

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITÉ PARIS VI

par

Ousséini FAMBITAKOYE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES  
Spécialité : PHYSIQUE

---

ÉTUDE DES EFFETS MAGNÉTIQUES DE L'ÉLECTROJET ÉQUATORIAL

---

Soutenue le 28 juin 1974 devant la Commission d'Examen :

J. DELLOUE.....Président  
M. CROCHET..... Examineur  
P.N. MAYAUD ..... Examineur  
J. GOGUEL ..... Invité  
A.D. RICHMOND ... Invité

## REMERCIEMENTS

L'O.R.S.T.O.M. s'était intéressé aux problèmes de l'électrojet équatorial avec les travaux de M. PONTIER au Togo et de M. GODIVIER au Tchad. Puis, dans le cadre des A.I.S.C., une opération avait été montée au Dahomey sous la responsabilité de Mademoiselle CRENN et ensuite de M. P.N. MAYAUD. C'est alors qu'il fut décidé de faire une nouvelle expérience au Tchad et en République Centrafricaine dans le cadre de la RCP 168 du C.N.R.S.

Celle-ci dont le responsable était M. P.N. MAYAUD associait le GRI, l'IAP, l'IPG de Paris et l'ORSTOM dans une recherche concertée d'aéronomie équatoriale. Je remercie les membres de la Commission Permanente de cette RCP, MM. les Professeurs J. DELLOUE et J. GOGUEL, MM. F. DU CASTEL et J. HIEBLOU pour le soutien constant qu'ils ont accordé à l'expérience réalisée.

Je remercie tout particulièrement la Direction Générale de l'ORSTOM de m'avoir choisi comme responsable scientifique de l'expérience "magnétisme lent" de cette RCP et de m'avoir donné les moyens nécessaires pour l'analyse des documents obtenus.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. AUBRAT, Chef du Bureau Géophysique de l'ORSTOM, pour la compétence et l'efficacité dont il a fait preuve en assurant l'organisation et la gestion de l'expérience.

Les appuis accordés à cette même expérience par les autorités de la République du Tchad et de la République Centrafricaine ont été déterminants pour son succès. Je les remercie vivement pour l'attention bienveillante qu'elles ont toujours donnée aux multiples requêtes des responsables de l'expérience sur le terrain.

La grande qualité et la continuité des enregistrements obtenus aux stations temporaires installées pendant la durée de l'expérience sont dues à la compétence de M. J. VILLENEUVE, Chef de la Mission Géophysique ORSTOM de Sarh (Fort Archambault), et de ses collaborateurs africains et français. Elles témoignent de leur conscience professionnelle et de leur dévouement dans des conditions souvent difficiles ; tous ceux qui utiliseront ces documents auront à leur rendre hommage. Je tiens à leur exprimer ici ma profonde admiration et à les remercier d'avoir mis à ma disposition des documents de si grande valeur.

La plus grande partie du dépouillement des enregistrements a été faite par Mademoiselle M. LACOMME et Madame C. FAMBITAKOYE. Je tiens également à leur exprimer ma gratitude pour le travail considérable qu'elles ont fourni.

Une part des documents analysés dans cette étude provient d'observatoires permanents autres que celui du centre ORSTOM de Bangui (Binza et Tamanrasset). Je remercie très spécialement les Directeurs du Service Météorologique de la République Démocratique du Zaïre à Kinshasa et de l'Institut Météorologique et de Physique du Globe d'Alger pour m'avoir communiqué copie de leurs enregistrements. Sans cet apport, l'extension en latitude des profils magnétiques, essentielle pour la définition du phénomène électrojet, eût été insuffisante.

Cette recherche a été commencée sous la direction de M. P.N. MAYAUD, maître de recherche au C.N.R.S., puis continuée et achevée avec sa participation. Nous avons eu, l'un et l'autre, de fréquentes et utiles discussions avec Messieurs M. CROCHET et J.L. LE MOUËL, Physiciens-Adjoints à l'I.P.G. de Paris et également avec le Docteur A.D. RICHMOND, séjournant à l'Université Paris VI. En particulier, le Docteur RICHMOND nous a communiqué le programme Fortran de son modèle théorique de l'électrojet équatorial, et nous a suggéré certaines formes de profils de vents neutres ainsi que l'idée de vérifier la nullité de la composante verticale du rotationnel du champ  $S_p$ . Enfin, le Docteur U. SCHMUCKER, de Göttingen, m'a initié à l'utilisation de l'opérateur de Kertz et m'a communiqué un sous-programme Fortran d'utilisation. Je remercie vivement chacun d'eux, et, très spécialement, Monsieur P.N. MAYAUD.

Le Directeur de l'I.P.G. de Paris, Monsieur le Professeur G. JOBERT, m'a donné depuis trois ans l'hospitalité dans son Institut afin de faciliter mes contacts avec mon directeur de recherche. Je l'en remercie très particulièrement. J'ai pu aussi bénéficier de tous les avantages qu'offre le centre de calcul de son Institut. Je tiens à exprimer au personnel de ce centre ma profonde gratitude pour leur gentillesse à mon égard.

Je remercie Madame ROUSSEY de l'ORSTOM et Madame PELOILLE de l'IPG de Paris pour l'effort qu'elles ont fourni pour dactylographier mon manuscrit.

Monsieur le Directeur des SSC-ORSTOM de Bondy et son Service administratif, MM. DESJARDIN et GODIVIER m'ont donné des facilités pour mes calculs sur ordinateur à Meudon ou à l'IPG de Paris. MM. COMBROUX et BUFFAR-MOREL m'ont aidé dans la réalisation de mes dessins. Je tiens à leur exprimer mes remerciements.

Monsieur le Professeur J. GOGUEL, alors que j'étais étudiant à l'Université de Paris, m'a orienté vers les études de Géophysique. Depuis 16 ans, comme Président du Comité Technique, il n'a cessé de me suivre et de m'encourager. Je tiens à lui exprimer ici ma plus vive reconnaissance.

Comme membres du Comité Technique de Géophysique, MM. les Professeurs J. COULOMB et E. THELLIER, dont j'avais suivi les cours, ont toujours été d'une bienveillance extrême à mon égard. Je tiens également à leur témoigner ma profonde gratitude.

Je remercie enfin MM. les Professeurs J. DELLOUE et J. GOGUEL, MM. CROCHET, MAYAUD et RICHMOND d'avoir bien voulu constituer mon jury de soutenance.

---

## TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I	- <u>Les effets magnétiques de l'électrojet équatorial</u>	P. 1
CHAPITRE II	- <u>Estimation des effets internes</u>	P. 6
	1. Introduction	P. 6
	2. Méthode d'analyse	P. 6
	3. Données expérimentales	P. 9
	4. Remarques techniques	P. 11
	5. Analyse des valeurs expérimentales	P. 16
	5.1. Variations de type $S_R$	P. 16
	5.2. Variations de type D	P. 24
	6. Conclusion	P. 29
CHAPITRE III	- <u>Détermination des paramètres de l'électrojet : Méthode d'analyse</u>	P. 34
	1. Essai de définition du $S_R^P$ de H par une méthode de zéro	P. 35
	1.1. Estimation du $S_R^P$ de H au centre du profil	P. 35
	1.2. Réitération sur $\Delta H_E$ et adjonction de deux points pour définir le $S_R^P$ de Z	P. 37
	1.3. Contre-épreuve à propos des effets internes	P. 42
	1.4. Conclusion sur la définition du $S_R^P$	P. 43
	2. Détermination simultanée du $S_R^P$ et des paramètres de l'électrojet	P. 44
	2.1. Schéma général du calcul	P. 45
	2.1.1. Principe du calcul analytique	P. 46
	2.1.2. Les étapes du calcul	P. 48

2.2. Choix des fonctions F et G ou du modèle M	P. 51
2.2.1. Les fonctions F et G	P. 52
2.2.1.1. Polynômes de degrés divers et comprenant tous les termes	P. 52
2.2.1.2. Polynômes avec termes impairs ( $S_R^P$ de H) et pairs ( $S_R^P$ de Z)	P. 52
2.2.1.3. Fonctions F et G choisies	P. 53
2.2.2. Les fonctions $P_M$ et $Q_M$	P. 55
2.2.2.1. Choix d'un modèle mathématique	P. 55
2.2.2.2. Comparaison avec un modèle physique	P. 58
2.2.2.3. Conclusion sur le choix du modèle quadratique	P. 59
2.3. Complément concernant la méthode d'analyse	P. 60
2.3.1. Choix concernant les paramètres de l'électrojet	P. 60
2.3.2. Estimations d'erreurs	P. 62
3. Conclusion : signification physique de la séparation du $S_R$ en deux composantes	P. 63

CHAPITRE IV - <u>Paramètres moyens de l'électrojet équatorial</u>	P. 66
1. Exemples de profils en latitude	P. 67
1.1 Les profils A : $S_R$ et $S_R^P$	P. 68
1.2 Les profils B : résidus après la définition du $S_R^P$	P. 70
1.3 Les profils C : $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$	P. 71
1.4 Les profils D : résidus au terme de l'analyse	P. 73
2. Variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet	P. 73
2.1 Description des quantités dessinées sur la Figure 24	P.74

2.2	La précision de l'analyse	P. 77
2.3	Les paramètres $c$ , $a$ et $I_0$	P. 78
2.4	Les quantités intégrées de courants et les effets en H au centre, comparaison au $S_R^P$	P. 80
3.	La position du centre de l'électrojet	P. 82
3.1	Première comparaison avec la position de l'équateur magnétique	P. 82
3.2	Divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent	P. 84
3.3	Les heures locales 8h30 à 17h30	P. 87
3.3.1.	Estimation des effets des divers facteurs	P. 87
3.3.2.	La position du centre réel	P. 89
3.3.3.	Signification physique des divers facteurs	P. 91
3.4	Les heures locales 6h30 et 7h30 : le contre-électrojet	P. 94
4.	La largeur et l'intensité de l'électrojet	P. 98
4.1	Variation des paramètres de l'électrojet selon le modèle de RICHMOND	P. 98
4.1.1.	Description du modèle	P. 98
4.1.2.	Effet d'une variation de $f$ , $B_0$ , $FS$ , $\chi$ ou $E_y$	P. 101
4.1.3.	Effet des instabilités de plasma	P. 102
4.1.4.	Effet des vents neutres	P. 104
4.1.5.	Conclusion	P. 109
4.2.	Etude des largeurs et intensités observées	P. 112
4.2.1.	Electrojet à ruban principal dirigé vers l'Est	P. 112
4.2.1.1.	Première analyse	P. 112
4.2.1.2.	Comparaison avec le modèle de RICHMOND	P. 116
4.2.2.	Les rubans secondaires de grande largeur : un "pseudo" contre-électrojet	P. 119
4.2.3.	Le contre-électrojet du matin	P. 122
4.3	Conclusion	P. 124

CHAPITRE V - <u>Analyse de jours individuels</u>	P. 127
1. Résultats généraux	P. 127
2. Position du centre de l'électrojet	P. 131
3. Variations de la largeur et de l'intensité	P. 134
4. Description de quelques profils	P. 138
5. Variations temporelles	P. 142
 CHAPITRE VI - <u>Conclusion</u>	 P. 145

---

## A P P E N D I C E S

- A - Description de la méthode d'interpolation utilisée dans le chapitre II.
- B - Les fonctions spline.
- C - Description des sous-étapes de l'analyse
- D - Calcul des effets magnétiques de diverses distributions de courants.
- E - Choix concernant divers paramètres de l'électrojet.
  - 1. l'altitude  $h$  P. E<sub>1</sub>
  - 2. le centre  $c$  P. E<sub>1</sub>
  - 3. le nombre de rubans P. E<sub>2</sub>
  - 4. échecs de l'analyse P. E<sub>3</sub>
- F - Estimations concernant les erreurs sur le calcul des paramètres
  - 1. l'altitude  $h$  P. F<sub>1</sub>
    - 1.1 l'altitude à 105 km P. F<sub>1</sub>
    - 1.2 l'approximation plane P. F<sub>2</sub>
  - 2. l'interpolation P. F<sub>3</sub>
    - 2.1 le centre  $c$  P. F<sub>4</sub>
    - 2.2 la largeur et l'intensité P. F<sub>5</sub>
    - 2.3 la superposition de 2 rubans P. F<sub>7</sub>
  - 3. Erreurs causées par les observations elles-mêmes P. F<sub>8</sub>
  - 4. Effets du quasi-lissage par l'opérateur de Kertz P. F<sub>10</sub>
- G - Valeur nulle de la composante verticale du rotationnel du champ  $S_R$ .
- H - Une anomalie sur le  $S_R$  de la composante D à Kondoul



- J - Effets de l'analyse globale sur la détection des effets internes
  
- K - Estimation des effets des divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent de l'électrojet
  - 1. les facteurs qui dépendent du temps P. K<sub>1</sub>
    - 1.1 les facteurs  $\alpha_{v.s}$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  P. K<sub>1</sub>
    - 1.2 le facteur  $\alpha_f$  P. K<sub>3</sub>
    - 1.3 contrôle de l'hypothèse sur  $\alpha_f$  et résultats globaux P. K<sub>5</sub>
  - 2. le facteur  $\alpha_i$  P. K<sub>7</sub>
  
- L - Valeur des rapports théoriques  $R_H$  et comparaison aux observations de Huancayo.

## SYMBOLES PRINCIPAUX

$S_R$	- variation journalière régulière du champ magnétique terrestre
$S_R^E$	- composante de la variation $S_R$ due au "supplément" de courants circulant le long de l'équateur magnétique, appelé "électrojet équatorial"
$S_R^P$	- composante de la variation $S_R$ due aux nappes planétaires
$S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$	- composantes externe et interne du $S_R^E$
$D^E$ et $D^P$	- composantes des variations irrégulières ou perturbations $D$
$S_i$	- stations d'observations, $F_i$ : stations fictives utilisées pour l'interpolation
$A_m$	- indices d'activité magnétique
$H_T, Z_T$	- écarts observés, par rapport au niveau nocturne, et représentant l'effet de la variation $S_R$ sur les composantes horizontales $H$ et verticale $Z$ aux 9 stations
$H_E, Z_E$	- valeurs du $S_R^E = S_R - S_R^P$ aux 9 stations
$\Delta H_E, \Delta Z_E, D$	- amplitude en $H$ des effets calculés à l'abscisse du centre de symétrie d'un ruban de courants, écart entre les extremums des effets en $Z$ et distance entre les abscisses de ces extremums (voir figure 1)
$\Delta H'_E, \Delta Z'_E, D'$	- valeurs observées (ou calculées à partir des valeurs observées) des quantités ci-dessus
$a, b, c, d, e, f, g$	- définitions diverses du $S_R^P$ (tableau IV, p. 17, et tableau VII, p. 36)
$I(x)$	- loi de distribution des densités de courants dans le ruban représentant l'électrojet
$c, a, h$ et $I_0$	- centre, demi-largeur, altitude et densité au centre d'une distribution symétrique de densités de courants $I(x)$
$x_s$ et $x_n$	- abscisses des stations et des points d'interpolation
$H_{T,n}, Z_{T,n}$	- valeurs observées du $S_R$ aux points interpolés
$H_{E,n}, Z_{E,n}$	- valeurs observées du $S_R^E$
$F(f_i, x_n), G(g_j, x_n)$	- polynômes représentant le $S_R^P$

$P_M(c,a,h,I_0,x_n),$ $Q_M(c,a,h,I_0,x_n)$	- fonctions exprimant, pour un certain modèle M de la loi $I(x)$ , les effets magnétiques en H et Z d'un ruban de courants et représentant le $S_R^E$
u	- écriture simplifiée des 3 coefficients de la loi en $I(x)$ et de l'altitude h
k	- nombre de rubans utilisé dans l'analyse
U, P, Q	- modèles $I(x)$ uniforme, parabolique et quadratique (page 55)
$r_{18}$	- écart-type des résidus entre valeurs observées et valeurs calculées aux 9 stations sur les 2 composantes H et Z
$r_{126}$	- écart-type des résidus aux 63 points d'interpolation sur les 2 composantes
$r'_{18}$	- écart-type des $H_E$ et $Z_E$ aux 9 stations
$r_{18}/r'_{18}$	- rapport estimant à quel degré le $S_R^E$ calculé, représente le $S_R^E$ observé (pour $r_{18}/r'_{18} > 0.4$ , les résultats de l'analyse sont rejetés)
$q^E$	- quantité de courants circulant dans un ruban a, $I_0$
$q(a_1)$	- quantité de courants circulant sur la largeur $2a_1$ du ruban principal, soit pour le $S_R^P$ (partie externe seule) soit pour le $S_R^E$ , soit pour le $S_R^E + S_R^P$
$H_c$	- amplitude observée au centre c sur la composante horizontale H, soit pour le $S_R^P$ (partie externe seule) soit pour le $S_R^E$ , soit pour le $S_R^E + S_R^P$
$r_q$	- rapport des quantités $q(a_1)$ pour le $S_R^E$ et le $S_R^P$
$r_H$	- rapport des quantités $H_c$ pour le $S_R^E$ et pour le $S_R^P$
$\alpha_f$	- facteur exprimant les effets possibles de la forme de l'équateur magnétique, en fonction de la longitude, sur la position du centre de l'électrojet

