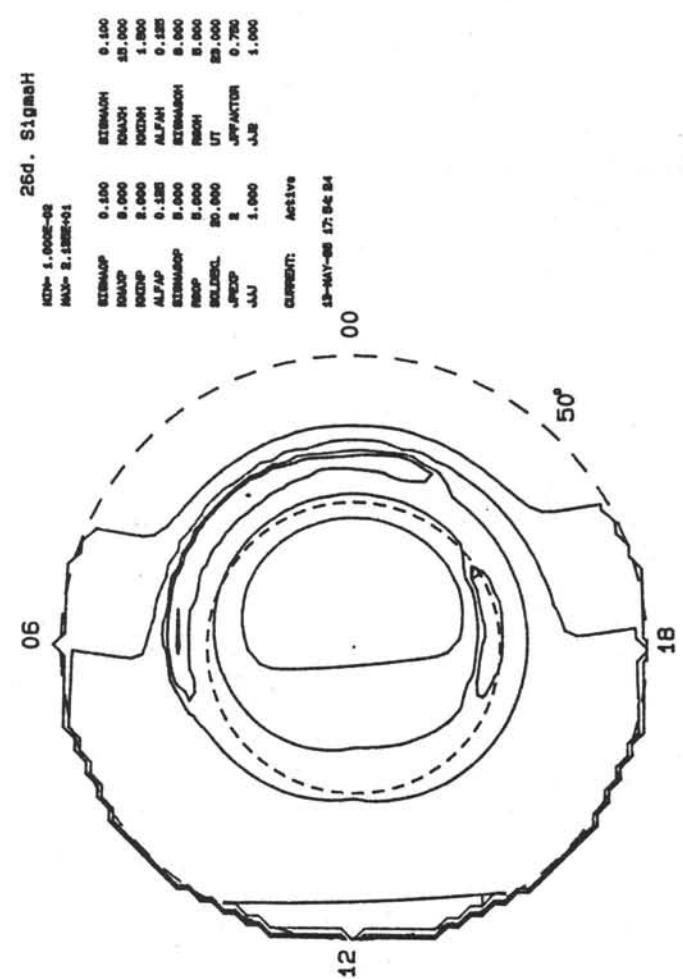
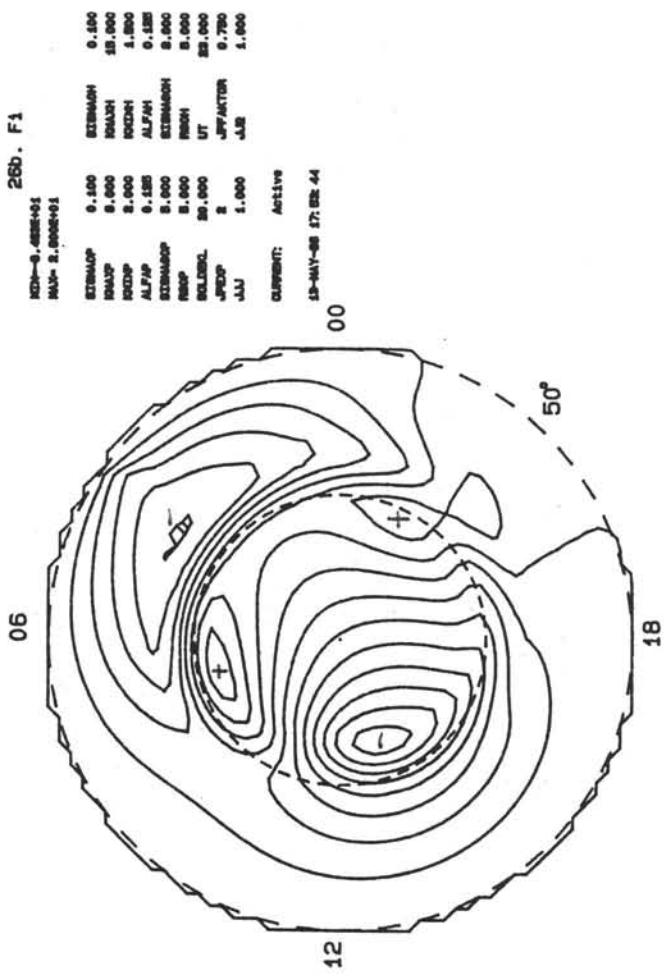
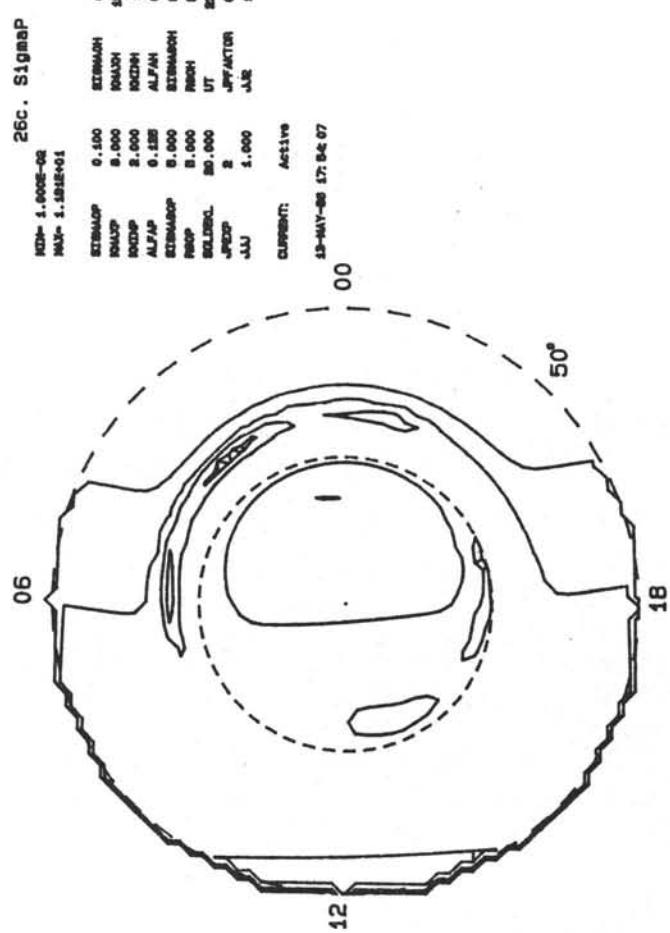
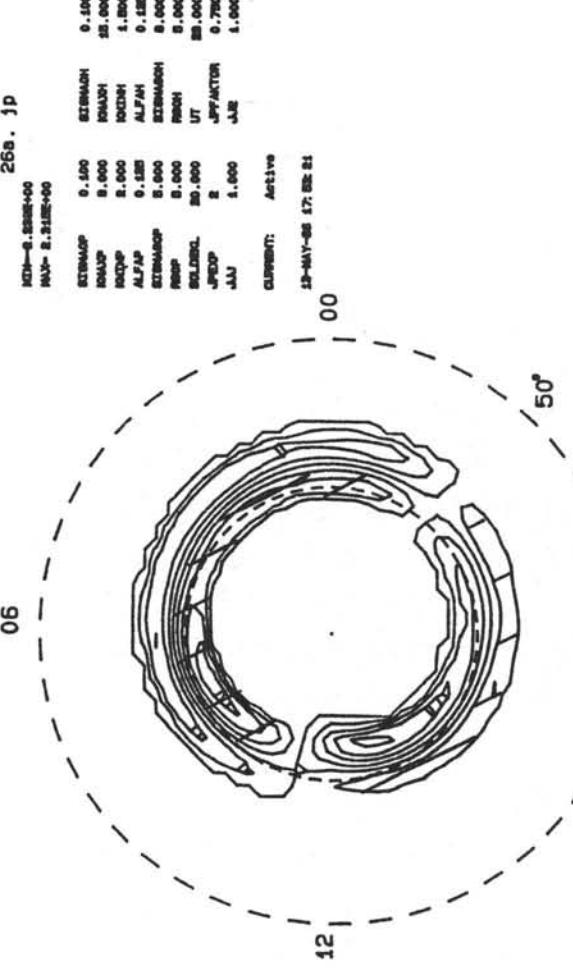
CURRENT: Active
12-MAY-80 17:42:04