$\alpha_i$	- facteur exprimant les effets possibles de la dissymétrie, de part et d'autre de l'équateur magnétique, de l'intensité du champ magnétique principal sur la position du centre de l'électrojet
$\alpha_{v.s.}$	- facteur exprimant les effets possibles de la variation séculaire de la position de l'équateur magnétique sur la position du centre de l'électrojet
$\beta_D$	- facteur exprimant les effets possibles de la valeur moyenne du $S_R^P$ de D dans la région de l'électrojet sur la position du centre de l'électrojet
$\beta_H$	- facteur exprimant les effets possibles d'une dissymétrie de part et d'autre de l'équateur magnétique, de l'intensité du $S_R^P$ de H sur la position du centre de l'électrojet
$\beta_Z$	- facteur exprimant les effets possibles de la valeur moyenne du $S_R^P$ de Z dans la région de l'électrojet sur la position du centre de l'électrojet
$\sigma_0, \sigma_1$ et $\sigma_2$	- conductibilités parallèle, de Pedersen et de Hall
$E_\psi$	- champ électrique primaire longitudinal
$E_\alpha$	- champ électrique perpendiculaire aux lignes de force
$E_\beta$	- champ électrique parallèle aux lignes de force
$v_\psi$	- vitesse longitudinale du vent neutre
$B_0$	- intensité du champ magnétique principal
$\chi$	- distance zénithale du Soleil
$f$	- gradient d'inclinaison (égal à 1 pour le dipôle)
$FS$	- flux solaire sur 10 cm
$I_b$	- densité de courants à une latitude éloignée de l'équateur ("background current" du modèle de RICHMOND), équivalente à celle du $S_R^P$ (partie externe seule)
$I_p$	- densité moyenne des courants (partie externe seule) correspondant au $S_R^P$ , quantité observée équivalente à la densité théorique $I_b$
$R_q$	- rapport théorique, quantité équivalente au rapport observé $r_q$
$R_H$	- rapport théorique, quantité équivalente au rapport observé $r_H$
$Y, D, E, J$	- symboles désignant les valeurs moyennes (Y : annuelle, D : solstice de décembre, E : équinoxe, J : solstice de juin)

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BAKER W.G. and MARTYN D.F., 1953  
"Electric currents in the ionosphere", Phil. Trans. Roy. Soc. London, A. 246, p. 281-320.
- BARTELS J., HECK K.H. and JOHNSTON H.F., 1940  
"Geomagnetic three-hour-range indices for the years 1938 and 1939", Journ. Terr. Magn. and Atm. El., 45, p. 309-337.
- BARTELS J. and JOHNSTON H.F., 1940  
"Some features of the large geomagnetic tides in the horizontal force at Huancayo", Trans. Amer. Geophys. Union, p. 273-287.
- BENNET C.A. and FRANKLIN N.L.,  
"Statistical analysis in chemistry and the chemical industry", John Wiley & Sons, 1954.
- BOYER D., CAGNIARD L. et PHAM VAN NGOC, 1971  
"Etude, en régime exponentiel, des anomalies magnéto-telluriques provoquées par une faille verticale", C.R.A.S., Paris, t. 272, p. 1225-1228.
- CAIN J.C., 1969  
"The location of the dip equator at E-layer altitude", Radio Science, 4, p. 781-784.
- CAIN J.C. and SWEENEY R.E., 1973  
"The POGO DATA", Journ. Atm. and Terr. Physics, 35, p. 1231-1247.
- CHAPMAN S., 1951  
"The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere", Ach. Meteorol. Geophys. u. Bioclimatol., 4, p. 368-390.
- COWLING T.G., 1932  
"The electrical conductivity of an ionized gas in the presence of a magnetic field" Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 93, p. 90-98.
- DAVIS T.N., BURROWS K. and STOLARIK J.D., 1967  
"A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers", Journ. Geoph. Research, 72, p. 1845-1861.
- EGEDAL J., 1947  
"The magnetic diurnal variation of the horizontal force near the magnetic equator" Terr. Magn. Atm. El., 52, p. 449-451.
- FAMBITAKOYE O., 1971  
"Variabilité jour-à-jour de la variation journalière régulière du champ magnétique terrestre dans la région de l'électrojet équatorial", C.R. Ac. Sc. Paris, 272, série B, p. 637-640.
- FAMBITAKOYE O. et MAYAUD P.N., 1973  
"Remarques sur les effets externes et internes à Huancayo", Ann. Geoph., 29, p. 168-169.
- FAMBITAKOYE O., RASTOGI R.G., TABBAGH J. and VILA P., 1973  
"Counter-electrojet and Esq disappearance", Journ. Atm. Terr. Phys., 35, p. 1119-1126.

- FORBUSH S.E. and CASASPERDE M., 1961  
"The equatorial electrojet in Peru", Carnegie Inst. Wash., Publ. 620.
- GOUIN P. et MAYAUD P.N., 1967  
"A propos de l'existence possible d'un "contre-électrojet" aux latitudes magnétiques équatoriales", Ann. Géoph., 23, p. 41-47.
- GOUIN P. et MAYAUD P.N., 1969  
"Contre-électrojet équatorial et nappes de courants Sq inversés", C.R. Ac. Sc. Paris, 268, p. 357-360.
- HIRONO M., 1950  
"On the influence of the Hall current to the electrical conductivity of the ionosphere" Journ. Geomagn. Geoelectr., 4, p. 63-82.
- KERTZ W., 1954  
"Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund", Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, 5, Math.-Physk., K1 101-110.
- LOUIS P., 1970  
"Contribution géophysique à la connaissance géologique du bassin du Lac Tchad", Mémoires ORSTOM, n° 49.
- MAEDA K., 1952  
"Dynamo theoretical conductivity and current in the ionosphere", Journ. Geomagn. Geoelectr., 4, p. 63-82.
- MARTYN D.F., 1948  
"Electric conductivity of the ionospheric D-region" Nature, 162, p. 142-143
- MAYAUD P.N., 1967  
"Atlas of indices K", I.A.G.A. Bulletin n° 21, I.U.G.G. Publication Office, Paris.
- MAYAUD P.N., 1969  
"Corrélation entre les variations journalières du champ magnétique terrestre sous l'électrojet équatorial et dans les régions avoisinantes", Ann. Geophys., 23, p. 387-406.
- ONWUMECHILLI A., 1967  
"Geomagnetic variations in the equatorial zone", Physics of Geomagnetic Phenomena, Vol. I, p. 425-507, Acad. Press, New York and London.
- PRICE A. T. and WILKINS G.A., 1963  
"New method for the analysis of geomagnetic field and their application to the Sq field of 1932-33", Phil. Trans. Roy. Soc. London, Series A 256, p. 31-98.
- PRICE A.T., 1965  
"The effective conductivity of the equatorial ionosphere for the Sq current system", in Proc. Second Intern. Symp. on Equatorial Aeronomy, edited by F. de Mendonca, p. 415-418, Sao Paulo.
- REINSCH C.H., 1967  
"Smoothing by spline functions", Numer. Mathematik, 10, 177-183.
- RICHMOND A.D., 1972  
"Numerical model of the equatorial electrojet" - Air Force Cambridge Research Laboratories, Rept. 72-0668.
- RICHMOND A.D., 1973  
"Equatorial electrojet - I. Development of a model including winds and instabilities, II. Use of the model to study the equatorial ionosphere", Journ. Atm. Terr. Physics, 35, p. 1083-1103 & 1105-1118.

- ROGISTER A., 1971  
 "Non linear theory of type I irregularities in the equatorial electrojet", Journ. Geoph. Res., 76, p. 7754-7760.
- SCHIELDGE J.P., 1974  
 "Quiet time currents and electric fields produced by the ionospheric dynamo", Ph. D. Thesis, University of California, Los Angeles.
- SUGIURA M. and POROS D.J., 1969  
 "An improved model equatorial electrojet with a meridional current system", Journ. of Geoph. Res., 74, p. 4025-4034.
- SIEBERT M., 1962  
 "Die Zerlegung eines zeidimensionalen Magnetfeldes in äusseren und inneren Anteil mit Hilfe der Cauchyshen Integralfarnul", Zeit. f. Geoph., 28, p. 231-236.
- UNTIEDT J., 1967  
 "A model of the equatorial electrojet involving meridional currents", Journ. Geoph. Res., 72, p. 5799-5810.
- VAN SABBEN D., 1964  
 "North-South assymetry of  $S_q$ ", Journ. Atm. Terr. Phys., 26, p. 1187-1196.

CHAPITRE I  
Les effets magnétiques  
de  
l'électrojet équatorial

Peu après son installation en 1922, l'observatoire de Huancayo, situé au Pérou près de l'équateur magnétique, devint célèbre par la découverte d'une anomalie qui restera longtemps inexpliquée : la variation journalière régulière,  $S_R$ , du champ magnétique terrestre de la composante horizontale avait en moyenne une amplitude deux fois plus grande que dans les observatoires de basse latitude existant à l'époque. En 1939, J. BARTELS et H.F. JOHNSTON décrivent une autre anomalie de l'observatoire de Huancayo : la variation lunaire  $L$  y est également très amplifiée. La même année, J. BARTELS montre que les perturbations sont amplifiées, elles aussi, dans la journée.

Diverses hypothèses furent avancées pour expliquer l'anomalie de Huancayo. Cependant, ce n'est qu'en 1947 que J. EGEDAL montre, par une comparaison des amplitudes de la variation  $S_R$  de la composante horizontale en quelques observatoires situés plus ou moins près de l'équateur magnétique d'inclinaison, que l'anomalie est liée à ce dernier. La preuve expérimentale la plus élaborée de ce lien sera donnée par J. CAIN et R.E. SWEENEY en 1972 : un satellite polaire de basse altitude (400 à 1000 km) traversant l'équateur magnétique aux environs du midi local enregistre une variation momentanée de la composante totale  $F$ , et la latitude de son extremum est étroitement liée, quelle que soit la longitude, à l'équateur magnétique à l'altitude de 100 km.

Peu après la découverte de J. EGEDAL, D.F. MARTYN (1948) suggère ce qui deviendra l'explication classique de ce que S. CHAPMAN en 1951 désignera par "électrojet équatorial". Les courants planétaires engendrés par l'effet dynamo et causant la variation  $S_R$  circulent dans la couche E de l'ionosphère ; aux basses latitudes, ils sont en gros dirigés de l'Ouest

.../...



vers l'Est, du moins en milieu de journée, et le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique lui-même dirigé Sud-Nord. La conductibilité Ouest-Est devrait être relativement faible parce que les charges sont déviées, par effet Hall, vers le haut ou vers le bas selon leur signe. Mais MARTYN fait le lien entre ce fait et une remarque de T.G. COWLING (1932) : si le milieu conducteur est limité vers le haut et vers le bas, une polarisation se forme et équilibre l'effet Hall ; la conductibilité horizontale transverse au champ magnétique qui en résulte est très amplifiée. Or, à l'équateur magnétique, les lignes de force sont horizontales et le champ vertical de polarisation qui se forme sur les bords de la couche E, eux-mêmes horizontaux, n'est pas détruit par des courants longitudinaux le long des lignes de force (la conductibilité parallèle au champ est pratiquement infinie), comme il peut l'être là où les lignes de force traversent la couche E. C'est donc la conjonction d'une couche ionisée à bords horizontaux et de lignes de force horizontales qui donne naissance au phénomène "électrojet équatorial". Cette description schématique proposée par D.F. MARTYN fera ultérieurement l'objet de descriptions théoriques de plus en plus élaborées (par exemple, HIRONO, 1950, MAEDA, 1951, BAKER et MARTYN, 1952, UNTIEDT, 1967, SUGIURA et POROS, 1969, RICHMOND, 1973).

A maints égards, dans ce domaine de la connaissance de l'électrojet équatorial, la théorie est en avance sur l'expérimentation. Sans doute, après la découverte de J. EGEDAL, des observations ponctuelles se multiplient qui permettent de confirmer, bien avant le résultat de CAIN et SWEENEY, que le phénomène est lié à l'équateur magnétique. Mais ces observations sont presque toujours insuffisantes. En effet l'anomalie apparente constituée par les effets de l'électrojet équatorial est très localisée en latitude. Sur la composante horizontale H, la variation  $S_R$  est en gros deux fois plus grande près de l'équateur magnétique, mais l'anomalie a pratiquement disparu à 250 ou 300 km de part et d'autre ; sur la composante Z, la variation  $S_R$  est amplifiée de part et d'autre de l'équateur mais ceci ne s'étend pas de manière nette à

plus de 400 ou 500 km. Le supplément de courants engendrant l'anomalie existe dans une bande limitée (on parlera de "ruban") d'environ 600 à 800 km de largeur seulement. C'est pourquoi, maints auteurs (par exemple A.T. PRICE et C.A. WILKINS, 1963) ont souligné qu'aucune analyse planétaire de la variation  $S_R$ , à partir du réseau mondial, ne permettait de saisir les effets magnétiques de l'électrojet équatorial. Pour les décrire d'une manière précise (voir la figure 1, qui donne une représentation schématique des profils en H et Z), il est nécessaire de disposer d'un réseau de stations proches les unes des autres dans la région limitée où ils se produisent mais aussi de part et d'autre.

Considérons par exemple le profil classique réalisé sur le méridien de Huancayo pendant l'Année Géophysique Internationale (FORBUSH et CASASVERDE, 1961). L'observatoire de Huancayo, situé près de l'équateur magnétique, et quatre autres stations constituaient le profil. L'une d'elles était la seule au Sud de l'équateur ; proche de l'extremum de l'anomalie sur Z, elle ne suffisait pas cependant à déterminer sa position. Les 3 autres, au Nord, étaient situées au-delà de l'extremum de cette anomalie. La plus éloignée était probablement vers le bord de l'anomalie sur H mais l'absence (aussi bien au Nord qu'au Sud) de toute station située à l'extérieur des anomalies sur les deux composantes rendait difficile toute détermination précise des paramètres de l'électrojet. Les cinq stations couvraient seulement 11° de latitude, et ceci est insuffisant.

ONWUMECHILLI (1967) donne un sommaire (voir son tableau 7) des profils réalisés jusqu'en 1954. Nous avons décrit celui de Huancayo qui est, de loin, le meilleur. Les autres profils couvrent soit 7°, soit 4°, soit 10° en latitude. Toujours, il s'agit au plus de 2 ou 3 stations d'enregistrement simultané. Lorsqu'une station est déplacée, le nombre de points en latitude est sans doute augmenté, mais la variabilité jour-à-jour de la variation

$S_R$  rend suspecte les tentatives de normalisation, par rapport à un observatoire fixe, qui sont alors faites pour homogénéiser les données. L'insuffisance des profils antérieurs était un premier motif pour tenter de réaliser, au travers de l'équateur magnétique, un profil comportant une densité de stations permettant une détermination des paramètres de l'électrojet avec précision.

Un second motif trouvait sa source dans les travaux de P. GOUIN et P.N. MAYAUD (1967, 1969). Les valeurs négatives de la variation  $S_R$ , observées assez souvent aux stations équatoriales à certaines heures de la journée, devaient être interprétées selon ces auteurs par l'existence d'un contre-électrojet (ruban de courants circulant de l'Est vers l'Ouest). De plus, cet autre phénomène semblait être particulièrement fréquent et intense sur les longitudes africaines.

C'est dans ces conditions que six stations temporaires furent installées en 1968-1970 au Tchad. Jointes aux trois observatoires permanents de TAMANRASSET, BANGUI et BINZA, ces stations constituent un profil couvrant  $27^\circ$  de latitude au centre de l'Afrique. Notons que cette situation géographique soustrait les variations observées à l'influence des océans, ce qui constitue, du point de vue des effets induits anormaux, un caractère particulièrement favorable.

La détermination des paramètres de l'électrojet équatorial, à partir de ce profil, et la description de leurs variations temporelles, constituent le but de notre étude. Par paramètres de l'électrojet, nous entendons des quantités physiques telles qu'elles permettent de représenter valablement les variations observées.

L'électrojet est un phénomène d'origine externe. Cependant, à première vue, ce ruban de courants doit donner naissance, comme les courants planétaires engendrant la variation  $S_R$ , à des courants induits. Il était donc essentiel d'apprécier au préalable quelle est la contribution des effets induits aux variations observées (chapitre II).

Nous décrirons ensuite (chapitre III) la méthode d'analyse que nous avons élaborée. Son originalité consiste en ce qu'elle inclut une tentative de définition de chacune des deux composantes de la variation  $S_R$  au travers de l'équateur magnétique : 1) la variation  $S_R^E$  (E pour "électrojet") correspondant au supplément de courants dans une bande limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique, 2) la variation  $S_R^P$  (P pour "planétaire") correspondant à ce qui aurait été observé si l'électrojet n'existait pas. Cette méthode permet aussi, du moins à un certain degré, d'évaluer les erreurs faites sur la détermination des paramètres. Les observations antérieures, trop pauvres, ne donnaient pas la possibilité d'une séparation des deux composantes ni <sup>(celle)</sup> d'évaluer ces erreurs.

La variabilité jour-à-jour de la variation  $S_R$ , souvent particulièrement grande aux latitudes équatoriales, est masquée dans une analyse de valeurs moyennes (mensuelle, saisonnière, annuelle) et des caractères particuliers du phénomène peuvent être ignorés. Cependant leur complexité est telle que nous commencerons par une analyse des valeurs moyennes (chapitre IV) ; nous chercherons à dégager quelques-uns des caractères essentiels du phénomène "electrojet équatorial". Nous présenterons ensuite l'analyse de quelques jours individuels.