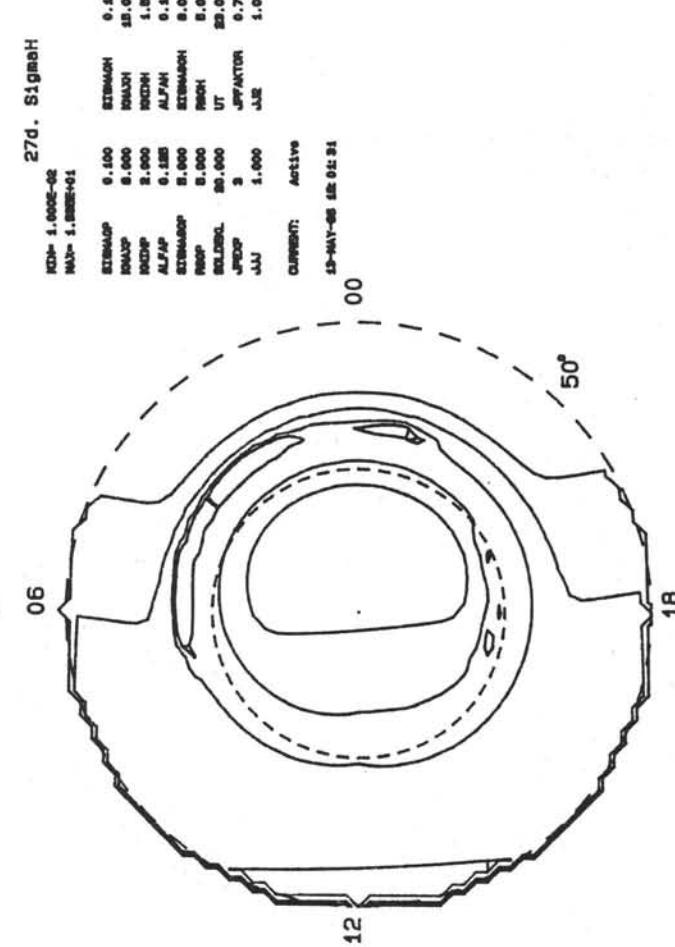
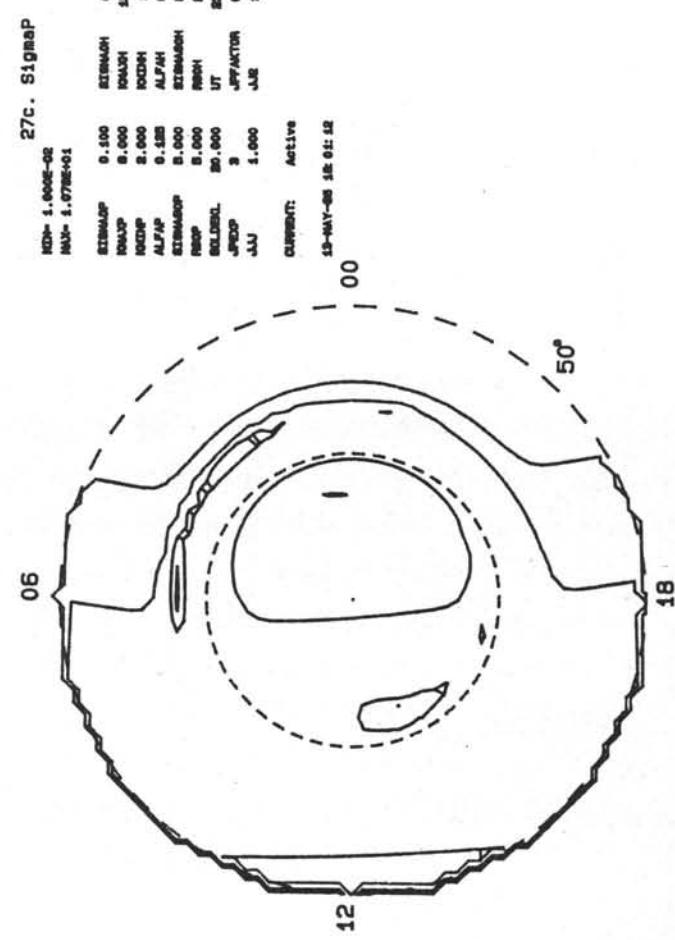
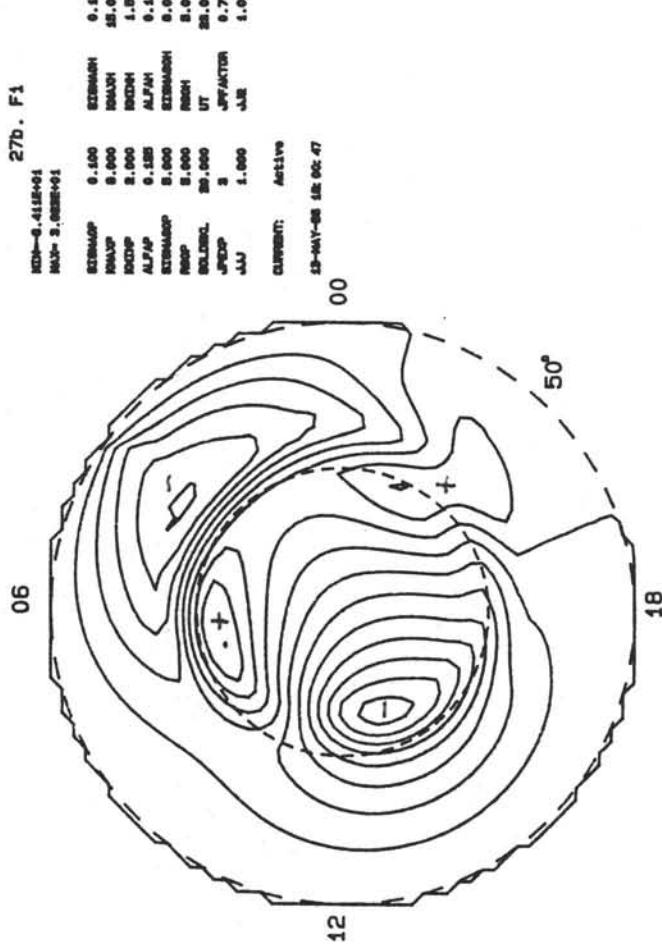
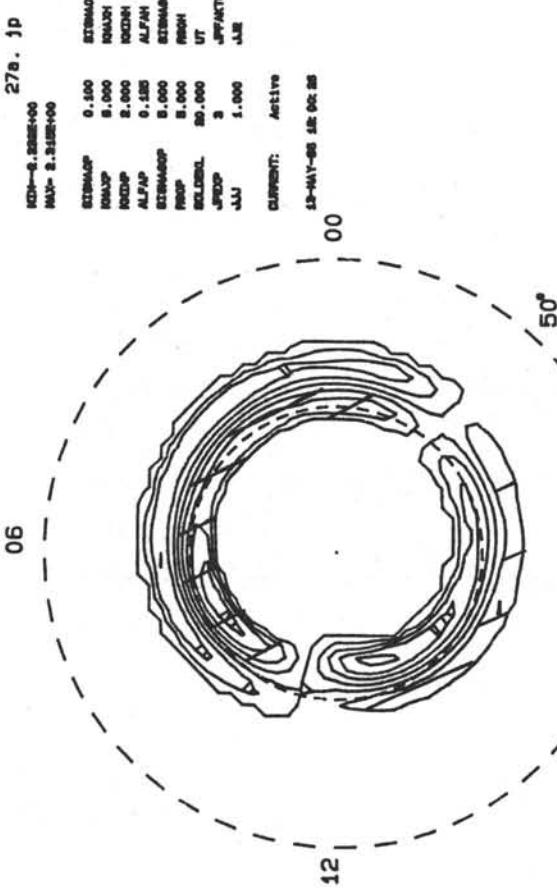
06

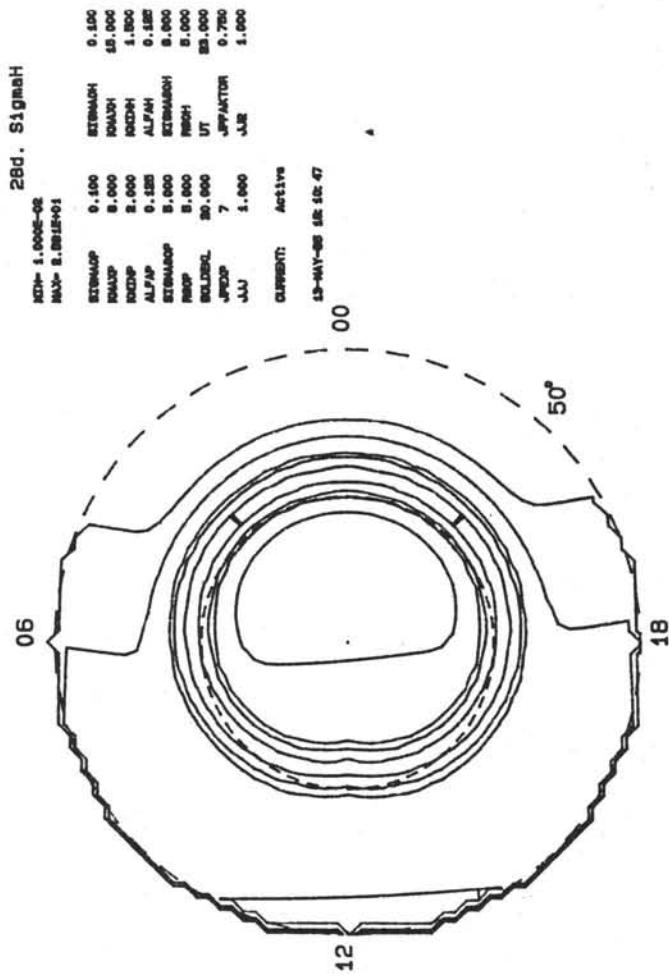
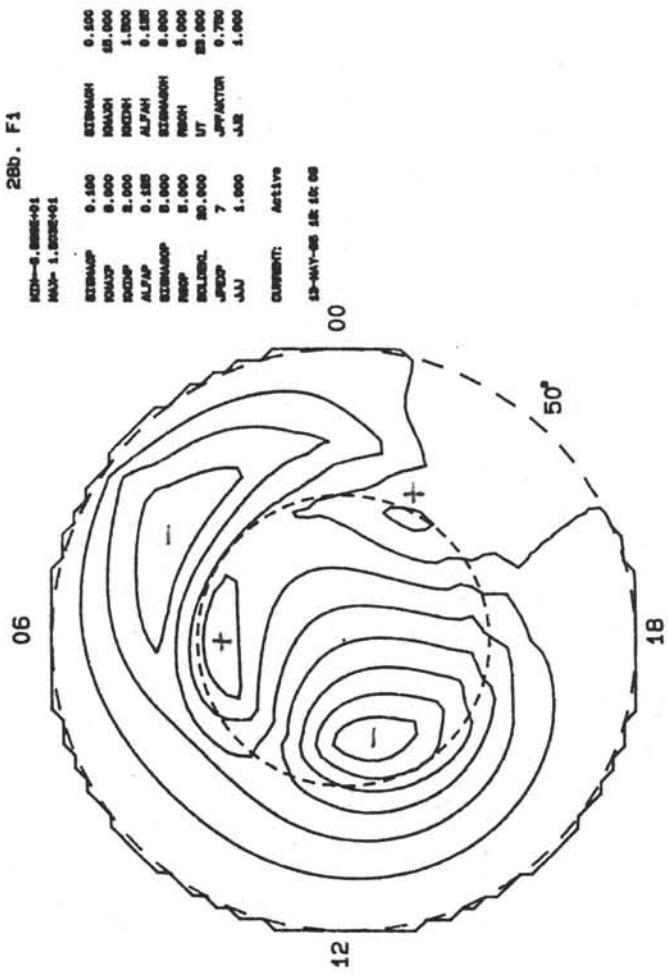
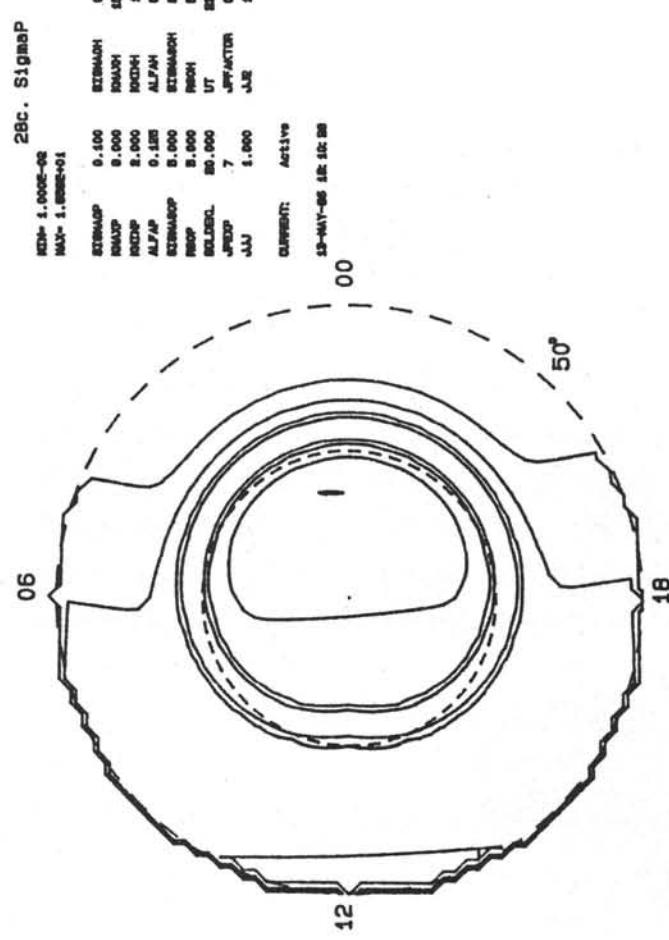
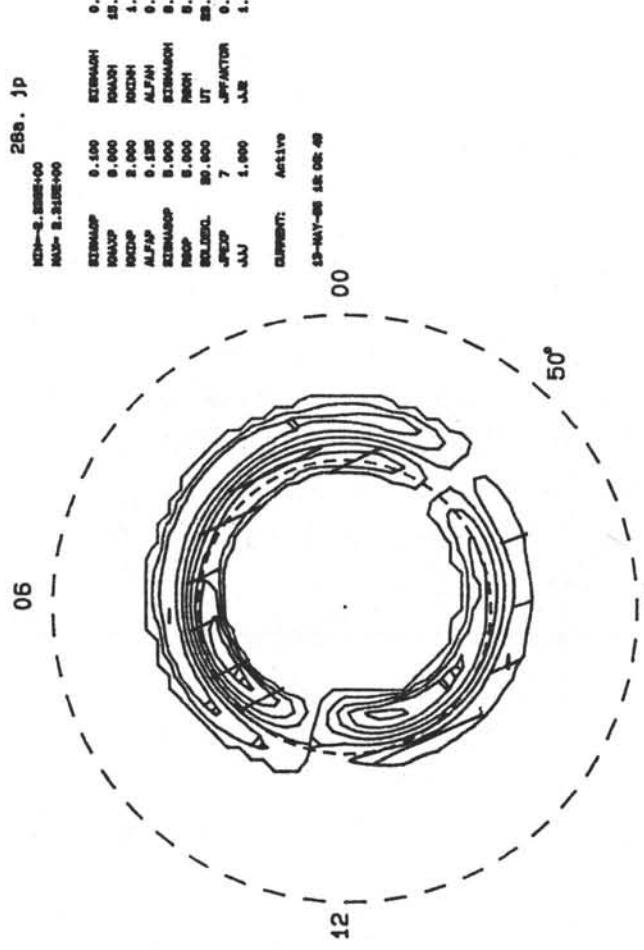
00