## CHAPITRE II

### Estimation des effets internes

#### 1) Introduction

La première étape de notre étude consiste en une estimation des effets internes contribuant aux variations observées au travers de l'équateur magnétique. Pour ce faire, nous décrirons tout d'abord la méthode que nous avons choisie et les données expérimentales que nous utilisons. Nous énumérerons ensuite quelques remarques d'ordre technique ; en effet, l'amplitude très faible des effets internes des variations de type  $S_R$  que nous obtenions dès les premières analyses nous a imposé une évaluation de divers facteurs qui sont de nature soit à contaminer les résultats, soit à contribuer à leur explication. La séparation des effets internes et externes sera présentée. L'inexistence des effets induits pour les variations régulières de type  $S_R$ , leur présence pour les variations irrégulières ou perturbations (variation de type D) nous conduiront, en concluant, à proposer une explication de cette différence.

#### 2) Méthode d'analyse

Les effets de l'électrojet équatorial correspondent à un caractère local soit des variations de type  $S_R$ , soit des variations de type D, qui ont les unes et les autres un caractère planétaire. Les données dont nous disposons, en tant qu'elles sont acquises sur un profil méridien approximativement linéaire de 3000 km au total, de part et d'autre de l'équateur magnétique, sont capables de bien décrire le caractère local des variations ; d'autre part, l'opérateur K de KERTZ (KERTZ, 1954) a été spécialement conçu pour une séparation des effets externes et internes à une échelle locale.

SIEBERT (1962) a montré, en utilisant l'intégrale de Cauchy et son extension au cas d'un point situé vers le contour d'intégration, l'identité de l'opérateur d'intégration K et de la transformation de Hilbert.

Ainsi, considérons une fonction analytique :

$$f(\xi) = H(x,z) + iZ(x,z) \quad (\xi = x + iz)$$

Les formules de Hilbert :

$$H(x_0,0) = \pm \frac{1}{\pi} \text{VP} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Z(x,0)}{x_0 - x} dx = \pm K * Z(x,0) \quad (1)$$

$$Z(x_0,0) = \mp \frac{1}{\pi} \text{VP} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H(x,0)}{x_0 - x} dx = \mp K * H(x,0) \quad (2)$$

où VP désigne la valeur principale de l'intégrale au sens de Cauchy, résultent immédiatement de l'intégration de la fonction  $f(\xi)/(\xi_0 - \xi)$  sur le contour "axe réel + demi-circonférence de rayon infini située dans le demi-plan inférieur" si les sources sont externes (signes supérieurs des équations (1) et (2)) ou sur le contour "axe réel + demi-conférence à rayon infini située dans le demi-plan supérieur" si les sources sont internes (signes inférieurs des équations (1) et (2)), ces contours étant parcourus dans le sens direct.

Les indices t désignant le champ total observé et e ou i ses parties externe ou interne, on a alors par exemple :

$$H_e(x_0,0) = K * Z_e(x,0)$$

$$H_i(x_0,0) = - K * Z_i(x,0)$$

et, par différence, on obtient :

$$H_e(x_0,0) - H_i(x_0,0) = K * Z_t(x,0) \quad (5)$$

Cette dernière équation, combinée à :

$$H_e(x_0,0) + H_i(x_0,0) = H_t(x_0,0), \quad (6)$$

permet de calculer  $H_e$  et  $H_i$  en  $x_0$ .

Une condition d'utilisation de l'opérateur de KERTZ est que les variations analysées tendent vers zéro aux extrémités du profil. Autrement dit, la séparation des effets internes et externes suppose qu'au préalable une autre séparation soit réalisée : celle des effets dûs au seul électrojet

.../...

(ce que nous avons appelé  $S_R^E$  pour les variations de type  $S_R$  ou ce que nous désignerons par  $D^E$  pour les variations de type D) de ceux correspondant soit aux nappes planétaires de courants engendrant la variation  $S_R$  (nous les avons désignés par  $S_R^P$ ) soit aux courants planétaires engendrant les variations de type D (nous les désignerons par  $D^P$ ).

A première vue, ceci peut paraître un inconvénient. En fait, toute étude de l'électrojet équatorial suppose qu'une telle séparation soit effectuée. Il est vain, par exemple, de parler d'amplification causée par l'électrojet si le phénomène qui est amplifié n'est pas, au préalable, lui-même défini. En ce sens, la contrainte que nous impose l'opérateur de KERTZ est bénéfique.

Supposons, par exemple, qu'une première tentative de séparation entre  $S_R^P$  et  $S_R^E$  ait été effectuée et que les effets internes résultant de l'analyse de la variation  $S_R^E$  aient, en latitude, une forme éloignée de la variation à laquelle on pourrait s'attendre. On pourra penser que c'est une "définition" imparfaite de la variation  $S_R^P$  qui est la source de tels effets internes et l'on devra chercher à changer cette définition pour faire apparaître, si possible, des effets ressemblant quelque peu à ceux que la variation  $S_R^E$  est capable de produire.

En d'autres termes, un des intérêts de cette tentative d'une séparation des effets externes et des effets internes causés par l'électrojet est qu'elle peut devenir une vérification de la validité de la séparation faite entre variation due au seul électrojet ( $S_R^E$  ou  $D^E$ ) et variation due aux nappes planétaires de courants ( $S_R^P$  ou  $D^P$ ). Dans la suite de cette analyse, afin d'éviter toute ambiguïté, nous continuerons à parler de "séparation" des effets externes et internes, mais nous parlerons de "définition" des variations  $S_R^E$  (ou  $D^E$ ) et  $S_R^P$  (ou  $D^P$ ).

FORBUSH et CASASPERDE (1961), dans leur analyse du profil réalisé de part et d'autre de Huancayo, avaient conclu à l'existence de courants induits pour la variation  $S_R$  (courants équivalents à ceux d'une image électri-

que située à 600 km de profondeur). Comme notre analyse aboutira à une conclusion opposée, c'est-à-dire à une absence de courants induits, nous ferons porter le principal effort de notre étude sur la démonstration de ce fait : la "définition" de la variation  $S_R^P$  joue un rôle essentiel dans la séparation des effets internes et externes. Dans l'étude des variations de type D, nous chercherons seulement à montrer que les effets induits existent ; le soin que nous apporterons à "définir" la variation  $D^P$  sera moins grand.

### 3) Données expérimentales

Nous disposons d'une chaîne de neuf stations, comprenant trois observatoires permanents (TAMANRASSET, BANGUI et BINZA). Le tableau I donne les coordonnées géographiques de ces stations et leur distance  $d$  en km à l'équateur magnétique, défini à 100 km d'altitude (CAIN, 1969), soit  $10^\circ 0$  Nord. La station centrale, Miltou, a donc une inclinaison presque nulle. Le gradient de l'inclinaison sur cette longitude est de  $2^\circ 48$  par degré de latitude géographique, soit encore  $2^\circ 23$  pour 100 km. Tous les observatoires et stations, à l'exception de TAMANRASSET qui est décalé d'environ  $15^\circ$  vers l'Ouest, sont situés dans une bande de longitude n'excédant pas  $5^\circ$  de largeur autour du méridien  $17^\circ E$ . Dans cette partie de notre étude, nous utiliserons uniquement des données provenant de 1969.

TABLEAU I

	Stations	Latitude	Longitude	<u>d</u>
S1	Tamanrasset	+ $22^\circ 48'$	$05^\circ 31'$	+ 1422 km
S2	Largeau	+ $17^\circ 56'$	$19^\circ 06'$	+ 881 km
S3	Bo1	+ $13^\circ 28'$	$14^\circ 43'$	+ 385 km
S4	Koundoul	+ $11^\circ 58'$	$15^\circ 09'$	+ 219 km
S5	Miltou	+ $10^\circ 14'$	$17^\circ 27'$	+ 26 km
S6	Kotongoro	+ $08^\circ 36'$	$18^\circ 37'$	- 155 km
S7	Bouca	+ $06^\circ 30'$	$18^\circ 17'$	- 389 km
S8	Bangui	+ $04^\circ 26'$	$18^\circ 34'$	- 619 km
S9	Binza	- $04^\circ 23'$	$15^\circ 16'$	- 1598 km



Pour réaliser la séparation des effets internes et externes, il a semblé préférable de travailler, dans le cas du  $S_R$ , non sur des valeurs de jours individuels mais plutôt sur des moyennes de plusieurs jours. Nous avons donc retenu, pour chaque mois de l'année 1969, les jours pour lesquels, l'activité magnétique étant relativement faible ( $A_m \leq 16$ , ce qui est équivalent à un  $A_p \leq 8$ ), les neuf stations avaient fonctionné. Le tableau II donne le nombre N de jours utilisés chaque mois et leur  $A_m$  moyen. On notera que le mois d'avril est exclu, le mois de mars avec un seul jour (ayant un  $A_m = 20$ ) a été maintenu. Ce cas correspond donc à l'analyse d'un jour individuel, peu calme.

TABLEAU II

1969	Jan.	Fev.	Mars	Mai	Juin	Juil.	Août	Sept.	Oct.	Nov.	Déc.
N	9	4	1	6	10	16	9	9	14	11	9
$A_m$	9.4	7.7	20	10.2	9.8	7.0	8.3	8.1	9.9	8.4	8.3

Pour chaque jour et en chaque station, un niveau-zéro a été déterminé en interpolant linéairement entre les niveaux des enregistrements à un certain moment, apparemment calme, de chacune des nuits encadrant le jour considéré. Ces moments, choisis à l'intérieur d'intervalles de temps où le niveau des courbes est à peu près constant, se trouvent en général après minuit. Les mêmes moments, en temps universel, ont été retenus aux neuf stations. La cohérence, entre stations, de tels niveaux-zéro est ainsi garantie puisque, les perturbations étant synchrones en temps universel, une variation résiduelle du niveau due à une perturbation est à peu près identique à toutes les stations.

Les écarts horaires moyens à ces niveaux-zéro ont été mesurés sur les composantes H et Z en tenant compte de l'heure locale à chaque station. Cette précaution ne joue sans doute un rôle important que dans le cas de TAMANRASSET.

Dans notre analyse, nous n'utiliserons que les écarts horaires autour du maximum de la variation  $S_R$  (10h30, 11h30 et 12h30). Ils correspondent à des heures auxquelles l'électrojet équatorial circule perpendiculairement à notre profil. Ceci représente une condition optimale pour la séparation des effets externes et internes. Nous appellerons  $H_T$  et  $Z_T$  les écarts observés définis ci-dessus : ils représentent l'effet total de la variation  $S_R$  (soit  $S_R^E + S_R^P$ ).

Dans le cas des variations de type D, nous n'avons retenu que deux évènements de courte durée. Les variations correspondantes observées sur la déclinaison étant presque négligeables, nous nous trouvons également dans une condition optimale pour la séparation des effets internes et externes. Les quantités  $H_T$  et  $Z_T$  sont alors définies à chaque station par la différence entre les valeurs du champ au début et à la fin de l'évènement pour la composante considérée.

#### 4) Remarques techniques

Nous disposons, au long de notre profil de 3000 km, de 9 points d'observation dont la distribution en latitude n'est pas uniforme. La figure 1 illustre ce fait en montrant comment les stations sont réparties au long de courbes représentant les effets théoriques, en H et Z, d'un ruban infiniment mince de courants (de demi-largeur  $a$  égale à 300 km) situé à 105 km d'altitude ou les effets conjugués d'un tel ruban et de son image électrique située à 600 km de profondeur. Une image située à cette profondeur représente bien, selon FORBUSH et CASASPER (1961), l'effet des courants induits par l'électrojet sur la longitude de Huancayo. La loi parabolique choisie pour la variation de la densité  $I$  des courants dans le ruban (soit  $I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)$ , où  $I_0$  est la densité au centre,  $x$  la distance au centre et  $a$  la demi largeur du ruban) est reprise de S. CHAPMAN (1951). Nous décrivons, dans l'appendice D, le calcul des effets magnétiques d'un tel ruban. Notons qu'un tel modèle n'interférera avec la séparation des effets externes

et internes que pour une interpolation entre les stations  $S_2$  et  $S_3$  et pour la "définition" du  $S_R^P$ , l'opérateur de Kertz étant lui-même indépendant de tout modèle.

Cet opérateur est basé sur une méthode d'intégration et nous devons interpoler entre nos neuf points d'observation afin d'obtenir des valeurs correspondant à des points situés à une distance constante les uns des autres. Nous avons choisi un pas de 50 km, approximativement égal au quart de la distance entre nos stations les plus proches. Ce pas peut cependant paraître très petit devant la distance entre les stations situées sur les bords du profil. Nous justifierons ce choix à propos de l'opérateur de KERTZ lui-même.

Nous décrivons dans l'appendice A la méthode que nous avons finalement choisie. Elle est basée essentiellement sur l'usage de fonctions Spline (REINSCH, 1967), dont le principe est décrit dans l'appendice B. La figure 2 illustre les différences entre les valeurs ainsi interpolées (soit  $Y_i$ ), de 50 en 50 km à partir des valeurs calculées de la figure 1 aux abscisses des 9 stations et des valeurs calculées (soit  $Y_t$ ), par la même loi parabolique, aux abscisses des valeurs interpolées. En a et b, nous avons représenté les résultats obtenus avec une pure interpolation linéaire entre les 9 stations ou par le seul usage de la fonction Spline. En  $b_{1,2}$  et  $b'_1$ , sont représentés les résultats obtenus par les fonctions Spline après introduction de stations fictives ( $F_1$ , valeur interpolée linéairement à partir de  $S_1$  et  $S_2$  ;  $F_2$ , valeur calculée à partir de la valeur en  $S_2$  ;  $F'_1$ , valeur moyenne résultant d'une interpolation linéaire et d'une interpolation par les fonctions Spline entre  $S_8$  et  $S_9$ ). Les résidus  $Y_i - Y_t$  doivent être jugés par rapport à l'amplitude totale des profils de la figure 1 (100 gammas en H, 120 gammas en Z).

.../...

Cette méthode peut paraître très empirique. Son intérêt, à ce stade de notre étude, est de n'introduire pratiquement aucune hypothèse sur la nature du phénomène.

Nous avons souligné précédemment que la condition d'emploi de l'opérateur de KERTZ suppose que le champ analysé devienne nul aux bords du profil. Cependant, si les effets internes de la variation  $S_R^E$  sont très faibles, cette condition ne sera pas réalisée. Ainsi, sur la figure 1, il apparaît que, pour un effet en H au centre de 100 gammas, les effets en Z au bord du profil sont d'environ 12 gammas pour un ruban externe (ils sont inférieurs à 2 gammas pour le ruban associé à son image interne). Il est nécessaire d'apprécier quelles sont les conséquences de ce fait sur l'opérateur pour introduire, si possible, les corrections utiles.

Un moyen aisé d'estimer ceci consiste à appliquer l'opérateur au champ calculé d'un ruban externe : les effets internes devraient être nuls. La figure 3A donne les valeurs  $H_i$  et  $Z_i$  ( $i$  pour interne) obtenues en analysant par l'opérateur les effets du ruban externe tels qu'ils sont représentés sur la figure 1. Ce que nous appellerons "l'effet de bord" de l'opérateur est très net sur la composante H (environ 4 gammas au centre du profil, il croît jusqu'à 10 gammas aux bords), mais faible sur la composante Z (nul au centre, environ  $\pm 0.2$  gammas sur les bords).

Supposons que l'on augmente la longueur du profil analysé pour obtenir une valeur plus faible des effets en Z du ruban externe sur les bords. Le résultat est très clair : l'effet de bord en H au centre est respectivement diminué d'un facteur 0.67 ou 0.57 pour des longueurs de profils de 5100 km ou 6900 km au lieu de 3000 km (les effets en Z du ruban externe sont alors d'environ 7 ou 5 gammas au lieu de 13).

A partir du moment où les profils de H et Z que nous analyserons ne respecteront pas les conditions de nullité du champ aux bords, nous devons donc introduire des corrections pour compenser cet effet de bord.

Avant de les décrire, justifions le choix que nous avons fait d'un pas de 50 km. Supposons (par exemple) que l'on utilise un pas de 150 km. L'effet de bord calculé avec un tel pas est représenté sur la figure 3B. Il apparaît au centre des profils de H et Z ce que nous appellerons un effet parasite. En effet, supposons que l'on fasse le même calcul, avec un pas de 150 km, mais en décalant de 50 km sur le profil la position des valeurs analysées : l'effet parasite se déforme (cercles et croix dans la région centrale de la figure 3B). Un tel effet parasite est évidemment dû au fait qu'un pas de 150 km est trop grand pour une analyse de variations spatiales dont la longueur d'onde est proche de 150 km en Z dans la partie centrale.

Lorsque nous analyserons les profils expérimentaux  $H_T$  et  $Z_T$ , nous pourrions choisir comme correction de l'effet de bord des valeurs calculées à partir de celles représentées sur la figure 3A. Ces dernières sont représentatives pour un effet en H au centre de 100 gammas. Soit  $\Delta H_E$  la valeur expérimentale, due à la variation  $S_R^E$ , qui est observée au centre du profil (voir figure 1). Les valeurs de la figure 3A devraient être multipliées par un facteur  $p = \Delta H_E/100$ .