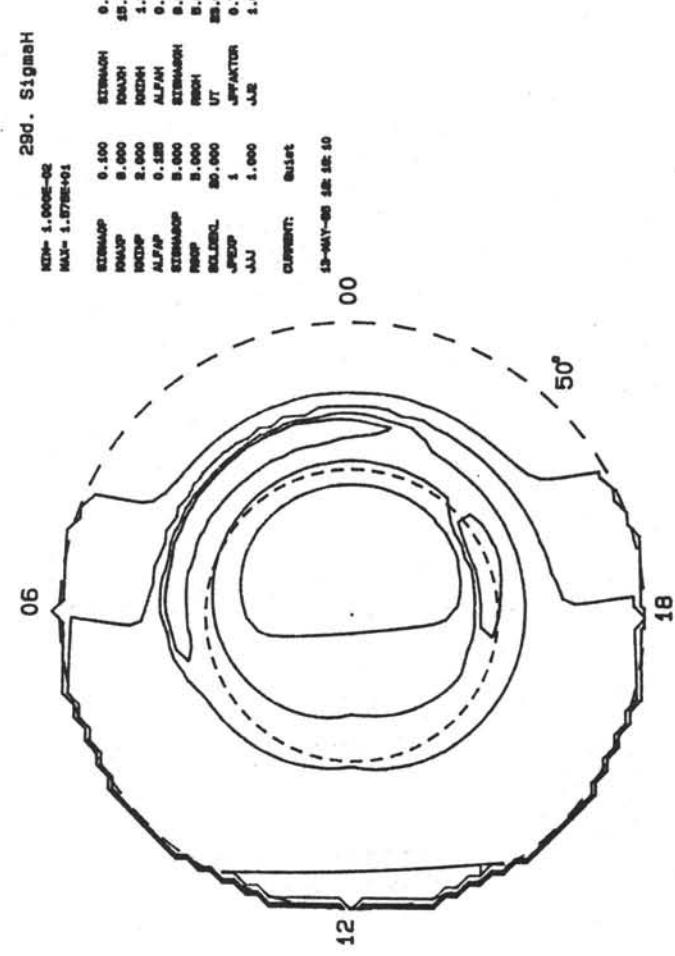
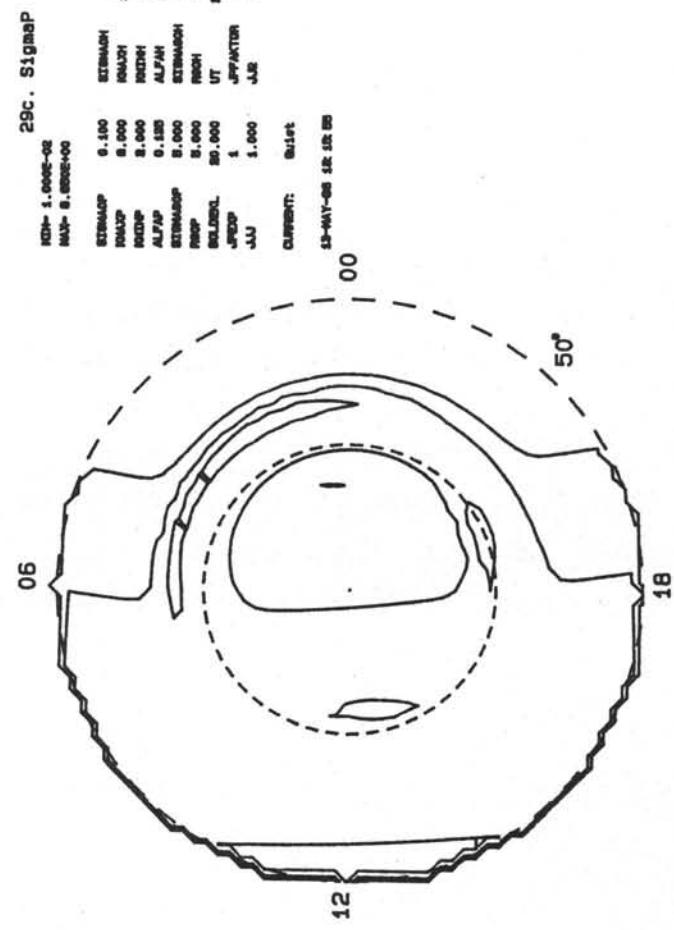
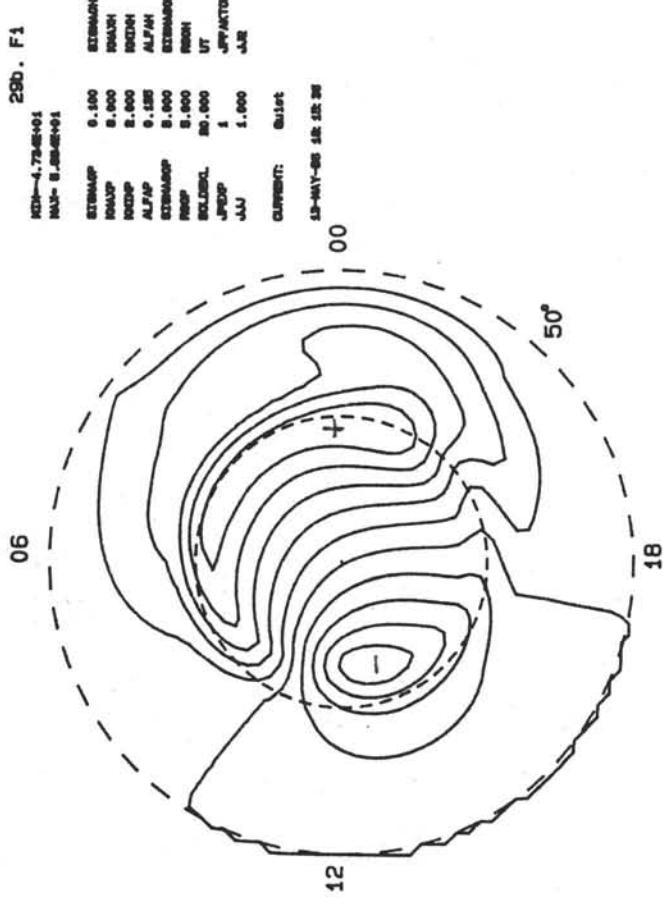
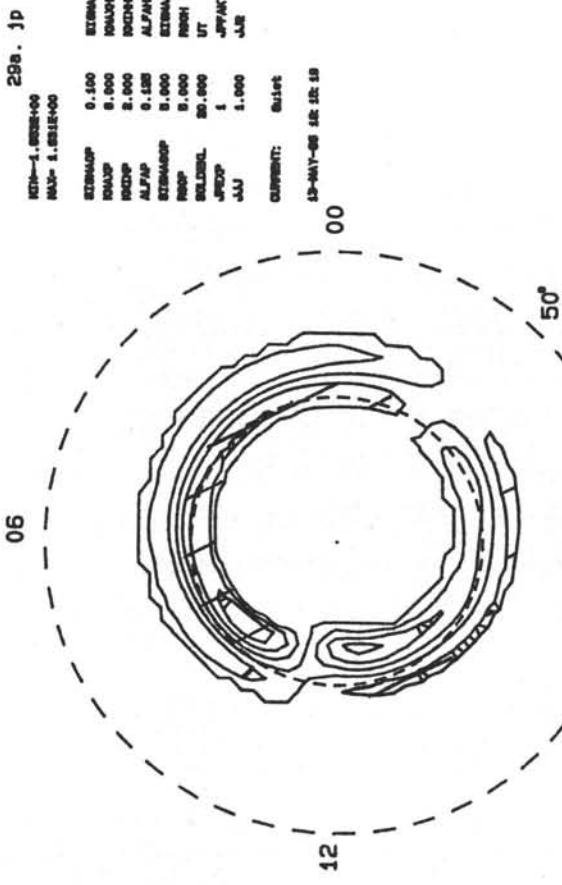
50°

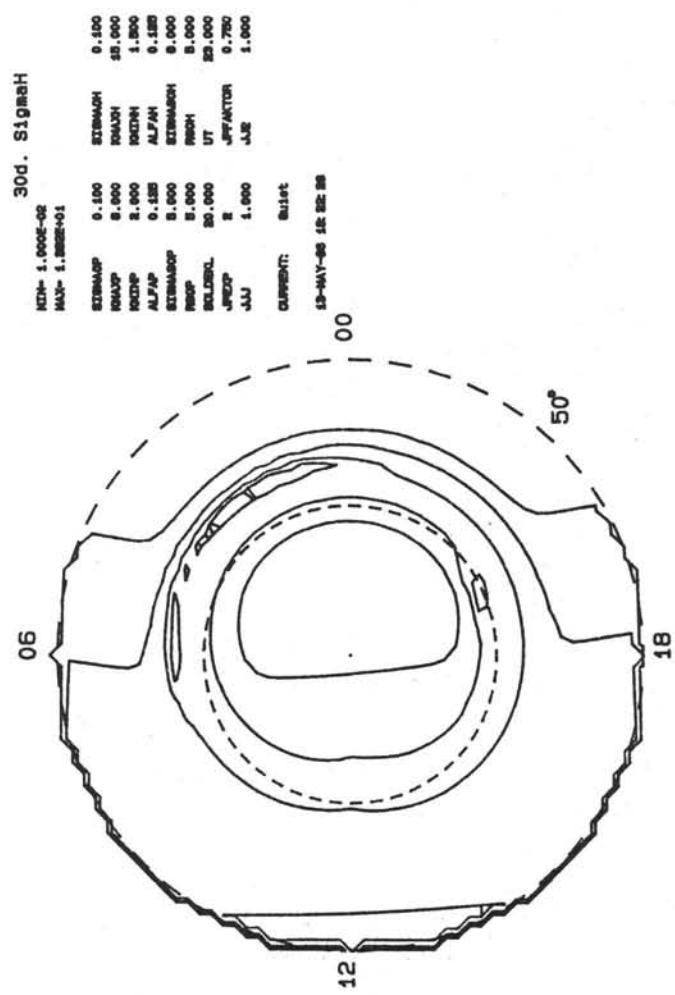
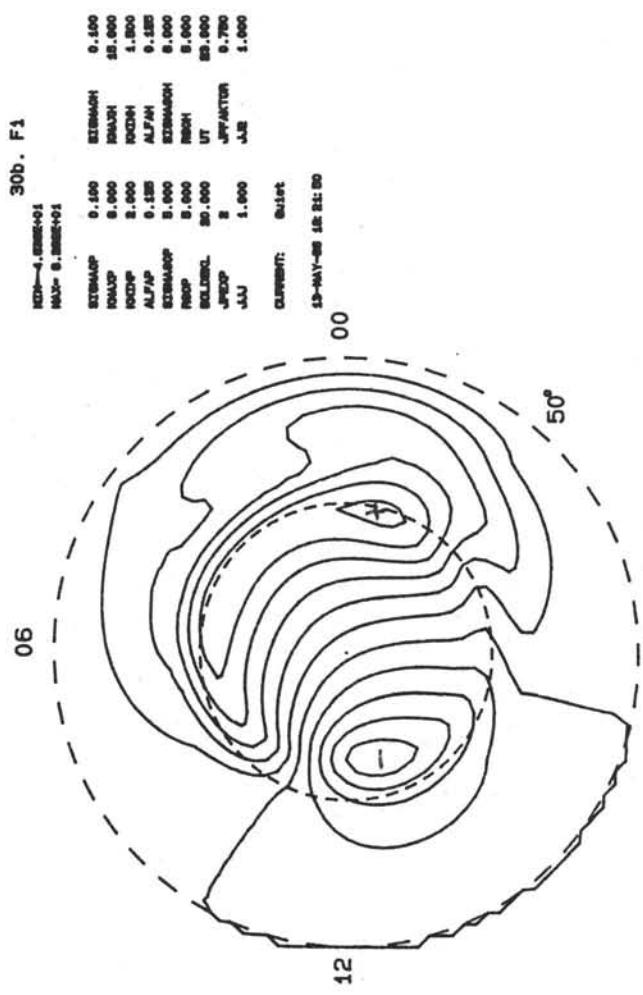
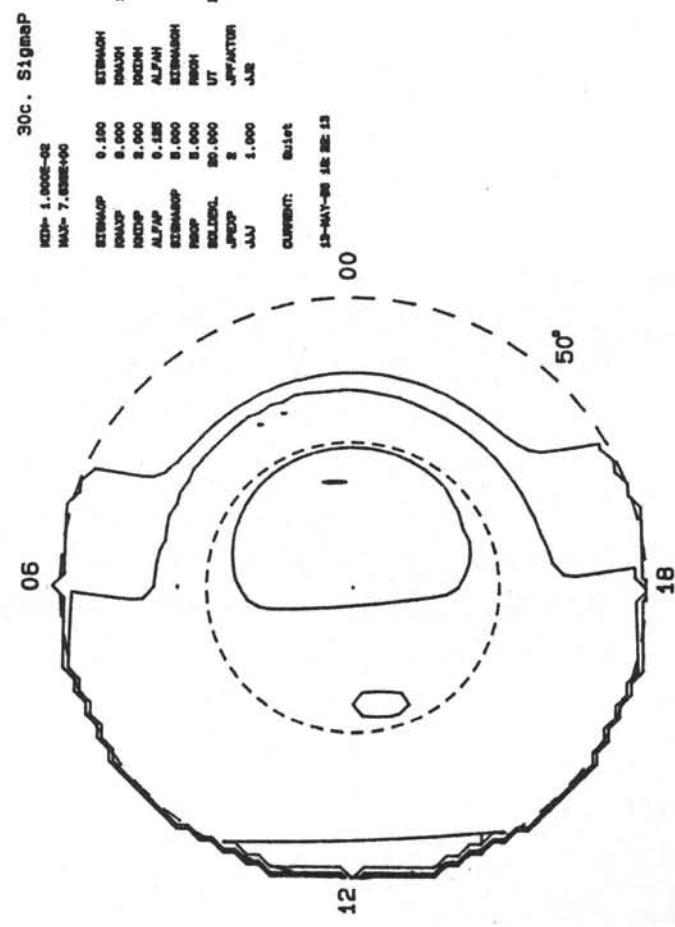
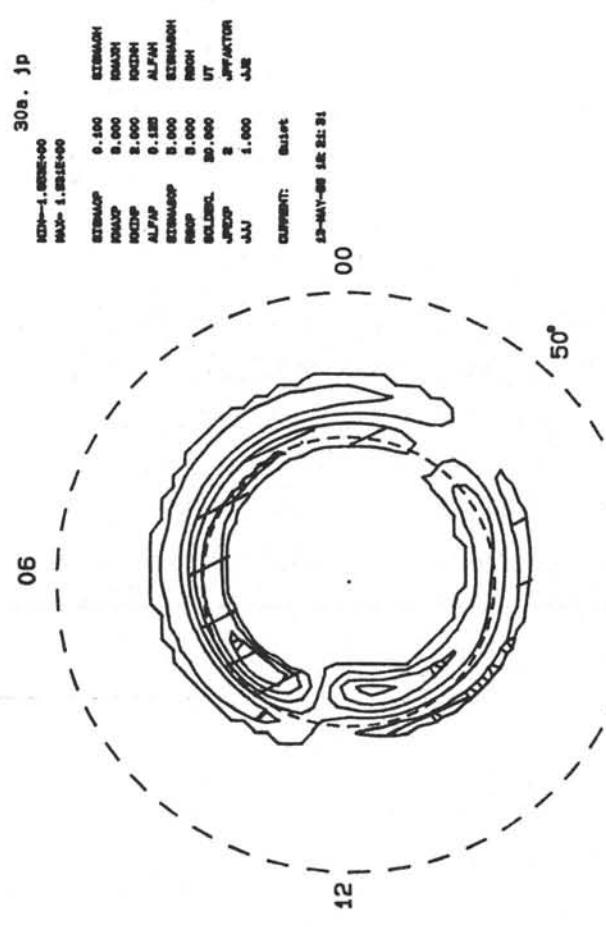