Cependant, parce que les effets internes que nous obtenions dans l'analyse de nos profils expérimentaux étaient très faibles, nous avons cherché à nous rapprocher des conditions d'emploi que nous faisons de l'opérateur de KERTZ en calculant un effet de bord pour des valeurs théoriques interpolées d'une manière analogue à celle que nous avons retenue précédemment. Autrement dit, les effets théoriques d'un ruban externe ont été calculés aux latitudes de nos neuf stations et les 63 valeurs interpolées à partir de ces neuf valeurs ont été analysées par l'opérateur. "L'effet de bord" obtenu est représenté sur la figure 3C. De légères distorsions dues à l'interpolation elle-même apparaissent. Ce sont ces valeurs, après multiplication par le facteur p, qui seront utilisées dans la suite de notre analyse.

Il est évident que cet effet de bord est fonction de la largeur choisie pour le ruban théorique. Cependant les demi-largeurs observées ne varient que peu ( $350 \pm 50$  km) et la correction calculée doit rester valable.

Nous avons dit à quel point la "définition" du  $S_R^P$  constitue le point de départ essentiel de notre analyse. Il peut être intéressant d'apprécier quelle est l'influence d'une définition erronée de cette quantité sur les résultats obtenus. Ceci peut être fait en introduisant une modification arbitraire dans les valeurs théoriques des effets d'un pur ruban externe (par exemple sur une seule composante) et de soumettre les valeurs ainsi obtenues à l'opérateur de KERTZ. La figure 4 illustre, parmi d'autres, les effets de deux définitions erronées.

Nous supposons d'abord (figure 4A) que la courbe  $Z_m$  (parabole ayant une flèche de 15 gammas au centre du profil) représente le  $S_R^P$  de Z au long du profil, et nous définissons les valeurs  $S_R^E$  de Z par la différence entre les valeurs théoriques d'un pur ruban externe causant un  $\Delta H_E$  égal à 100 gammas et ces valeurs  $S_R^P$ . Les courbes  $H_i$  et  $Z_i$  représentent alors, après correction de l'effet de bord, les effets internes introduits par cette mauvaise définition du  $S_R^P$ . L'effet résultant se manifeste sur les deux composantes. Il apparaît être de même forme sur la composante modifiée (Z) mais changé de signe. Sur la composante non modifiée (H), il est nul au centre du profil ; il est le plus grand aux deux bords, mais y change de signe. La composante H aurait-elle été modifiée de la même manière que les effets parasites auraient été échangés entre composantes.

Dans la figure 4B, une modification  $H_m$  est imposée au profil de H, mais seulement sur une partie du profil. Les effets observés sont analogues, à ceci près que l'effet  $H_i$  reste nul dans la partie non modifiée du profil de H tandis que l'effet  $Z_i$  apparaît sur toute la longueur du profil.

Ces quelques exemples montrent bien comment une définition inexacte de la variation  $S_R^P$  peut introduire des effets parasites importants lors de l'analyse de la variation  $S_R^E$ .

## 5) Analyse des valeurs expérimentales

### 5.1. Variations de type $S_R$

Dans cette analyse, les valeurs que nous utilisons sont, entre -1600 km et +1500 km, les 63 valeurs interpolées (selon la méthode décrite au paragraphe 4) à partir des 9 couples de valeurs  $H_T$  et  $Z_T$  définies au paragraphe 3. Nous disposons de telles valeurs pour 10h30, 11h30 et 12h30 (T.L.), de chacun des mois du Tableau II et aussi bien pour la moyenne de ces mois (à l'exception du mois de mars non inclus dans la moyenne parce que ne comptant qu'un seul jour).

Une première estimation de l'importance des effets internes peut être obtenue de la manière suivante. Ceux-ci sont de même signe que les effets externes sur la composante horizontale, ils sont de signe opposé sur la composante verticale. En conséquence, le rapport de la quantité  $\Delta H_E$  (précédemment définie - voir figure 1) et de son équivalent  $\Delta Z_E$  (amplitude entre les extremums en Z observés au long du profil - voir figure 1) devrait être très sensible à la présence des effets internes. Le tableau III donne les rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  pour les effets conjugués d'un ruban externe à densité de courants parabolique, de demi-largeur 300 km, et de son image située à diverses profondeurs. Le dernier rapport concerne un ruban externe pur (profondeur infinie).

TABLEAU III

km	300	600	1100	1600	2100	1600	3100	$\infty$
$\Delta Z_E / \Delta H_E$	0.45	0.78	0.99	1.06	1.10	1.13	1.15	1.23

On doit prendre garde que de tels rapports théoriques sont fonction du modèle de densité de courants choisi pour le ruban. Le modèle parabolique que nous utilisons est sans doute assez représentatif puisqu'il donne des effets proches de ceux du modèle théorique de UNTIEDT (1967) ; le rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  de ce modèle serait égal à 1.24 pour une profondeur infinie de l'image.

Les rapports observés sont respectivement égaux à 1.13, 1.21 et 1.30 pour les moyennes mensuelles de 10h30, 11h30 et 12h30 ; ils sembleraient donc correspondre, quant à leur moyenne, à une inexistence de tout courant induit et on peut penser que si la variation  $S_R^E$  contient des effets internes sur le méridien 17°E, ils sont probablement très faibles. Ce fait nous guidera constamment dans l'analyse que nous exposerons maintenant.

Le problème fondamental est la définition de la variation  $S_R^P$ , qui représente l'effet qui serait observé le long du profil si le supplément de courants causé par l'électrojet et correspondant à la variation  $S_R^E$  n'existait pas. Nous essayerons quatre définitions successives pour décomposer les  $H_T$  ou  $Z_T$  en  $H_P$  et  $H_E$  ou  $Z_P$  et  $Z_E$  correspondant respectivement aux variations  $S_R^P$  et  $S_R^E$  le long du profil. Chacune des définitions est empirique et de complexité croissante. Le tableau IV en résume les éléments pour chaque composante et indique les notations retenues.

TABLEAU IV

<u>a</u>	Parabole par moindres carrés sur $S_1, S_2, S_8, S_9$	Droite sur $S_1$ et $S_9$
<u>b</u>	Parabole par moindres carrés sur $S_1, S_2, S_8, S_9$ corrigées	Droite sur $S_1$ et $S_9$ corrigées
<u>c</u>	idem	Parabole sur $S_1$ et $S_9$ corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique
<u>d</u>	Lissage par spline sur $S_1, S_2, S_8, S_9$ corrigées	idem

Définitions diverses du  $S_R^P$

Un profil en latitude de la variation  $S_R^P$  présente en H et Z les caractéristiques suivantes. Nulle en H aux foyers des systèmes planétaires de courants, cette variation passe par un large maximum au travers des régions



tropicales ; une loi parabolique dans ces régions est donc susceptible de représenter la variation  $S_R^P$  de H. Minimum en Z au foyer du système Nord et maximum au foyer du système Sud, elle varie de l'un à l'autre de ces extremums au travers de ces mêmes régions ; une loi linéaire est donc susceptible de représenter la variation  $S_R^P$  de Z. Ceci d'ailleurs est indépendant d'une dissymétrie plus ou moins importante (même à l'équinoxe : voir, par exemple, VAN SABBEN, 1964) entre les deux systèmes planétaires de courants ou de la position de la frontière entre ceux-ci. Autrement dit, la latitude du maximum de la parabole ( $S_R^P$  de H) peut varier et n'est liée en rien à l'équateur magnétique, de même que la latitude du passage au zéro de la droite (changement de signe du  $S_R^P$  de Z).

La définition a consiste à supposer que le  $S_R^P$  de H peut être représenté par une parabole calculée par moindres carrés au travers des valeurs observées aux 4 stations  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_8$  et  $S_9$ , et le  $S_R^P$  de Z par une droite passant par les valeurs observées aux stations  $S_1$  et  $S_9$ . Selon la figure 1, une telle définition peut être valable pour le  $S_R^P$  de Z si des effets induits correspondant à une image à 600 km de profondeur existent réellement : les effets totaux (externes + internes) de l'électrojet sont alors à peu près nuls en Z à la latitude de  $S_1$  et  $S_9$ . Pour le  $S_R^P$  de H, une erreur est manifestement introduite (les effets de l'électrojet ne sont pas nuls aux 4 stations considérées) ; elle est analogue à la déformation de type  $Z_m$  de la figure 4. Nous choisissons cette définition a comme point de départ, parce qu'une définition très proche a été utilisée par FORBUSH et CASASVERDE (1961).

La définition b ne diffère de la précédente que pour satisfaire au fait que les effets internes recherchés sont très faibles ou inexistantes selon les valeurs observées des rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$ . En ce cas, selon la figure 1, les effets en Z de l'électrojet sont encore très sensibles aux stations  $S_1$  et  $S_9$  et le  $S_R^P$  de Z ne correspond pas aux valeurs observées  $Z_T$  en ces stations. La quantité  $\Delta Z_E$  étant une mesure relativement bonne de l'intensité

de l'électrojet, les effets théoriques d'un ruban parabolique de largeur 300 km, causant un tel  $\Delta Z_E$ , sont calculés et ajoutés aux  $Z_T$ . La droite représentant le  $S_R^P$  de  $Z$  est tracée à partir des valeurs ainsi corrigées aux stations  $S_1$  et  $S_9$  (voir tableau IV). Des corrections analogues sont apportées aux valeurs  $H_T$  des stations  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_8$  et  $S_9$  et une parabole est calculée par moindres carrés.

La figure 5 (a et b) illustre pour un mois et une heure donnés (11h30 du mois d'août) les formes des profils en  $H$  et  $Z$ . Les courbes continues correspondent à l'interpolation faite à partir des valeurs observées  $H_T$  et  $Z_T$  aux neuf stations et illustrent la variation  $S_R$  au long du profil, les valeurs  $H_T$  et  $Z_T$  étant elles-mêmes représentées par des croix. Les courbes en tirets illustrent l'une ou l'autre des définitions de la variation  $S_R^P$  au travers du profil, la variation  $S_R^E$  correspondant alors à la différence  $S_R - S_R^P$ .

La figure 6 (a et b) illustre les résultats de l'analyse, par l'opérateur de KERTZ, du  $S_R^E$  obtenu par ces deux définitions, les courbes  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  représentant respectivement les effets externes et internes. La correction d'effet de bord n'a été évidemment introduite que dans le cas de la seconde définition. Une première remarque s'impose. En l'un et l'autre cas (a ou b), la forme de la variation  $S_{R,i}^E$  au long du profil ne ressemble en aucune manière à ce que l'on devrait observer, à savoir des profils du genre de ceux qu'illustre la figure 11 (analyse de variations de type D) et qui correspondent aux effets d'une image électrique localisée à une profondeur plus ou moins grande.

Une deuxième remarque peut être faite à partir de la définition b, dont nous pouvons penser qu'elle serre de plus près la réalité selon la valeur expérimentale obtenue pour  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  (voir ci-dessus). Le  $S_{R,i}^E$  de  $H$ , au lieu de passer par un maximum au centre du profil, y prend une valeur nulle ; la variation, positive au Nord et négative au Sud, ressemble à l'effet parasite illustré par la figure 4 dans le cas de la modification  $Z_M$

(voir la courbe  $H_i$ ). De même, le  $S_{R,i}^E$  de Z, au lieu de présenter une forme à peu près symétrique du  $S_{R,e}^E$ , présente une variation presque uniquement négative, qui ressemble également à l'effet parasite illustré sur cette même figure 4 (voir la courbe  $Z_i$ ). On peut donc se demander si la définition b du  $S_R^P$  de Z est exacte.

Or, sur la figure 5b, un fait très net apparaît, qui n'est particulier ni à ce mois ni à cette heure ; à supposer que la définition b soit correcte, une dissymétrie considérable existerait dans les effets en Z de l'électrojet. Ils seraient au moins deux fois plus grands au Nord qu'au Sud. Une telle dissymétrie serait très difficile à expliquer par l'électrojet lui-même. Supposons donc que les effets en Z de l'électrojet soient en fait parfaitement symétriques. En ce cas, nous pouvons déterminer le long du profil  $Z_T$  l'abscisse du point où la valeur  $Z_T$  est égale à la moyenne des valeurs aux extremums. En ce point de symétrie, le  $S_R^E$  causé par l'électrojet devrait être nul en Z et la valeur  $Z_T$  observée devrait donc être attribuée au seul  $S_R^P$  : l'abscisse correspondante représenterait le centre de l'électrojet. Par contre, dans les définitions précédentes (a et b), l'effet de l'électrojet serait nul au point de rencontre de la droite représentant le  $S_R^P$  et de la variation  $Z_T$  ; l'abscisse de ce point serait celle du centre. Le tableau V donne, pour chacune des 3 heures, la position moyenne (en km, par rapport à l'équateur magnétique) du centre  $C_E$  de l'électrojet, déterminé par ces deux méthodes (les résultats obtenus par la définition a sont très proches de ceux obtenus par la définition b) pour les 11 mois du tableau II. L'écart type  $\sigma$  est indiqué dans chaque cas. Les quatrièmes valeurs correspondent aux 3 heures des 11 mois.

TABLEAU V

	Par la droite entre $S_1$ et $S_9$		Par l'abscisse du point d'ordonnée moyenne entre les extremums	
	$C_E$	$\sigma$	$C_E$	$\sigma$
10h30	-13.6	$\pm 45.5$	+20.7	$\pm 16.7$
11h30	- 9.4	$\pm 37.4$	+19.4	$\pm 13.2$
12h30	-11.4	$\pm 31.6$	+16.2	$\pm 14.5$
Les 3 heures	-11.5	$\pm 38.7$	+18.8	$\pm 15.0$

Détermination de la position du centre de l'électrojet à l'aide du profil en  $Z_T$  (Valeurs en km, l'équateur magnétique est supposé être à 0.0 km).

Le centre de l'électrojet divague beaucoup moins dans le cas de la seconde hypothèse (symétrie des effets en Z) que dans celui de la première (dissymétrie possible entre les effets Nord et Sud). Or une telle divagation du centre serait aussi difficile à expliquer que la dissymétrie en Z.

Nous chercherons donc à définir un  $S_R^P$  de Z tel que les effets au Nord et au Sud du  $S_R^E$  de cette même composante soient symétriques. Ce sera la définition c du tableau IV. Sans modifier la définition du  $S_R$  de H, nous imposons au  $S_R^P$  de Z de passer par la valeur moyenne entre les extremums de  $Z_T$  à l'abscisse où elle est rencontrée et conservons, aux extrémités du profil, les deux valeurs corrigées en  $S_1$  et  $S_9$  (voir figure 5c). On notera que, pour d'autres mois, la flèche, au centre de la parabole définissant le  $S_R^P$  de Z, varie en amplitude et même change de signe. L'analyse par l'opérateur de KERTZ du  $S_R^E$  ainsi obtenu est illustrée sur la figure 6c. Par rapport à la figure 6b, le changement obtenu est très significatif. Les  $S_{R,i}^E$  des deux composantes deviennent réellement négligeables et peuvent être qualifiés de purs résidus expérimentaux. Les anomalies existant sur ces  $S_{R,i}^E$  avec la définition b ont entièrement disparu ; elles étaient donc causées par une définition inexacte du  $S_R^P$  de Z telle que la figure 4 ( $Z_m$ ) le laissait prévoir. De plus, et ceci est non moins important, une anomalie existait

sur le  $S_{R,e}^E$  de la composante H dans le cas de la définition b (voir figure 6b) : valeurs négatives sur l'aile Nord du profil, valeurs positives sur l'aile Sud. Cette anomalie a également disparu sur le  $S_{R,e}^E$  avec la nouvelle définition c (voir figure 6c). Nous pourrions déjà conclure à ce stade que les effets induits pour le mois d'août 1969 sont inexistants.

Cependant, afin de montrer à quel point la définition du  $S_R^P$  est importante pour une séparation exacte des effets internes et externes, nous remarquerons que la définition du  $S_R^P$  de H introduit des valeurs faiblement négatives du  $S_R^E$  de H sur le bord Nord (voir figure 5c). Ceci est évidemment artificiel et provient de l'ajustement, par moindres carrés, de la parabole définissant le  $S_R^P$  de H à travers les 4 points  $S_1, S_2, S_8, S_9$ . C'est également sur le bord Nord qu'une oscillation, d'une amplitude plus grande, apparaît sur les  $S_{R,i}^E$  de H et de Z (voir figure 6c). Nous pouvons chercher à éliminer ces valeurs négatives du  $S_R^E$  sur le bord Nord en définissant le  $S_R^P$  de H par une fonction spline au travers des 4 points corrigés  $S_1, S_2, S_8$  et  $S_9$  (définition d du tableau IV et figure 5d). L'analyse du  $S_R^E$  obtenu avec cette nouvelle définition est illustrée sur la figure 6d. L'oscillation du bord Nord a nettement diminué en amplitude aussi bien sur le  $S_{R,i}^E$  de Z que sur celui de H. La figure 7 permet d'apprécier, à partir de valeurs théoriques, l'influence de petites erreurs dans la définition du  $S_R^P$  de H ou de Z. Supposons que nous analysions par l'opérateur de KERTZ les valeurs théoriques d'un pur ruban externe (celles représentées sur la figure 1 par exemple) en injectant une erreur de 5 gammas à l'une des stations sur l'une des composantes H ou Z. Dans la partie a de la figure 7, cette erreur a été injectée à la station  $S_2$  sur H ( $a_H$ ) ou sur Z ( $a_Z$ ), dans la partie b, à la station  $S_4$ . Il apparaît que les effets parasites ainsi introduits sur l'une et l'autre composante sont plus importants dans le cas  $S_2$ . Ceci était prévisible puisque l'erreur relative injectée est plus grande en ce point. Mais ces effets parasites, et là est le point intéressant, ont une forme tout à fait semblable aux oscillations résiduelles des  $S_{R,i}^E$  des définitions c ou d (figures 6c et d). Celles-ci peuvent être d'origine expérimentale (erreurs

.../...

de mesure, par exemple). Elles peuvent aussi bien provenir de ce que, par exemple, le  $S_R^P$  de Z ne peut être représenté valablement par une parabole : un gradient plus ou moins régulier dans la courbure des lignes de courants des systèmes planétaires est tout à fait vraisemblable (voir, par exemple, les cartes construites par PRICE et WILKINS, 1963), et aucune expression mathématique simple ne peut le figurer.

Les figures 5 et 6 étaient relatives à une heure (11h30) d'un seul mois (août). Les figures 8 et 9 résument graphiquement les résultats obtenus soit pour les autres mois, soit pour la moyenne annuelle.

A maints égards, les  $S_{R,i}^E$  obtenus peuvent être considérés comme des résidus. Dans la figure 8, nous avons représenté graphiquement, pour chaque heure de chaque mois (ou de l'année), la variation de la quantité

$$R = \sqrt{(\sum y^2)/N}$$

où y est l'amplitude du  $S_{R,i}^E$  sur l'une ou l'autre composante selon les 4 définitions a à d du tableau IV et N le nombre des valeurs. Les quantités R ainsi obtenues sont reliées entre elles par un trait dans le sens a, b, c, d. La décroissance des quantités R apparaît bien être comme un fait général bien que non absolument systématique entre c et d (les  $R_d$  ne sont pas toujours inférieurs aux  $R_c$ ).

La figure 9 représente pour les 3 heures de chaque mois et de l'année (Y) les  $S_{R,i}^E$  des composantes H et Z (une valeur seulement sur 3 au long du profil a été dessinée) obtenues à partir de la définition d. Pour comparaison, les effets théoriques de l'image (à 600 km - m - et 1200 km de profondeur - n -) d'un ruban externe causant un  $\Delta H_E$  de 55 gammas au centre du profil (valeur moyenne observée pour l'année 1969), puis la correction d'effet de bord pour ce même  $\Delta H_E$  (- p -) ont été dessinées dans la partie supérieure de la figure.

Manifestement, l'ensemble des  $S_{R,i}^E$  ne ressemble guère, en forme, aux effets induits que l'on est en droit d'attendre. Comme pour le mois d'août à 11h30 (figure 6d), ce sont bien des résidus qui apparaissent. Un examen des profils des  $S_R$  eux-mêmes révélerait qu'une part de ces résidus est d'ailleurs causée par une insuffisance dans la méthode d'interpolation choisie.

Le mois de mars mérite cependant une mention spéciale (il correspond, rappelons-le, à un jour individuel). Les  $S_{R,i}^E$ , dessinés en ce cas à une échelle deux fois plus petite, ont une forme ressemblant un peu à la forme théorique (maximum en H au centre du profil, valeurs positives au Nord et négatives au Sud en Z). Cependant les valeurs nulles en Z sur les bords sont en désaccord complet avec les profils théoriques (il n'en sera pas de même avec les variations de type D que nous analyserons ci-dessous). De même, en H, les valeurs négatives sur les bords du profil sont inexplicables par des effets internes. Nous montrerons au chapitre III comment une définition plus élaborée du  $S_R^P$  permet de réduire considérablement les effets résiduels illustrés sur cette figure et, en particulier, ceux de ce jour individuel de mars (voir page 37).

Finalement, nous pouvons conclure avec une réelle certitude que les effets internes de la variation  $S_R^E$  sont pratiquement inexistantes au centre de l'Afrique.

## 5.2. Variations de type D

-----

Les valeurs que nous utilisons ici sont encore les 63 valeurs interpolées (selon la méthode décrite au paragraphe 4.1) à partir des 9 valeurs  $H_T$  et  $Z_T$  définies au paragraphe 3. Nous appellerons  $D_1$  et  $D_2$  les deux évènements dont nous présentons l'analyse.  $D_1$  est constitué par la partie croissante (entre le début, nettement brusque, et le maximum d'une perturbation en forme de baie) ;  $D_2$  est constitué par une variation presque

.../...

linéaire. Le tableau VI donne quelques indications numériques sur ces deux évènements : l'heure approximative  $h$  en T.L., la durée  $t$  de l'évènement, l'amplitude  $a$  en H à la station centrale  $S_5$ , la vitesse moyenne  $v$  de variation (en gammas par minute) en cette station, l'amplification  $A$  sur la composante horizontale au centre (rapport entre le maximum observé en H et la valeur de la variation  $D^P$  à l'abscisse de ce maximum), le rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  mesuré sur les profils, la profondeur  $p$  théorique de l'image électrique correspondant à ce rapport. On notera déjà à quel point les rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  diffèrent de ceux obtenus pour les variations  $S_R$  (environ 1,20 dans leur cas).

TABLEAU VI

		$h(T.L.)$	$t$	$a$	$v$	$A$	$\Delta Z_E / \Delta H_E$	$p$
$D_1$	≠	11h30	24 min	41	1,7 /min	4,1	0,88	800 km
$D_2$	≠	10h30	6 min	74	12,3 /min	3,6	0,44	300 km

Les figures 10a<sub>1</sub> et 10a<sub>2</sub> sont analogues à la figure 5a. Elles représentent pour les évènements  $D_1$  et  $D_2$  le profil en latitude de la variation  $D$  (analogue du  $S_R$ ) et une première tentative de définition de la variation  $D^P$  (analogue du  $S_R^P$ ), supposée représenter ce qu'aurait été le profil si l'effet de l'électrojet ne s'était pas fait sentir. Deux remarques peuvent être faites.

Premièrement, cette définition choisie pour  $D^P$  est identique à la définition a du tableau IV (parabole par moindres carrés à travers les 4 stations  $S_1, S_2, S_8, S_9$  pour H, droite entre  $S_1$  et  $S_9$ ). Il apparaît que le  $D^P$  sur H est presque une droite, alors que le  $S_R^P$  présentait une courbure importante (fig. 5a) : le gradient des courants au travers des régions équatoriales est donc beaucoup plus faible que dans le cas du  $S_R$ . La pente de la droite figurant le  $D^P$  de Z est négligeable et les valeurs aux extrémités Nord et Sud presque nulles : ceci indiquerait que les courants planétaires engendrant ces variations  $D$  ont une courbure pratiquement négligeable. Dans le cas du  $S_R^P$  de Z (fig. 5), les valeurs négatives - extrémité Nord du profil - ou



positives - extrémité Sud - (ceci même pour les définitions b,c,d, c'est-à-dire après correction de l'effet de l'électrojet) étaient, autour de midi, la trace d'une certaine courbure des lignes de courants du  $S_R$ . Pour ces variations de type D, l'absence de courbure peut être due à deux causes : ou bien la perturbation est d'origine proprement magnétosphérique, ou bien son extension en longitude est beaucoup plus grande.

Deuxièmement, une dissymétrie importante apparaît à première vue sur le profil de H dans le cas de  $D_2$  : le maximum n'est plus en  $S_5$  (fig. 5) mais en  $S_6$ , soit un déplacement supérieur à 150 km, et il semblerait qu'autour de  $S_7$  et  $S_8$ , les valeurs observées soient trop faibles. Sur le profil de Z, l'effet nul de l'électrojet reste cependant près de  $S_5$ , c'est-à-dire de l'équateur magnétique, mais une dissymétrie assez importante existe en  $S_6$  et  $S_7$  sur le profil de Z (valeurs beaucoup plus faibles en valeur absolue qu'en  $S_3$  et  $S_4$ ).

Selon les valeurs des rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  (tableau VI), des effets induits non négligeables devraient exister. Les figures 11a<sub>1</sub> et 11a<sub>2</sub>, analogues à la figure 6a, illustrent le résultat de l'analyse par l'opérateur de KERTZ de la variation  $D^E$ , égale à  $D - D^P$ . Les  $D_i^E$  présentent effectivement une forme qui ressemble aux effets internes attendus. Comparée à l'amplitude des effets externes, celle des effets internes est beaucoup plus grande pour  $D_2$  que pour  $D_1$ , ce qui est en accord avec les rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  ou avec les vitesses de variation  $v$ . De plus, la dissymétrie notée pour  $D_2$  sur le profil de H (fig. 10a<sub>2</sub>) est beaucoup plus marquée sur le  $D_i^E$  que sur le  $D_e^E$  (fig. 11a<sub>2</sub>). Il semble donc évident que l'on est en présence d'une anomalie locale, d'origine interne. Ce fait est confirmé par l'examen de perturbations de nuit, ayant des vitesses de variation analogues. Alors que l'effet "électrojet" proprement dit a complètement disparu, l'amplitude de perturbations ayant une vitesse de variation analogue/ $D_2$  est systématiquement plus grande sur H en  $S_6$  qu'aux autres stations : un effet négatif apparaît sur Z en  $S_6$  et  $S_7$ , qui ressemble

.../...

à la déformation du profil de  $D_2$  en Z (fig. 10a<sub>2</sub>) autour de ces stations. Quoiqu'il en soit de ces déformations d'origine locale pour  $D_2$ , la comparaison du  $S_{R,i}^E$  de la figure 6a et du  $D_i^E$  des figures 11a et 11a<sub>2</sub> est frappante. Obtenus à partir d'une méthode strictement identique, tandis que les profils des  $S_{R,i}^E$  en H et Z ne ressemblent en rien aux formes attendues pour les effets induits, les profils des  $D_i^E$  ont, dès la première tentative de définition du  $D^P$ , des formes raisonnables.

Cependant, puisque les effets induits par l'électrojet semblent importants, il semble justifié d'en tenir compte dans la définition du  $D^P$  lui-même, comme nous avons cherché à tenir compte de leur absence dans la définition b des  $S_R^P$ . La définition b' (analogue à la définition b) consiste donc à calculer une correction (externe + interne) aux stations  $S_1, S_9$  (H et Z),  $S_2$  et  $S_8$  (H seul) à partir des quantités observées  $\Delta H_E$  et  $\Delta Z_E$ . La figure 1 montre que, en ce cas, les corrections sont beaucoup plus importantes sur H que sur Z.

Les figures 10b'<sub>1</sub> et 10b'<sub>2</sub> représentent ces nouvelles définitions du  $D^P$ . Le résultat, sur la composante H, apparaît peu satisfaisant, spécialement dans le cas de  $D_1$  : la variation  $D^P$  serait plus faible à l'équateur magnétique qu'aux extrémités du profil. Il n'est pas évident que ce résultat soit correct, mais il illustre à nouveau la difficulté de toute "définition" de ce qui est proprement planétaire (P) et de ce qui est dû à l'électrojet (E). Cependant la correction introduite (externe + interne) est certainement justifiée en grande partie. Les figures 11b'<sub>1</sub> et 11b'<sub>2</sub> représentent le résultat de l'analyse du  $D^E$  résultant de la définition b'. Les modifications ne sont pas essentielles, à l'exception peut-être de celle intervenant sur l'aile Nord du profil en H du  $D_e^E$  pour  $D_1$  aussi bien que pour  $D_2$ . Avec la définition a, le  $D_e^E$  prenait des valeurs négatives importantes dans cette région : elles sont très diminuées avec la définition b', ce qui est certainement plus satisfaisant. Par contre, les valeurs positives apparaissant sur

.../...

sur l'aile Sud des profils de l'évènement  $D_2$  (fig. 11b'<sub>2</sub>) (aussi bien pour le  $D_e^E$  que pour le  $D_1^E$  de H) sont dûes, pour une part, à cette insuffisance de notre méthode d'interpolation que nous avons déjà mentionnée. Ceci apparaît bien sur la partie Sud du profil des valeurs de  $H_T$  de l'évènement  $D_2$  (courbe D des figures 10a<sub>2</sub> ou 10b'<sub>2</sub> pour la composante H). La convexité prise par le profil entre les stations  $S_8$  et  $S_9$  est évidemment incorrecte ; elle provient d'un jeu complexe des fonctions spline utilisées pour l'interpolation, dont la réponse peut être variable selon les positions respectives des valeurs observées  $H_T$  à chaque station.

Quoiqu'il en soit de ces incertitudes provenant de la définition du  $D^P$  ou de la méthode d'interpolation elle-même, il est certain que les effets induits par l'électrojet, dans le cas de variations de type D (les perturbations), sont importants. Comme on pouvait s'y attendre, ils augmentent avec la vitesse de variation. Dans le cas de la variation  $D_2$ , plus rapide, des effets d'origine locale apparaissent, à propos desquels nous pouvons ajouter deux remarques. D'une part, LOUIS (1970), à l'aide de mesures gravimétriques et de sondages électriques, a mis en évidence une faille dans les structures géologiques, dirigée Est-Ouest et située à la hauteur de  $S_6$  et  $S_7$ . D'autre part, BOYER, CAGNIARD et PHAM VAN NGOC (1971) ont calculé l'anomalie induite par une faille dirigée parallèlement à une nappe de courants ; les effets en H et Z, illustrés sur leur figure 1, ressemblent à ceux que nous observons (augmentation de H au Nord de la faille et diminution au Sud, effet négatif en Z autour de la faille).

Une étude plus précise des effets induits par les perturbations présenterait certainement un intérêt, mais dépasserait le but que nous nous sommes fixés dans leur analyse ; nous voulions seulement mettre en évidence leur existence en utilisant une méthode identique à celle mise en oeuvre dans l'analyse des variations de type  $S_R$ .

.../...

## 6) CONCLUSION

Les points essentiels de notre démonstration sont les suivants :

- 1/ - Les valeurs observées pour les rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  sont le signe d'une absence de courants induits dans le cas de la variation  $S_R^E$ , de leur présence dans celui des perturbations  $D^E$ .
- 2/ - Les définitions empiriquement les plus simples (a et b) choisies pour le  $S_R^P$  conduisent, par l'analyse du  $S_R^E = S_R - S_R^P$ , à des résultats aberrants pour les  $S_{R,i}^E$  (figures 6a et 6b). Dans le cas des variations  $D$ , des définitions analogues pour les  $D^P$  conduisent à des résultats qui ressemblent nettement aux effets internes attendus pour les  $D_i^E$  (fig. 11).
- 3/ - La définition du  $S_R^P$  (définition c, tableau IV) qui permet de réduire à de purs résidus négligeables les  $S_{R,i}^E$ , c'est-à-dire de mettre en évidence l'inexistence des courants induits, repose sur une hypothèse satisfaisante du point de vue externe. En effet, celle-ci consiste à postuler une symétrie des effets en Z de l'électrojet par rapport au centre de l'électrojet (effet nul en Z), défini par l'abscisse de l'intersection des profils du  $S_R$  et du  $S_R^P$  (fig. 5c). La validité de cette hypothèse est confirmée, de ce même point de vue, par la moindre divagation du centre de l'électrojet (15 km au lieu de 39 km).
- 4/ - En postulant une telle symétrie des effets en Z, nous ne prétendons pas affirmer que celle-ci doit toujours être rigoureuse, mais seulement qu'il est très improbable que l'on puisse observer, au Nord du centre de l'électrojet, un effet en Z deux fois plus grand que l'effet observé au Sud (fig. 5b). Sans doute, une telle dissymétrie pourrait être attribuée à des effets induits anormaux. Mais, parce qu'elle varie en importance (et même change de sens) d'un mois à l'autre, cette autre hypothèse ne peut être retenue.

.../...

5/ - La définition c introduit pour le  $S_{R,e}^E$  lui-même (c'est-à-dire pour les effets proprement externes) des modifications importantes, dont la plus significative apparaît sur le profil de H (comparer fig. 6b à fig. 6c) : ce profil est en quelque sorte rééquilibré sur ses ailes par la suppression de valeurs négatives (au Nord) ou positives (au Sud) proprement aberrantes. Ceci, de nouveau, confirme la validité de l'hypothèse d'une symétrie des effets en Z.

Le contraste entre l'absence d'effets internes pour la variation  $S_R^E$  et leur présence pour la variation  $D^E$  est un résultat nouveau, qui, d'une part, contredit les conclusions obtenues dans une analyse antérieure, et qui, d'autre part, appelle une explication. Nous traiterons successivement ces divers points.

Le seul profil qui avait permis une analyse analogue à la nôtre est celui réalisé en 1957-1959 sur le méridien de Huancayo. FORBUSH et CASAVARDE (1961) avaient conclu, pour la variation  $S_R$ , à l'existence de courants induits, qui correspondaient à une image électrique située à 600 km de profondeur. Ce résultat cependant paraît paradoxal puisqu'une mesure du rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  sur leur figure 7 donne une valeur égale à 1.50. Ce rapport, notre analyse l'a montré, est une estimation assez valable de l'importance des effets induits. Ici, il est supérieur au rapport correspondant à un pur ruban externe (1.23), et est le double de celui correspondant aux effets associés d'un ruban et de son image à 600 km de profondeur (0.78). Ceci nous a conduit à examiner en détail l'analyse de ces auteurs et nous avons exposé, en collaboration avec P.N. MAYAUD (1973), les raisons pour lesquelles nous estimons que les effets induits sont négligeables sur le méridien de Huancayo. A cet égard, notre résultat pour le centre de l'Afrique ne serait pas une exception.