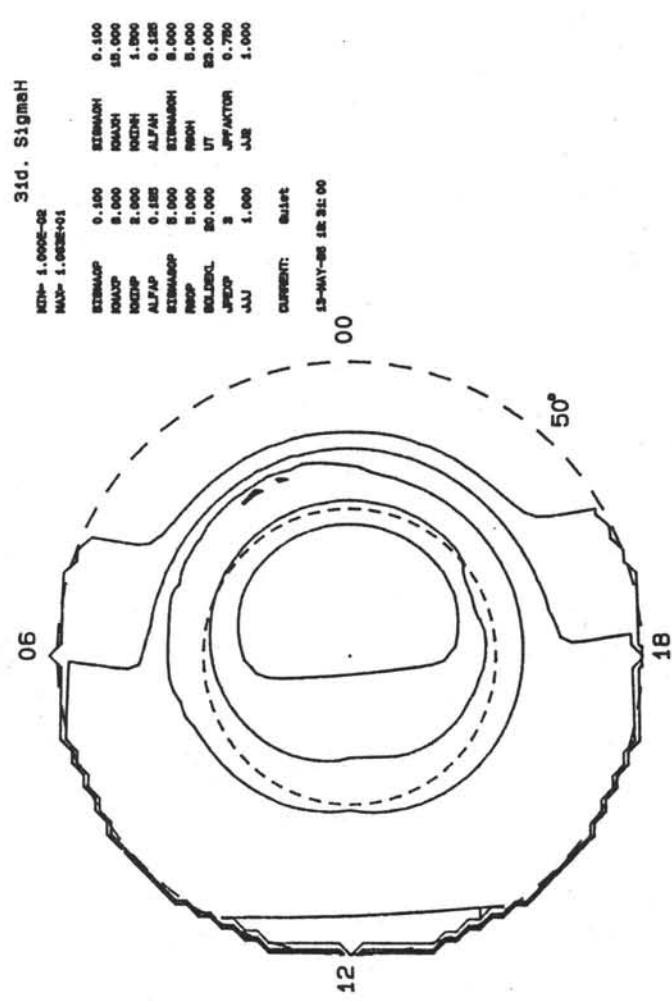
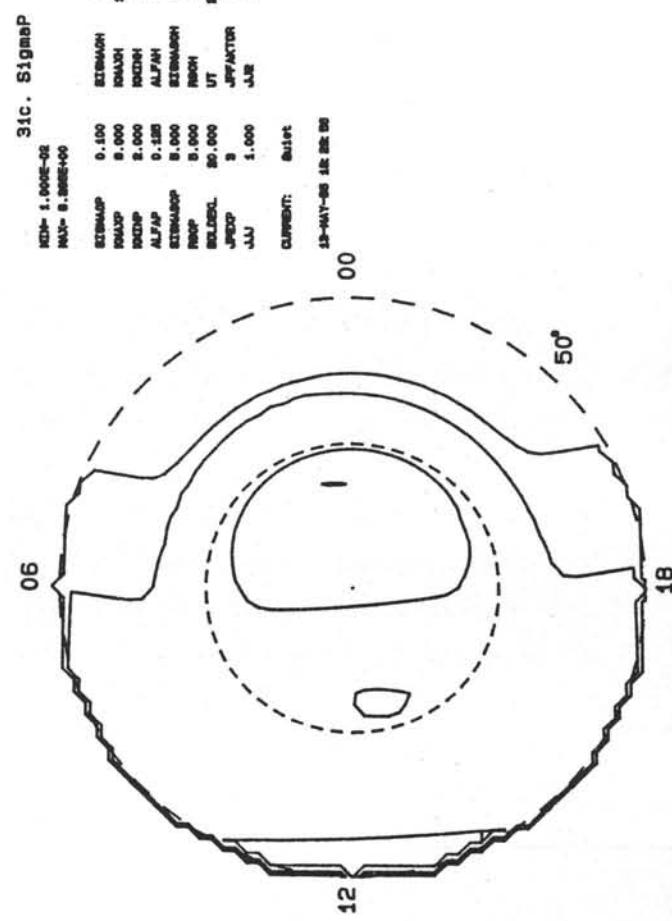
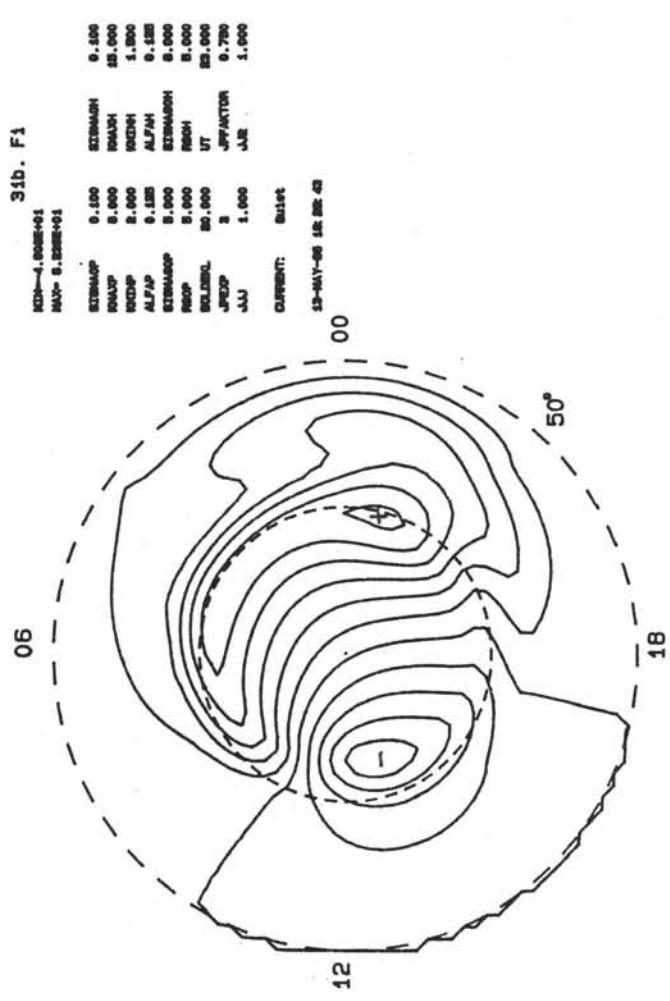
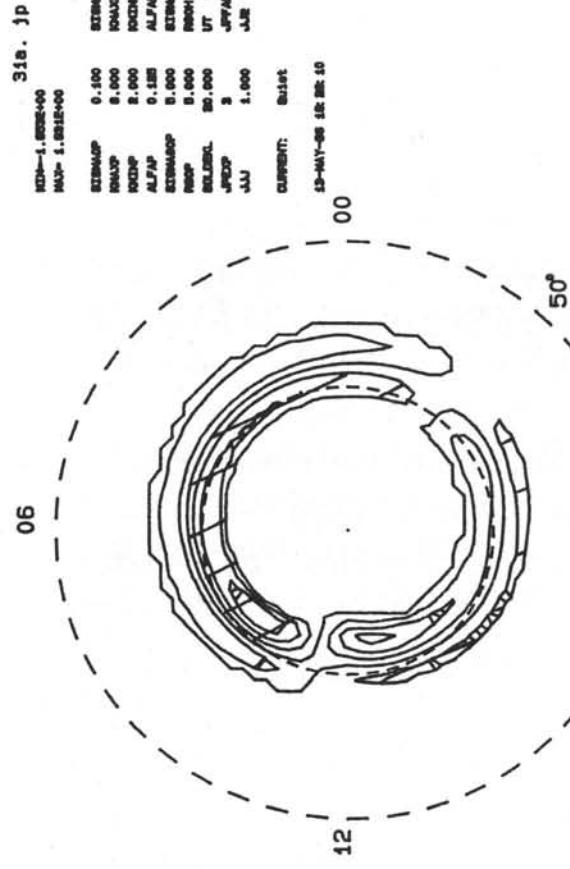