S'il en est bien ainsi, peut-on donner une raison de la différence, au point de vue effets induits, entre variations de type  $S_R^E$  et variations de type D ? Une première remarque fondamentale semble s'imposer : la cause de l'induction n'est pas la même pour ces deux types de variation. Puisque les nappes de courants  $S_R$  ont une intensité à peu près constante, c'est la rotation de la Terre qui est, en ce cas, la cause principale de l'induction. Pour les perturbations, c'est principalement la variation d'intensité des courants (l'induction existerait même si la Terre ne tournait pas).

Cependant, pour les variations de type  $S_R$ , notre étude révèle une différence supplémentaire : des effets internes existent pour le  $S_R^P$  dans les régions tropicales et équatoriales comme ailleurs, ils n'existent pas pour le  $S_R^E$ . Ce paradoxe disparaîtrait si l'on pouvait montrer, en raisonnant sur la configuration du champ magnétique inducteur par rapport à la rotation de la Terre, que les sources d'induction dans ces régions sont négligeables ; les effets internes qu'on y observe seraient alors, comme pour les nappes externes engendrant le  $S_R$ , le résultat d'un équilibre général dans le conducteur considéré. On sait que les effets-dynamo dans l'ensemble de la couche E de l'hémisphère éclairé dépendent de l'intensité de la composante verticale du champ principal ; ils sont donc faibles ou négligeables aux basses latitudes, et les courants qui y circulent sont engendrés par les effets-dynamo des latitudes supérieures.

Considérons donc le champ magnétique inducteur résultant des nappes externes, abstraction faite pour le moment de l'électrojet équatorial. Ce champ reste dans une position à peu près fixe par rapport au Soleil et varie peu en fonction du temps : supposons-le constant. Le conducteur Terre tourne dans ce champ (soit  $\vec{B}$ ) ; dans un trièdre fixe par rapport au Soleil, le champ électromoteur engendré en chaque point est égal à  $\vec{u} \wedge \vec{B}$ , où  $\vec{u}$  est la vitesse de ce point.

Deux remarques peuvent être faites :

- 1/ -  $\vec{r} \otimes (\vec{u} \wedge \vec{B})$  est nul en tout point si  $\vec{B}$  présente une symétrie de révolution par rapport à l'axe de rotation de la Terre ; il est nul en chaque point où le gradient Ouest-Est de  $\vec{B}$  est lui-même nul, ce qui peut être interprété comme correspondant à des régions vides de sources d'induction ; rappelons que l'équation de l'induction s'écrit  $\nabla^2 \vec{B} = -\sigma \vec{r} \otimes (\vec{u} \wedge \vec{B})$ .
- 2/ - si  $\vec{B}$  est horizontal,  $\vec{u} \wedge \vec{B}$  est vertical et l'on peut montrer qu'il est annulé par un champ antagoniste de type électrostatique (les courants  $\vec{j}$  sont toroïdaux).

Or la configuration du champ magnétique inducteur résultant des nappes externes est telle qu'aux basses latitudes, et seulement aux basses latitudes (dans la région de confluence des systèmes Nord et Sud), on est assez proche d'un champ créé par une nappe de courants rectilignes à densité uniforme. Le gradient de ce champ suivant la direction de  $\vec{u}$  est faible, et  $\vec{u} \wedge \vec{B}$  est vertical. Par conséquent, les champs électromoteurs sont particulièrement faibles et, de plus, verticaux ; on peut considérer que ces régions sont à peu près vides de sources d'induction. Il en serait donc pour les systèmes internes comme pour les systèmes externes : les courants circulant aux basses latitudes (partie interne du  $S_R^P$ ) ont pour une grande part leurs sources d'induction localisées aux latitudes supérieures.

Considérons maintenant le champ inducteur supplémentaire causé par le ruban externe "électrojet équatorial". Il est beaucoup moins uniforme que le champ inducteur de la nappe externe sous-jacente ; de plus, il présente une composante verticale non négligeable et  $\vec{u} \wedge \vec{B}$  n'est donc pas toujours vertical. Mais le gradient de  $\vec{B}$  suivant la direction de  $\vec{u}$  est faible dans les mêmes proportions. On comprendrait donc pourquoi les effets internes du  $S_R^E$  sont négligeables (fig. 9).

Par contre, pour les variations de type D, le champ électromoteur est défini par  $\vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ . Il est effectif en tout point pour le  $D^P$ , aux basses latitudes comme aux latitudes supérieures, puisque, aux courants qui varient en fonction du temps, correspond une variation de  $\vec{B}$  ; il en est de même pour le  $D^E$  puisque le courant "électrojet" varie en fonction du temps. De plus, les effets induits sont d'autant moins profonds que la variation des courants est plus rapide ; en conséquence, des anomalies de conductibilité des couches superficielles interviennent et introduisent une dissymétrie dans l'effet de l'électrojet lui-même.

---

.../...



### CHAPITRE III

#### DETERMINATION DES PARAMETRES DE L'ELECTROJET

##### EQUATORIAL :

##### Méthode d'analyse

Nous avons distingué précédemment la variation  $S_R^E$ , due au seul électrojet équatorial, de la variation  $S_R$ . Ceci ne signifie pas que, physiquement, la variation  $S_R^E$  serait indépendante de la variation  $S_R^P$ , mais seulement, comme nous l'avons précisé dans le chapitre I, que la conductibilité est accrue de manière importante dans une région limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique. Il en résulte un supplément de courants dans une bande étroite de latitudes, l'"électrojet équatorial", qui engendre les anomalies observées sur les profils de H et Z au travers de l'équateur magnétique. De cet électrojet équatorial, nous chercherons à déterminer les principaux paramètres : l'altitude, la position en latitude, la distribution de la densité des courants (par exemple, densité au centre et largeur pour une loi polynômiale de distribution).

Pour une telle détermination, nous devons résoudre successivement deux problèmes : 1) la séparation de la variation  $S_R$  en ses deux composantes, le  $S_R^E$  et le  $S_R^P$  (nous parlerons de "définition" du  $S_R^P$  ou du  $S_R^E$ , comme dans le chapitre précédent), 2) le choix d'un modèle de distribution de courants, tel qu'il permette, par approximations successives, de calculer les paramètres énumérés pour représenter le  $S_R^E$ .

Nous montrerons d'abord comment les tentatives faites pour résoudre le premier problème par une méthode de zéro ont échoué. Nous exposerons ensuite comment nous avons réussi à définir la variation  $S_R^P$  en déterminant simultanément les paramètres représentant la variation  $S_R^E$ . Nous indiquerons enfin quelles sont les limites et les marges d'erreur de la méthode d'analyse que nous avons retenue.

## 1. Essai de définition du $S_R^P$ par une méthode de zéro

La propriété démontrée précédemment - les effets internes de l'électrojet sont négligeables - pouvait apparemment être utilisée pour la définition du  $S_R^P$  lui-même. En effet, lorsqu'on examine les profils  $S_{R,i}^E$  illustrés sur la figure 9, il apparaît que leur origine est probablement artificielle pour la plus grande part : 1) ils ne ressemblent aucunement aux profils que l'on peut attendre (voir les profils théoriques en haut de cette figure) ; 2) les changements de forme d'heure en heure, ou de mois en mois, suggèrent que les imperfections dans la définition du  $S_R^P$  peuvent être la cause d'une part de ces variations. Une méthode de définition du  $S_R^P$  peut donc consister à chercher à minimiser les variations  $S_{R,i}^E$ . Nous décrirons deux tentatives faites en ce sens.

### 1.1 Estimation du $S_R^P$ de H au centre du profil

La définition d du  $S_R^P$  de H (voir tableau IV, page 17) implique une interpolation entre les stations  $S_2$  et  $S_8$ , cependant distantes l'une de l'autre de 1500 km (soit la moitié de la longueur totale du profil). L'examen des divers profils de  $S_R^P$  dont nous disposons pour cette définition d montrait que, au centre du profil, l'amplitude du  $S_R^P$  de H pouvait parfois être soit trop faible, soit trop grande.

Or, une estimation de la valeur du  $S_R^E$  de H au centre du profil (soit  $\Delta H_E'$ , valeur équivalente au  $\Delta H_E$  de la figure 1) peut être tentée à l'aide de deux quantités. En effet le  $\Delta H_E$  créé par un ruban de courants est fonction à la fois de la densité des courants dans ce ruban et de sa largeur. La distance D entre les abscisses des extremums du profil de Z donne une indication sur la largeur ; la différence  $\Delta Z_E$  (figure 1) entre les extremums de ce même profil dépend de la largeur et de l'intensité (voir appendice D). A l'aide d'une loi parabolique pour la distribution des courants et supposant que l'altitude est 105 km, nous pouvons calculer  $\Delta H_E$  lorsque D et  $\Delta Z_E$  sont donnés.

Soit  $D'$  la distance entre les extremums observés sur le profil du  $S_R$  de  $Z$ , et  $\Delta Z_E'$  la différence entre les valeurs aux extremums (après correction de la variation du  $S_R^P$  de  $Z$  entre les abscisses de ces extremums). Nous pouvons en déduire la quantité  $\Delta H_E'$  ; la différence entre la valeur du  $S_R$  de  $H$  au centre de l'électrojet (centre défini par l'abscisse du point de rencontre du  $S_R^P$  et du  $S_R$  de  $Z$ ) et la quantité  $\Delta H_E'$  donne une estimation probable de la valeur du  $S_R^P$  de  $H$  au centre du profil. La variation du  $S_R^P$  de  $H$  au long du profil est alors définie par la fonction spline calculée à travers les valeurs observées aux 4 stations  $S_1, S_2, S_8$  et  $S_9$ , (après correction, voir définition d du tableau IV ou du tableau VII) et ce cinquième point. Pour la composante  $Z$ , la définition reste celle de la définition d. Nous désignerons par e cette nouvelle définition pour les deux composantes.

TABLEAU VII

d	Lissage par spline sur $S_1, S_2, S_8$ et $S_9$ corrigées	Parabole sur $S_1$ et $S_9$ corrigées et le point d'effet nul d'un électrojet symétrique
e	Lissage par spline sur $S_1, S_2, S_8$ et $S_9$ corrigées et sur un point central calculé ( $S_R - \Delta H_E'$ )	idem
f	idem que e, avec réitération sur $\Delta H_E'$	Lissage par spline sur $S_1, S_2, S_2'$ (symétrique de $S_2$ ) et $S_9$ corrigées et le point d'effet nul au centre.
g	Approximation globale du $S_R^P$ et du $S_R^E$	Approximation globale du $S_R^P$ et du $S_R^E$

Définitions diverses  
du  $S_R^P$ .

Nous analysons les  $S_R^E$  résultants par l'opérateur de KERTZ et obtenons des  $S_{R,i}^E$ , que nous supposons être de purs résidus. Puis nous calculons pour 10h30, 11h30 et 12h30 de chacun des mois utilisés dans le chapitre précédent (voir tableau II) les quantités  $R = \sqrt{(\sum y^2)/N}$  où  $y$  est

l'amplitude du  $S_{R,i}^E$  en chaque point et N le nombre des valeurs (soit 63), puis la moyenne  $R_m$  des 11 mois à chaque heure et l'écart-type des valeurs de R. Les lignes d et e du tableau VIII donnent les  $R_m$  et l'écart-type des R pour les définitions correspondantes d et e. Les uns et les autres (spécialement à 10h30 et 11h30) décroissent nettement ; ceci confirme que les  $S_{R,i}^E$  de la figure 9 dépendent en grande partie de la définition choisie pour le  $S_R^P$ . En particulier, au mois de mars 1969 (voir fig. 9), l'amplitude des  $S_{R,i}^E$  est divisée par un facteur 2. Enfin, bien que la définition du  $S_R^P$  ne soit modifiée que pour la composante H, l'amélioration est sensible sur la composante Z ; ceci provient de ce que, dans la séparation des variations internes et externes par l'opérateur de KERTZ, les deux composantes interagissent (voir les formules de l'opérateur, p. 7).

TABLEAU VIII

	10h30		11h30		12h30	
	H	Z	H	Z	H	Z
d	$1.77^{\pm}0.64$	$1.81^{\pm}0.64$	$1.81^{\pm}0.89$	$1.86^{\pm}0.86$	$1.90^{\pm}0.87$	$1.96^{\pm}0.87$
e	$1.39^{\pm}0.31$	$1.41^{\pm}0.33$	$1.41^{\pm}0.49$	$1.45^{\pm}0.50$	$1.79^{\pm}0.70$	$1.85^{\pm}0.71$
f	$0.76^{\pm}0.21$	$0.76^{\pm}0.21$	$0.92^{\pm}0.34$	$0.92^{\pm}0.34$	$0.91^{\pm}0.32$	$0.92^{\pm}0.36$
g	$0.96^{\pm}0.25$	$1.01^{\pm}0.38$	$0.94^{\pm}0.26$	$0.68^{\pm}0.40$	$0.97^{\pm}0.38$	$0.58^{\pm}0.40$

Valeurs, en gammas, des moyennes  $R_m$  et des écarts-types des valeurs R pour diverses définitions du  $S_R^P$ .

## 1.2. Réitération sur $\Delta H_E$ et adjonction de deux points pour définir le $S_R^P$ de Z.

On peut chercher à aller plus loin par la méthode de zéro. Par exemple, après un premier calcul du  $\Delta H_E^I$  par l'intermédiaire du  $\Delta Z_E^I$  et de la distance D' entre les extremums du profil de Z, nous réitérons sur la valeur de ce  $\Delta H_E^I$  pour minimiser les résidus que forme le  $S_{R,i}^E$ .

D'autre part, la définition du  $S_R^P$  de Z repose seulement sur trois points (tableau VII, ligne d ou e), et représenter le  $S_R^P$  de Z par une pure parabole semble vraiment trop schématique. A ce point de vue, supposons

que nous utilisions également la station  $S_2$ , en appliquant une correction à la valeur observée comme nous le faisons pour  $S_1$  et  $S_9$ . Selon la figure 1. (courbe "externe" de la composante Z), la station  $S_8$  est déjà trop proche de l'extremum pour qu'un effet calculé de l'électrojet en  $S_8$  ne soit plus une "correction" (les valeurs calculées pour corriger les valeurs observées aux autres stations sont seulement le dixième de la quantité  $\Delta Z_E'$ , et une erreur de quelques gammas sur  $\Delta Z_E'$  n'introduit donc qu'une erreur négligeable de l'ordre du gamma). Aussi, pour éviter d'utiliser  $S_8$ , introduisons un cinquième point, symétrique de  $S_2$  par rapport au centre, en appliquant une correction à la valeur interpolée en ce point. Le  $S_R^P$  de Z est alors défini par la fonction spline calculée au travers des 5 valeurs ainsi décrites.

Ces modifications des définitions des  $S_R^P$  de H et de Z représentent la définition f (tableau VII) et la ligne f du tableau VIII donne les nouvelles valeurs obtenues pour les  $R_m$  et les écarts-type de R. L'amélioration apparaît considérable spécialement à 12h30 où les  $R_m$  ne sont plus très différents des valeurs pour 10h30 et 11h30. Mais la figure 12 montre à quel point ce résultat est illusoire : les  $S_R$  et  $S_R^P$  de 10h30 (A) et 12h30 (B) pour janvier 1969 y sont représentés dans la partie supérieure. Le  $S_R^P$  de H à 12h30 présente un minimum secondaire centré sur l'équateur magnétique (centre du profil), et le  $S_R^P$  de Z présente une forme antisymétrique par ce même centre. A 10h30, ceci est moins marqué mais encore visible (méplat sur le  $S_R^P$  de H, faible oscillation antisymétrique du  $S_R^P$  de Z).

Or, si le phénomène "électrojet équatorial" présente a priori une symétrie par rapport à l'équateur magnétique pour H et une antisymétrie pour Z (voir fig. 1), toutes les analyses récentes relatives aux systèmes de courants planétaires ont montré que la frontière entre les systèmes des hémisphères Nord et Sud n'est pas liée à l'équateur magnétique. De plus on ne voit pas pourquoi, par exemple, le  $S_R^P$  de H présenterait un minimum

.../...

secondaire à l'équateur magnétique. Celui que nous obtenons sur la figure 12 provient évidemment de ce que le  $\Delta H_E^I$  est surestimé. De même, les corrections calculées aux points  $S_2$  et  $S_2'$  sont sans doute trop grandes et introduisent la forme antisymétrique observée. Deux causes sont à l'origine de ces surestimations qui induisent des interactions entre la définition du  $S_R^P$  et celle du  $S_R^E$  : l'une est une erreur de méthode, l'autre est due au phénomène lui-même.

1/ - La réitération sur le  $\Delta H_E^I$  afin de minimiser les résidus (application de la méthode de zéro) peut "modeler" en quelque sorte dans les profils  $S_R$  une variation  $S_R^E$  qui soit purement d'origine externe (nous verrons ci-dessous, en décrivant une contre épreuve à propos des effets internes, que l'on arrive à un résultat analogue en faisant l'hypothèse que des courants internes existent). Cependant cette réitération n'introduit jamais une variation de  $\Delta H_E^I$  supérieure à quelques gammas et n'est pas la cause principale des déformations apparaissant sur les  $S_R^P$  de la figure 12 (elle n'a d'ailleurs aucune influence sur le  $S_R^P$  de Z).

2/ - La méthode utilisée suppose que les quantités observées  $\Delta Z_E^I$  et  $D'$  d'une part, le  $\Delta H_E^I$  et les corrections aux diverses stations en H et Z calculées à partir des quantités précédentes d'autre part, sont significatives d'un seul ruban de courants, dirigé vers l'Est. Or, entre les  $S_R$  de H de 10h30 et 12h30 (figure 12), une différence très nette apparaît qui est causée par la superposition, à l'électrojet (dirigé vers l'Est), d'un contre-électrojet (dirigé vers l'Ouest). Les croix qui représentent les valeurs observées aux stations  $S_j$  permettent aisément de l'apprécier. Compte tenu de la différence d'amplitude du phénomène global d'une heure à l'autre, la différence  $S_3 - S_2$  ou  $S_7 - S_8$  est beaucoup plus faible à 12h30 qu'à 10h30. Le profil de H de la figure 12C permet d'apprécier ceci d'une autre manière ; il représente un  $S_R^E$  calculé de H obtenu en superposant les effets de deux

.../...

rubans qui ont respectivement des demi-largeurs 300 et 600 km, et qui sont parcourus par des courants de sens contraire dont les densités au centre sont respectivement de 200 ampères/km et - 60 ampères/km. Les deux minimums secondaires de ce  $S_R^E$  calculé ressemblent à ceux qui apparaissent sur le  $S_R$  observé de 12h30 (voir encore figure 14E, une autre définition du  $S_R^P$  pour le même profil  $S_R$  de H ; les minimums secondaires du  $S_R^E$  apparaissent bien). Pour la composante Z, la comparaison du  $S_R^E$  calculé de la figure 12C au  $S_R^E$  de la figure 1 (cas externe) est significative : les ailes du profil tendent à se rapprocher beaucoup plus rapidement de la ligne zéro dans le premier cas que dans le second. Si nous traçons plus ou moins arbitrairement un  $S_R^P$  de Z beaucoup plus tendu (soit le  $S_R^{P'}$  de la figure 12B au travers du  $S_R$  de Z de 12h30), nous obtenons ainsi un  $S_R^E$  de Z (différence entre  $S_R$  et  $S_R^{P'}$ ) qui ressemble au profil de la figure 12C (voir encore figure 14E).

TABLEAU IX

r	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$\Delta Z_E / \Delta H_E$	1.23	1.27	1.33	1.42	1.56	1.79
D	512	496	480	462	444	426

Valeurs du rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  et de la distance D (km) entre extremums du profil de Z dans l'hypothèse des effets superposés de deux rubans à courants de sens contraire (de demi-largeurs 600 et 300 km).

Ces comparaisons morphologiques doivent être complétées par des remarques concernant le calcul de  $\Delta H_E^I$  (ou des corrections aux diverses stations) à l'aide des quantités observées  $\Delta Z_E^I$  et  $D^I$ . Le tableau IX donne les valeurs des rapports  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  (analogues à ceux du tableau III où étaient superposés les effets d'un ruban et de son image interne pour différentes profondeurs) et les distances D entre extremums du profil de Z, qui correspondent aux effets superposés d'un ruban de courants dirigés vers l'Ouest de demi-largeur 600 km (contre-électrojet) et d'un ruban de courants

dirigés vers l'Est de demi-largeur 300 km . Le rapport  $r$  des valeurs absolues des densités de courants au centre de chaque ruban (les valeurs  $I_0$  de la loi parabolique décrite p. 11 ) est également indiqué. Les courbes théoriques de la figure 12C correspondent à la valeur  $r = 0.3$ , tandis que nous obtiendrons ultérieurement 0.24 pour le mois de janvier 1969 à 12h30 (soit encore un rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  égal à 1.36). Or nous calculons le  $\Delta H_E^1$  à partir du  $\Delta Z_E^1$  observé à l'aide du rapport 1.23 si la distance entre extremums correspond à celle que cause un ruban unique de demi-largeur 300 km. Ce rapport est trop faible et donne une valeur de  $\Delta H_E^1$  trop grande. Ceci est encore accentué par la variation de la distance entre extremums, qui est causée par le second ruban (voir tableau IX). Ainsi, à 12h30 en janvier 1969, la distance entre extremums est réduite d'environ 40 km, d'où une erreur supplémentaire (dans le même sens) d'environ 3 % pour le rapport  $\Delta Z_E / \Delta H_E$  utilisé. La valeur de  $\Delta H_E^1$  en est encore augmentée. Ainsi toutes les valeurs servant à définir le  $S_R^P$  de H sont erronées. De même, pour la composante Z, les corrections calculées aux stations  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_2'$  et  $S_9$  sont trop grandes (l'effet du ruban de courants dirigés vers l'Ouest, de largeur plus grande, est négligé) et introduisent la forme antisymétrique observée.

Finalement, ces premières tentatives pour définir le  $S_R^P$  par une "méthode de zéro" échouent. Ceci est principalement causé par la complexité de ce phénomène équatorial, qui, souvent, ne correspond pas à l'existence d'un ruban unique. Parce qu' une contre-épreuve relative aux effets induits révélera des effets du même genre (interaction entre le  $S_R^E$  et le  $S_R^P$ , sous la forme de déformations du  $S_R^P$ , symétriques - ou antisymétriques -, par rapport à l'équateur magnétique), nous exposerons le critère essentiel que nous retiendrons pour juger de la validité d'une définition du  $S_R^P$  après la description de cette contre-épreuve.

.../...



### 1.3. Contre-épreuve à propos des effets internes

La figure 13 illustre ce que donnerait une définition du  $S_R^P$ , analogue à celle que nous venons de rejeter, mais modifiée pour tenir compte de l'existence supposée de courants induits. Deux hypothèses sont faites : image électrique à 600 km (A) ou à 1200 km (B) de profondeur. Il est évident que, en ce cas, la réitération sur le  $\Delta H_E^I$  n'est pas faite puisque la méthode de zéro (minimisation des  $S_R^E$ ) n'a plus de sens. Le résultat obtenu est présenté pour 10h30 du mois de janvier 1969 où, selon notre analyse ultérieure, le contre-électrojet est très faible sinon inexistant ; les difficultés causées par la superposition de deux rubans n'interviennent donc pas. Avec l'hypothèse 600 km, le  $S_R^P$  de H devient proprement aberrant (en particulier le  $S_R^P$  serait négatif au centre du profil), et cependant le  $\Delta H_E^I$  au centre devrait avoir cette amplitude, par rapport à celle du  $\Delta Z_E^I$ , si le taux d'induction correspond à une image à 600 km de profondeur. Avec l'hypothèse 1200 km, le  $S_R^P$  de H est seulement légèrement creusé de part et d'autre du centre du profil.

On doit prendre garde cependant que, en ce cas, un autre résultat aberrant apparaît. Si cette définition du  $S_R^P$  de H était correcte, sa valeur au centre du profil serait de 23 gammas tandis que la valeur correspondante du  $S_R^E$  est de 101 gammas. On aurait donc une valeur du rapport  $(S_R^E/S_R^P)$  supérieure à 4. Une telle valeur est celle obtenue par RICHMOND (1973) à partir de son modèle, mais il souligne lui-même dans sa conclusion (loc. cit. p. 1117) que ce rapport est beaucoup trop élevé. Le rapport des amplitudes totales observées à Huancayo ou en d'autres observatoires situés près de l'équateur magnétique et des amplitudes observées en des observatoires situés à environ 600 km de part et d'autre est en moyenne égal à 2, soit un rapport égal à 1 pour le rapport  $S_R^E/S_R^P$ . Par ailleurs, une amplitude du  $S_R^P$  égale à une vingtaine de gammas semble extrêmement faible. A cette

.../...

heure de la journée, une amplitude de 40 à 50 gammas est normalement observée en des stations de basse latitude, étant donné l'intensité du cycle solaire à l'époque de nos observations (rappelons que l'amplitude moyenne durant l'Année Géophysique Internationale était de 100 gammas, une époque où l'intensité du cycle solaire était le double de celle de 1969). Notre analyse ultérieure donnera respectivement 42 et 82 gammas pour les  $S_R^P$  et  $S_R^E$  de janvier 1969 à 10h30, soit un rapport  $S_R^E/S_R^P$  égal à 2. Cette valeur est la plus élevée de celles que nous obtiendrons pour les 15 mois dont nous présenterons l'analyse. Un rapport égal à 4 est certainement à rejeter et montre bien que les effets internes sont encore très inférieurs à ceux d'une image située à 1200 km.

#### 1.4. Conclusion sur la définition du $S_R^P$

Séparer la variation  $S_R$  en deux composantes, le  $S_R^E$  qui correspondrait au "supplément" de courants circulant dans une bande étroite de latitudes de part et d'autre de l'équateur magnétique (par suite des conditions spéciales de conductibilité qui y existent) et le  $S_R^P$  qui correspondrait à des courants circulant dans cette même région mais ne présentant pas de gradient rapide de leur intensité par rapport aux régions avoisinantes, représente une opération difficile et apparemment arbitraire.

On pourrait songer à entreprendre une analyse planétaire de la variation  $S_R$  à partir du réseau existant d'observatoires puisque, ainsi que nous le disions dans le chapitre I, maints auteurs ont montré que de telles analyses ne permettaient pas de saisir l'anomalie apparente constituée par l'électrojet. Dans ces conditions, une interpolation sur la longitude et dans la bande de latitudes de notre profil pourrait nous donner une définition du  $S_R^P$ . Vu le petit nombre d'observatoires, spécialement dans l'hémisphère Sud, il n'est pas évident que cette interpolation conduise à des résultats bien précis dans la région très limitée pour laquelle nous avons des données supplémentaires.

L'intérêt des essais décrits précédemment est cependant de mettre en évidence un fait essentiel : lors de la séparation des deux composantes, une interaction entre  $S_R^E$  et  $S_R^P$  peut prendre place. Elle apparaît sous la forme de déformations secondaires (symétriques en H ou antisymétriques en Z par rapport à l'équateur magnétique) d'un  $S_R^P$  qui ne correspond plus à la définition que nous en avons donnée : il est un phénomène planétaire, formé de deux systèmes de courants n'ayant aucun lien net avec l'équateur magnétique; la variabilité jour-à-jour du  $S_R$  de la déclinaison aux basses latitudes, que l'on soit proche ou non de l'équateur magnétique, le montre bien. Par conséquent, nous retiendrons comme un critère essentiel de la validité de notre définition du  $S_R^P$  l'absence de toute déformation secondaire (symétrique en H, antisymétrique en Z) par rapport à l'équateur magnétique : de tels caractères, lors de la décomposition de la variation  $S_R$  en variation  $S_R^E$  et variation  $S_R^P$ , doivent être présents dans la seule variation  $S_R^E$ .

## 2. Détermination simultanée du $S_R^P$ et des paramètres de l'électrojet

Les profils observés (voir figure 5 ou 12) ont une forme extrêmement caractéristique, très proche de la forme de profils théoriques (figure 1). Une autre méthode d'analyse s'offre donc à nous : tenter une détermination directe des paramètres de l'électrojet, à l'aide d'un modèle donné, en lui associant une détermination de paramètres capables de représenter le  $S_R^P$  comme un "résidu" par rapport aux effets de l'électrojet (ou au  $S_R^E$ ).

Nous devons justifier la validité du modèle choisi pour représenter le  $S_R^E$  par une comparaison avec un modèle théorique de l'électrojet. Il nous permet en tout cas de relier les effets magnétiques observés sur les deux composantes H et Z par le calcul de paramètres correspondant à des quantités physiques claires : distribution de courants selon une certaine loi, présentant par exemple un centre de symétrie, répartis sur une certaine largeur, ayant

une certaine densité et situés à une certaine altitude. La longueur de notre profil (3000 km) est telle que nous pouvons affirmer que les effets du  $S_R^E$  deviennent faibles sur les bords et que nos points d'observation nous donnent une information suffisante sur le phénomène que ce calcul cherche à représenter.

Nous pourrions apparemment déterminer les paramètres du  $S_R^P$  à l'aide d'un modèle de distribution de courants. Mais deux difficultés nous en empêchent. D'une part, le  $S_R^P$  n'est pas un phénomène localisé comme l'est le  $S_R^E$  et nous manquons de points d'observations extérieurs à notre profil et suffisamment nombreux, qui pourraient permettre d'éviter les interactions entre  $S_R^E$  et  $S_R^P$  lors de la détermination simultanée de ces deux variations. D'autre part, pour éviter ces mêmes interactions à partir des données dont nous disposons, nous devons imposer des contraintes spécifiques à chaque composante, ce que nous ne pouvons faire à partir d'une distribution de courants. Par conséquent, nous chercherons à représenter les variations  $S_R^P$  de H et de Z par des lois polynomiales propres à chacune d'elles : des paramètres propres à chaque composante sont donc à déterminer. C'est en ce sens que le  $S_R^P$  est traité comme un "résidu" par rapport aux effets de l'électrojet. En concluant ce chapitre, nous chercherons à préciser la signification de cette méthode d'analyse.

Nous décrirons d'abord le schéma général du calcul. Nous indiquerons ensuite les raisons qui ont guidé le choix de la forme analytique des diverses fonctions utilisées dans notre analyse. Enfin nous exposerons diverses remarques concernant les modalités d'application de la méthode et ses limites.

## 2.1. Schéma général du calcul

Le calcul se fait en trois étapes successives :

- 1/ définition du  $S_R^P$ , réitérée plusieurs fois parce que la méthode d'interpolation choisie est liée à cette définition,
- 2/ analyse par l'opérateur de KERTZ de la différence  $S_R - S_R^P$ , donnant un  $S_{R,e}^E$  qui est plus cohérent entre composantes,
- 3/ détermination définitive des paramètres de l'électrojet à partir du  $S_{R,e}^E$ .

Nous décrivons dans l'appendice C divers détails de la méthode retenue, concernant soit la méthode d'interpolation en 63 points d'abscisse  $x_n$  (de 50 km en 50 km), soit les diverses sous-étapes du calcul. Nous exposerons seulement ici le principe du calcul analytique utilisé pour une détermination globale des paramètres du  $S_R^P$  et du  $S_R^E$ , puis l'essentiel de ce qui concerne les trois étapes.

### 2.1.1. Principe du calcul analytique

Les fonctions choisies pour représenter le  $S_R^P$  sont des polynômes d'un certain degré, soient  $F(f_i, x_n)$  et  $G(g_j, x_n)$  pour les composantes H et Z respectivement. C'est le calcul des coefficients  $f_i$  et  $g_j$  qui permet donc de définir le  $S_R^P$ .

Les fonctions choisies pour représenter le  $S_R^E$  dépendent du modèle par lequel on peut décrire le ruban de courants correspondant à l'électrojet équatorial. Considérons un ruban d'épaisseur infiniment mince (ceci est une approximation, dont nous évaluerons l'importance au paragraphe 2.2.2.2), dont le centre est à l'abscisse  $c$ , la largeur égale à  $2a$  et l'altitude au-dessus du sol égale à  $h$ . Nous supposons de plus que la distribution des courants dans le ruban est symétrique par rapport au centre et nous choisissons une loi polynomiale  $I(x)$  pour définir la densité des courants telle que seule la distance au centre (où la densité est  $I_0$ ) module la densité. Il est alors aisé de calculer, pour chaque composante H et Z l'intégrale  $\int_{-a}^{+a}$  des effets magnétiques de tous les éléments de courants de densité  $I(x)$  en un point au sol d'abscisse  $x_n$  (rappelons que l'expression du champ magnétique créé par un courant rectiligne où circule une intensité  $i$  en un point situé sur la normale à l'élément à une distance  $d$  est égale à  $2i/d$ ). La forme des intégrales varie avec le modèle M choisi pour  $I(x)$ . Elles sont données dans l'appendice D. Soient alors  $P_M(c, a, h, I_0, x)$  et  $Q_M(c, a, h, I_0, x)$  les intégrales  $\int_{-a}^{+a}$  considérées pour les composantes H et Z. C'est le calcul des quantités  $c$ ,  $a$ ,  $h$ , et  $I_0$  ...

qui permettra de définir le  $S_R^E$ . En fait, si nous considérons que nous devons utiliser deux rubans à courants de sens contraire pour représenter nos profils, nous devons calculer pour chaque composante la somme de 2 fonctions P ou Q avec des coefficients tels que  $c_1, a_1, h_1, I_{0,1}$  et  $c_2, a_2, h_2, I_{0,2}$ .