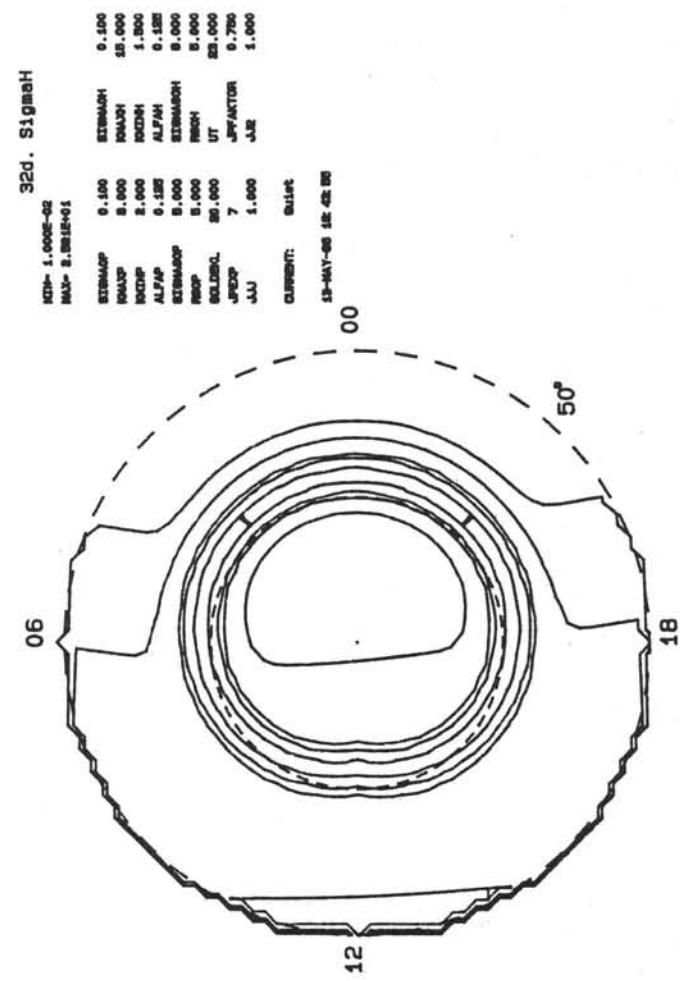
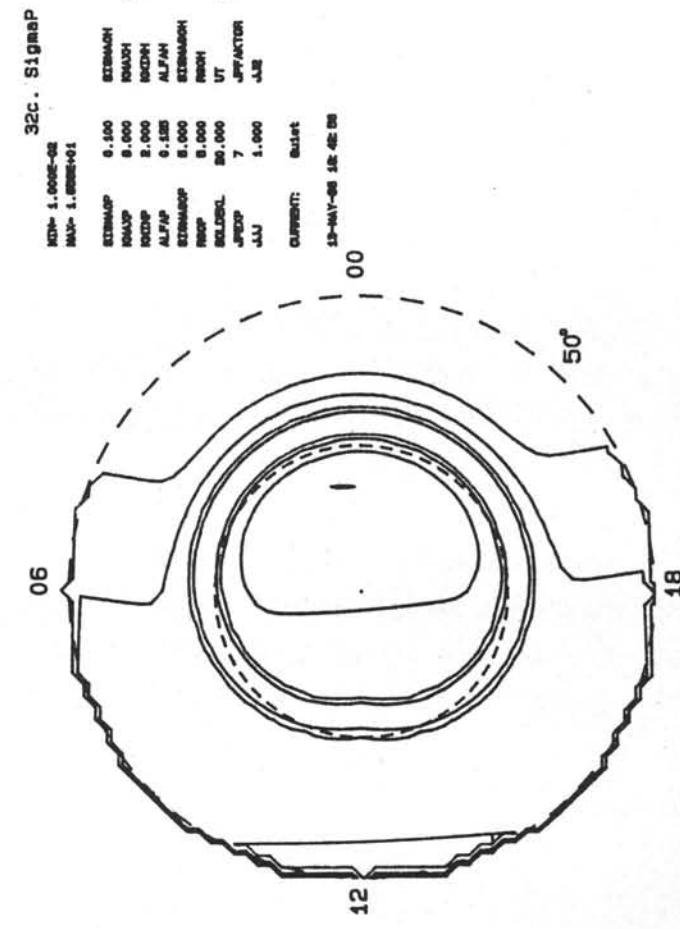
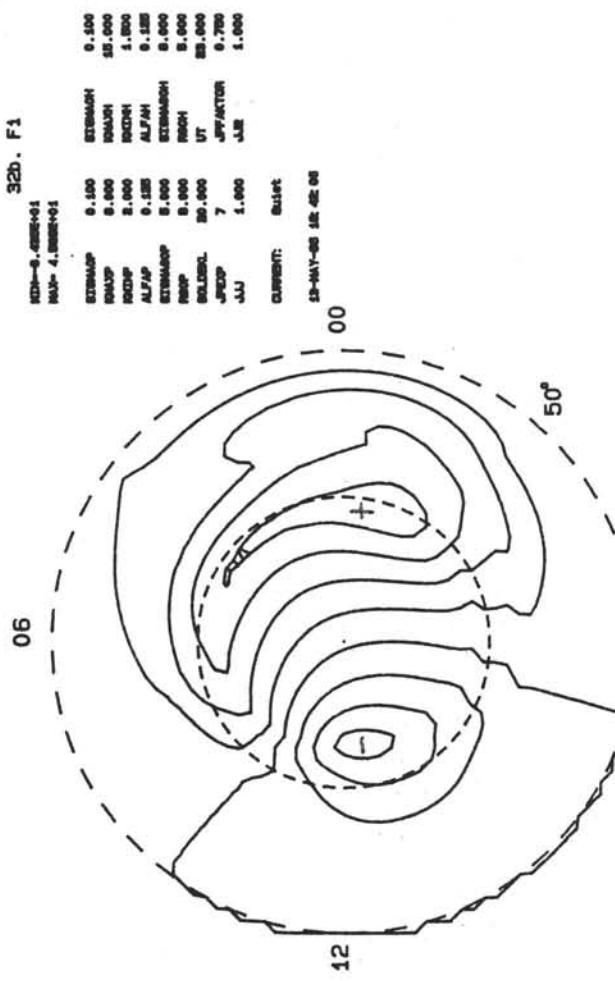
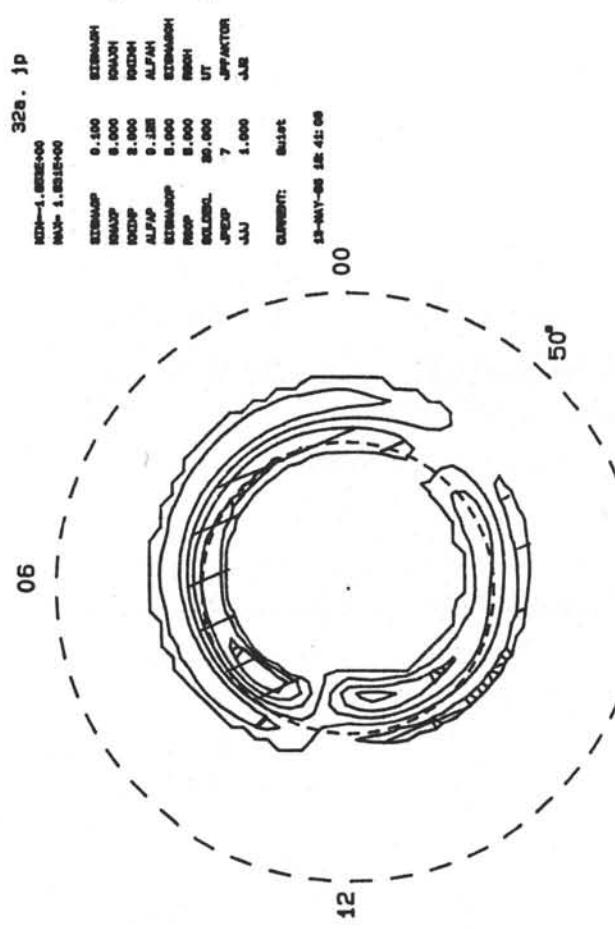












33. JP COMP.

MIN=-1.546E+00
MAX= 1.982E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	8.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	20.000	UT	23.000
JPEXP	2	JPFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Quiet

14-MAY-86 11:50:58

00

50°

06

12

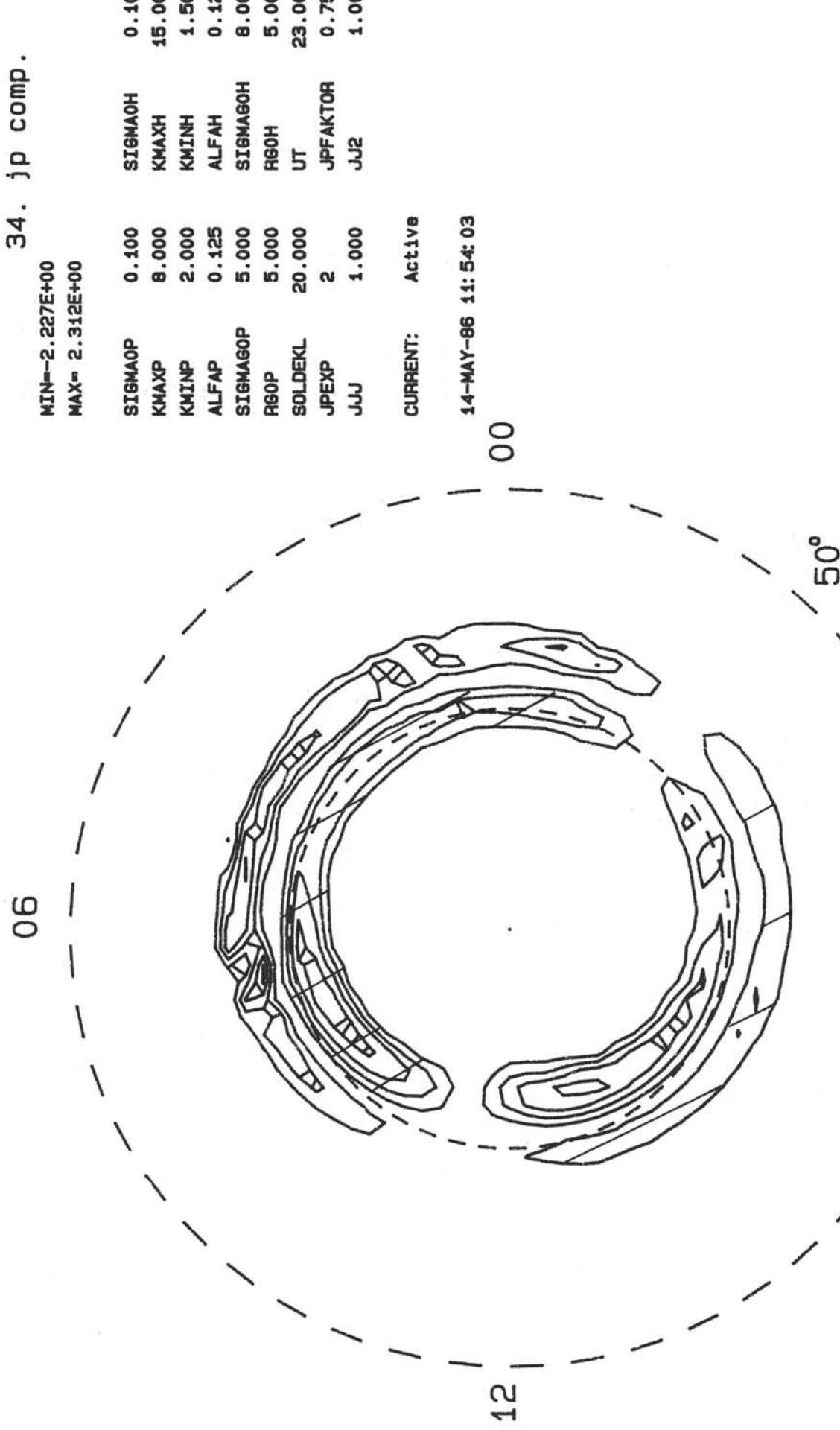
18



34. j ρ comp.

MIN=-2.227E+00
MAX= 2.312E+00

06



18

35. E-field

MIN= -1.288E+02
MAX= 8.817E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	0.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGMAGOP	5.000	SIGMAGOH	8.000
R60P	5.000	R60H	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JFEXP	2	JFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

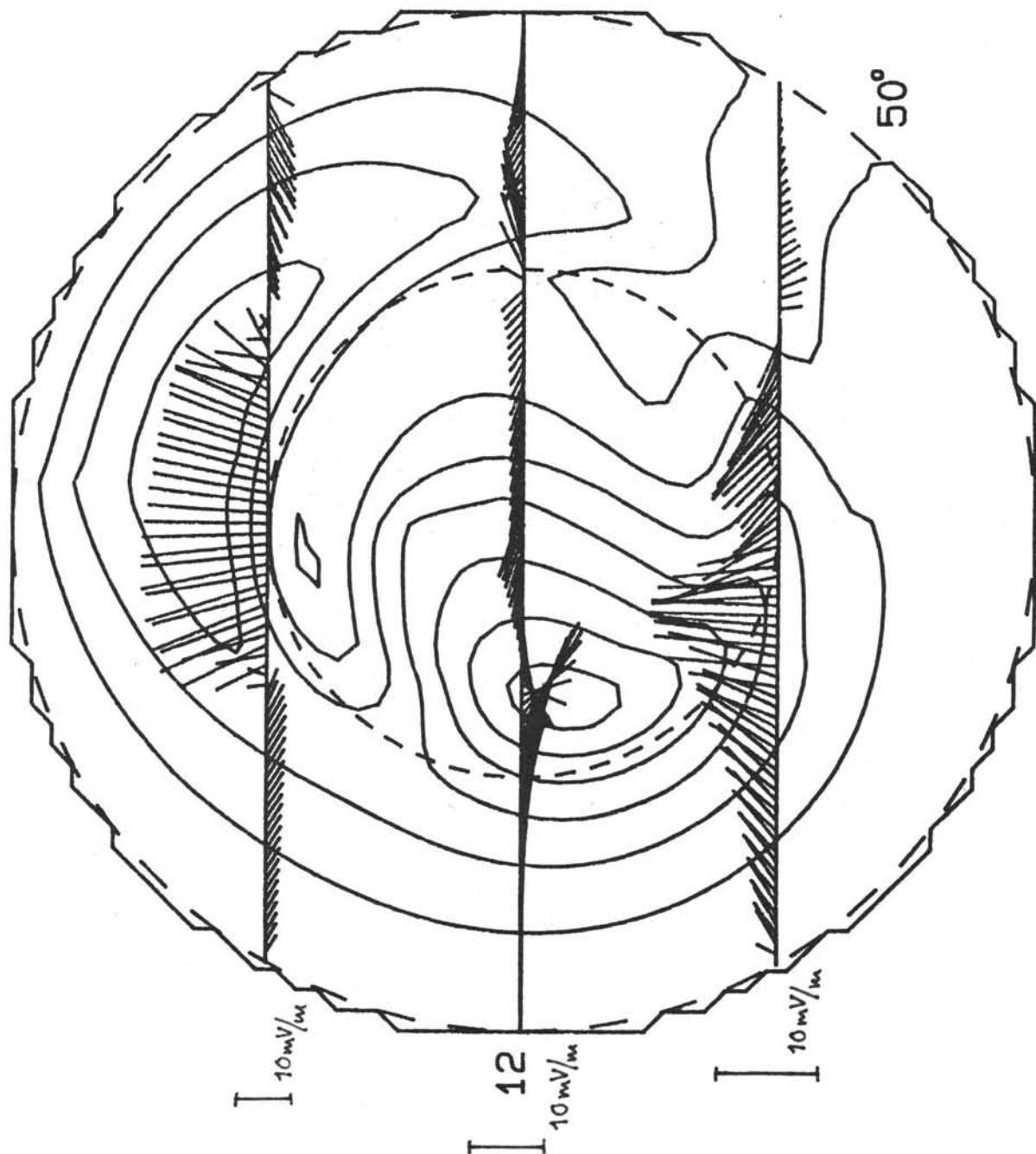
14-MAY-86 12:56:14

00

50°

18

06



36. E-field

MIN= -1.288E+02
MAX= 8.817E+00

SIGMAOP	0.100	SIGMAOH	0.100
KMAXP	0.000	KMAXH	15.000
KMINP	2.000	KMINH	1.500
ALFAP	0.125	ALFAH	0.125
SIGHAGOP	5.000	SIGHAGOH	8.000
R6OP	5.000	R6OH	5.000
SOLDEKL	0.000	UT	23.000
JPEXP	2	JFAKTOR	0.750
JJJ	1.000	JJ2	1.000

CURRENT: Active

14-MAY-86 12:53:41

00

06

12

18

50°

10 mV/m

10 mV/m

10 mV/m