Appelons  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$  les valeurs interpolées aux 63 points d'abscisses  $x_n$ . On cherche à représenter ces observations par les deux séries de N (= 63) équations de la forme :

$$\begin{cases} H_{T,n} = F(f_i, x_n) + P_M(c_1, a_1, h_1, I_{0,1}, x_n) + P_M(c_2, a_2, h_2, I_{0,2}, x_n) \\ Z_{T,n} = G(g_j, x_n) + Q_M(c_1, a_1, h_1, I_{0,1}, x_n) + Q_M(c_2, a_2, h_2, I_{0,2}, x_n) \end{cases} \quad (7)$$

$n = 1, 2, \dots, N$

à partir desquelles nous devons déterminer les coefficients  $f_i$  et  $g_j$  et les coefficients  $c_k, a_k, h_k, I_{0,k}$ . Ces équations sont linéaires par rapport aux premiers, mais non par rapport aux seconds. Un calcul direct par moindres carrés n'est possible que si nous linéarisons ces équations. Désignant par  $u_{1,k}$  les coefficients inconnus des fonctions  $P_M$  et  $Q_M$ , nous pouvons écrire le système (7) sous la forme :

$$\begin{cases} H_{T,n} = F(f_i, x_n) + \sum_{k=1,2} P_M(u_{1,k}, x_n) \\ Z_{T,n} = G(g_j, x_n) + \sum_{k=1,2} Q_M(u_{1,k}, x_n) \end{cases} \quad (8)$$

Désignant par  $\frac{\partial F}{\partial f_i}, \frac{\partial G}{\partial g_j}, \frac{\partial P_M}{\partial u_1}, \frac{\partial Q_M}{\partial u_1}$  l'ensemble des dérivées partielles de chaque fonction par rapport aux coefficients  $f, g$  et  $u$ , et par  $dH_n$  et  $dZ_n$  les différences entre les valeurs observées  $H_{T,n}$  ou  $Z_{T,n}$  et les valeurs calculées  $H_{c,n}$  ou  $Z_{c,n}$  pour une certaine valeur des coefficients (approximation de départ), nous pouvons écrire notre système sous la forme :

$$\begin{cases} dH_n = \frac{\partial F}{\partial f_i} df_i + \frac{\partial P_M}{\partial u_1} du_1 \\ dZ_n = \frac{\partial G}{\partial g_j} dg_j + \frac{\partial Q_M}{\partial u_1} du_1 \end{cases} \quad (9)$$

.../...

Un tel système est linéaire en  $df_i$ ,  $dg_j$  et  $du_l$  et peut être calculé par moindres carrés. A partir d'une approximation de départ raisonnable pour les coefficients  $f_i$ ,  $g_j$  et  $u_l$ , on cherche à minimiser progressivement les  $dH_n$  et  $dZ_n$  (qui représentent, à chaque étape de l'approximation, les résidus entre valeurs observées et valeurs calculées) en ajoutant les  $df_i$ ,  $dg_j$ ,  $du_l$  obtenus par la résolution du système (9) aux valeurs précédentes des coefficients  $f_i$ ,  $g_j$  et  $u_l$ . L'analyse réussit si les résidus successifs diminuent : on parlera de convergence vers les valeurs recherchées des coefficients. Elle échoue si les résidus augmentent, il y a divergence. Au terme de ce calcul, les coefficients  $f$  et  $g$  nous donnent une définition du  $S_R^P$  au long du profil ; les coefficients  $u$  définissent un  $S_R^E$  ; la somme de ce  $S_R^P$  et de ce  $S_R^E$  est, aux résidus près, égale au  $S_R$  observé (voir système d'équations (8)).

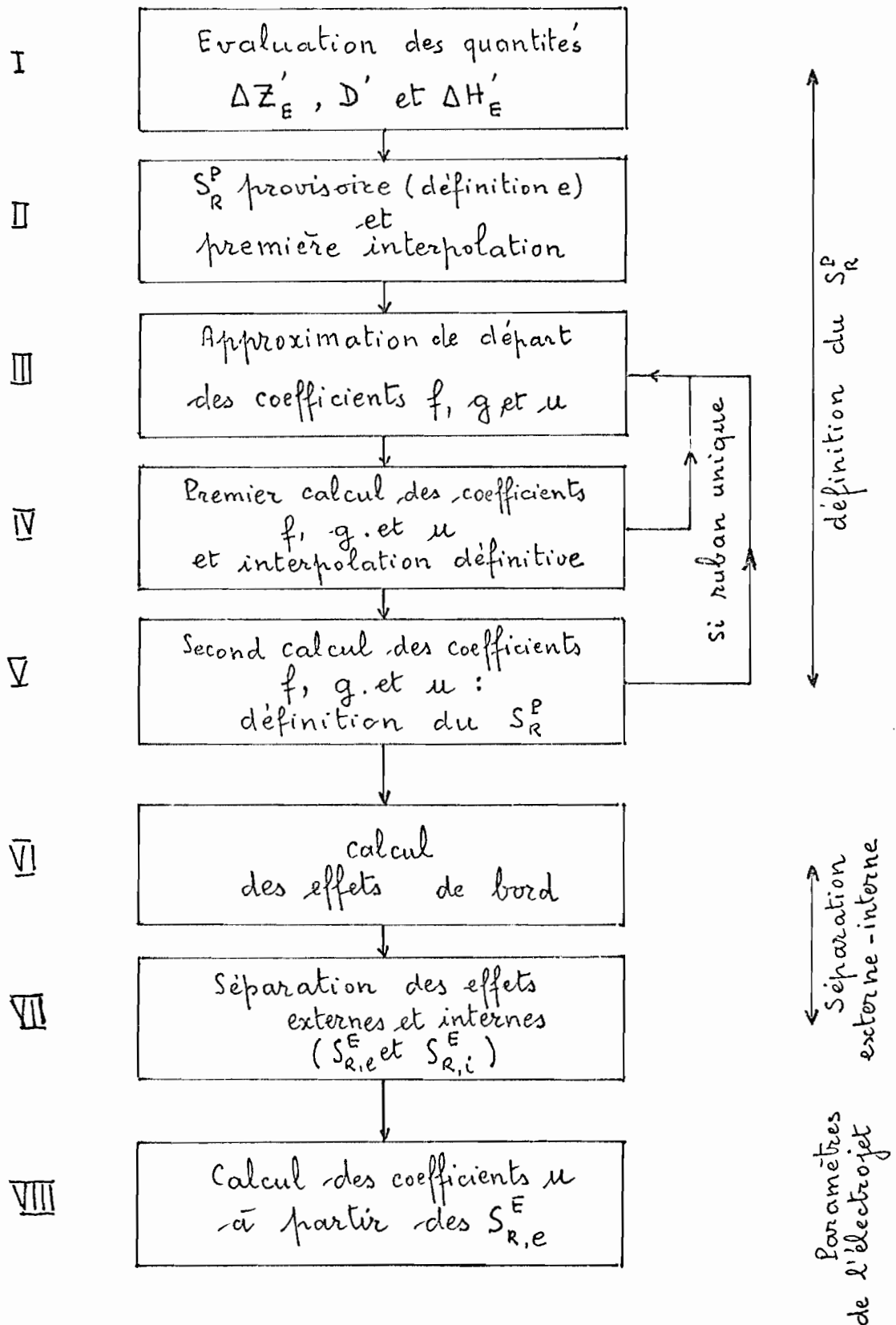
### 2.1.2. Les étapes du calcul

Pour chaque analyse (jour individuel ou moyenne à une heure donnée), nous disposons de 9 couples de valeurs, les écarts  $H_T$  et  $Z_T$  par rapport au niveau nocturne, à chaque station  $S_i$ , tels qu'ils ont été décrits au chapitre II.3 et dont les profils constituent le  $S_R$ . Soit  $x_s$  les abscisses des stations  $S_i$ . L'organigramme ci-dessous résume les diverses étapes ou sous-étapes du calcul.

Première étape : interpolation et définition du  $S_R^P$

Le calcul analytique qui vient d'être décrit suppose que l'on dispose des 63 couples de valeurs  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$  aux abscisses  $x_n$  (de 50 en 50 km, entre +1500 km et -1600 km). La méthode d'interpolation utilisée au chapitre II (Appendice A) était résolument empirique, dans le but de n'introduire aucune hypothèse visant à reconstruire le phénomène ; nous avons souligné ses défauts en commentant certains des profils (figures 5 ou 11). Pour l'analyse définitive, nous avons choisi d'introduire le même nombre de

.../...





stations fictives F, aux mêmes abscisses, pour les deux composantes H et Z (à égale distance de  $S_1$  et  $S_2$  d'une part, de  $S_2$  et  $S_3$  d'autre part, au 1<sup>er</sup> tiers et au 2<sup>d</sup> tiers de l'intervalle entre  $S_8$  et  $S_9$  enfin). L'interpolation consiste à calculer des valeurs  $H_T$  (ou  $Z_T$ ) en ces stations fictives à partir de paramètres provisoires pour le  $S_R^E$  et le  $S_R^P$ . L'opération est recommencée au moins deux fois (voir les détails dans l'appendice C).

Elle comporte les sous-étapes suivantes :

- I - évaluation des quantités  $\Delta Z_E^I$  et  $D'$  et calcul de  $\Delta H_E^I$  (voir § 1.1. pour leur définition), qui donne des paramètres provisoires pour le  $S_R^E$ .
- II - calcul d'un  $S_R^P$  provisoire à l'aide de la définition e (voir tableau VII, p. 36), première interpolation aux stations F et lissage par Spline.
- III - calcul d'une approximation de départ pour les coefficients f, g et u.
- IV - premier calcul des coefficients f, g et u représentant les  $S_R^P$  et  $S_R^E$  ; nouvelle interpolation aux stations F et nouveau lissage par Spline.
- V - second calcul des coefficients f, g et u, considéré comme définitif pour les coefficients f et g qui déterminent le  $S_R^P$ .

L'analyse est toujours tentée d'abord avec 2 rubans de sens contraire. Si l'on décide de revenir à un ruban unique à partir des critères que nous décrirons, l'analyse est recommencée à la sous-étape III. Ces diverses itérations garantissent que l'interpolation aux stations fictives est faite à partir d'éléments déjà suffisamment connus.

Deuxième étape : analyse par l'opérateur de Kertz.

Considérant la différence entre le  $S_R$  observé (soit les  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$ ) et le  $S_R^P$  défini (à partir des coefficients f et g obtenus) comme un  $S_R^E$  "observé", nous analysons celui-ci par l'opérateur de Kertz afin de contrôler que les effets internes  $S_{R,i}^E$  restent négligeables. Une "définition" trop

.../...

mauvaise du  $S_R^P$  devrait induire des  $S_{R,i}^E$  non négligeables quelle que soit la forme plus ou moins aberrante de leurs profils. De plus, les effets externes  $S_{R,e}^E$  ainsi obtenus pour les deux composantes présentent une cohérence plus grande : toute erreur sur la valeur observée d'une composante, nous l'avons déjà montré (voir figure 4), est diminuée sur la part externe de cette composante parce qu'elle induit un effet parasite sur la part interne de celle-ci, en même temps que sur les parts externe et interne de l'autre composante. Le résultat final est donc un quasi-lissage des erreurs d'observation.

Troisième étape : Détermination des paramètres de l'électrojet

Soit  $H_{E,n}$  et  $Z_{E,n}$  les valeurs des  $S_{R,e}^E$  de H et Z aux points  $x_n$ . Nous calculons alors des paramètres de l'électrojet, considérés comme définitifs, par un système d'équations tel que :

$$\begin{cases} H_{E,n} = \sum_{k=1,2} P_M(u_{1,k}, x_n) \\ Z_{E,n} = \sum_{k=1,2} Q_M(u_{1,k}, x_n) \end{cases} \quad (10)$$

Ces équations sont évidemment linéarisées comme l'étaient celles du système (8).

## 2.2 Choix des fonctions F et G ou du modèle M

Nous devons maintenant préciser quelle forme nous avons retenue pour les polynômes  $F(f_{i,x})$  et  $G(g_{j,x})$  par lesquels nous définissons les  $S_R^P$  de H et de Z. En ce cas, le choix sera essentiellement guidé par le principe que nous avons énoncé au paragraphe 1.4 : toute déformation secondaire du  $S_R^P$  (symétrique en H ou dissymétrique en Z par rapport à l'équateur magnétique) est suspecte. Or, l'apparition d'effets symétriques (ou antisymétriques) dans notre définition du  $S_R^P$  peut provenir de ce que les fonctions  $P_M$  (symétrique) et  $Q_M$  (antisymétrique) interagissent avec les polynômes F et G

lors de la résolution des systèmes d'équations (9). La forme choisie doit empêcher toute interaction de ce genre.

Le choix du modèle M peut être basé sur un critère plus simple : le modèle de distribution de courants qui donne les résidus les plus faibles sera considéré comme étant le meilleur.

### 2.2.1 Les fonctions F et G

La solution que nous avons finalement choisie découle des divers essais suivants.

#### 2.2.1.1 Polynômes de degrés divers et comprenant tous les termes

Les essais faits avec des polynômes comprenant tous les termes de degré pair ou impair ont donné des résultats du genre de ceux illustrés sur la figure 14. Les fonctions  $F(f_{i,x})$  et  $G(g_{j,x})$ , qui définissent le  $S_R^P$ , ont le même nombre de termes (soit  $i = j$ ) avec successivement 4 (courbes A), 5 (courbes B) ou 6 termes (courbes C). La solution obtenue dépend nettement du nombre de termes, mais surtout, en certains cas, des déformations secondaires symétriques (ou antisymétriques) plus ou moins prononcées apparaissent sur l'un ou l'autre des profils de  $S_R^P$ . Ceci provient de ce que tout terme de degré pair de la fonction F a une interaction avec la fonction P (symétrique) lors de la résolution du système d'équations (9), et tout terme de degré impair de la fonction G, avec la fonction Q (antisymétrique). Quand on change le degré des polynômes, les solutions varient de manière importante et des déformations de plus ou moins grande amplitude sont introduites.

#### 2.2.1.2 Polynômes avec termes impairs ( $S_R^P$ de H) et pairs ( $S_R^P$ de Z)

Nous avons essayé de supprimer les termes de degré pair pour la fonction F (à l'exception du terme du  $2^d$  degré, irremplaçable pour simuler le large maximum que forme le  $S_R^P$  de H au travers de l'équateur magnétique) et les termes de degré impair pour la fonction G (à l'exception du terme du 1er degré, irremplaçable pour simuler la dérive du  $S_R^P$  de Z au travers de l'équa-

teur). Les courbes D de la figure 14 donnent un exemple de calcul avec 6 termes pour F ou G.

Lorsqu'on fait varier le nombre des termes, les solutions obtenues sont relativement stables. En particulier, le  $S_R^P$  de H prend des valeurs identiques au centre du profil, ceci même pour des profils de  $S_R$  de formes assez différentes ; il n'en est pas ainsi quand les termes pairs supérieurs au 2<sup>d</sup> degré sont utilisés. De même, les déformations antisymétriques disparaissent complètement du  $S_R^P$  de Z, mais des déformations symétriques de courte longueur subsistent ; elles sont évidemment induites par les termes pairs supérieurs au second degré.

La difficulté ne peut être tournée : si la fonction G doit être symétrique (termes pairs) pour que la fonction Q antisymétrique ne réagisse pas sur elle, on ne peut éviter que cette symétrie de la fonction G n'induisse alors des déformations symétriques.

### 2.2.1.3 Fonctions F et G choisies

Finalement, nous avons dû retenir le choix décrit par les équations (11) et (12) :

$$F(f_i, x_n) = f_0 + f_1 x_n + f_2 x_n^2 + f_3 x_n^3 + f_5 x_n^5 \quad (11)$$

$$G(g_j, x_n) = g_0 + g_1 x_n + g_2 x_n^2 \quad (12)$$

Il est illustré en E sur la figure 14. Dans le cas de H, les deux termes en  $x^3$  et  $x^5$  permettent d'éviter une pure parabole et de simuler des formes plus complexes du  $S_R^P$  au travers du profil. Dans le cas de Z, en rester à une pure parabole n'est certainement pas satisfaisant pour représenter la variation d'un phénomène naturel dont le gradient n'est pas régulier. Une part importante des résidus plus élevés que nous obtiendrons dans certaines analyses provient uniquement de ce fait.

Une pure parabole pour le  $S_R^P$  de Z consiste aussi en partie à revenir à la définition d du tableau VII (voir page 36). Cependant une différence essentielle existe. En ce cas, la parabole était calculée à partir de trois points seulement, dont le point d'effet nul de l'électrojet (estimé par l'abscisse de la moyenne entre les extremums du profil). Ici, la parabole résulte d'un calcul fait sur les 63 valeurs  $Z_{T,n}$  ; elle doit être telle que la somme des fonctions G et  $Q_M$  approche au mieux les  $Z_{T,n}$  et, de plus, la fonction  $Q_M$  est liée à la fonction  $P_M$ . Le calcul est donc meilleur parce qu'il est effectué à partir de la totalité des profils en H et Z, et non plus à partir des seuls extremums du profil de Z. Notons, par exemple, que la divagation du centre de l'électrojet avec notre définition d était de  $\pm 15.0$  km pour les 3 heures des 11 mois analysés au chapitre II (voir tableau V) ; elle devient  $\pm 10.2$  km seulement pour ces mêmes données lorsque l'analyse est faite avec les fonctions F, G,  $P_M$  et  $Q_M$ .

Enfin la dernière ligne (g) du tableau VIII (page 37) indique ce que deviennent les  $R_m$  relatifs aux  $S_{R,i}^E$  (partie interne du  $S_R^E$ ). L'amélioration par rapport à la définition d que nous utilisions dans le chapitre II est très nette. Les valeurs sont du même ordre de grandeur que pour la définition f (voir tableau VII) que nous avons rejetée. L'avantage de la définition que nous retenons (désignée par g dans le tableau VII) est qu'elle est beaucoup moins empirique. Alors que la définition f est obtenue en associant les seules valeurs observées sur les ailes du profil à des paramètres tels que  $\Delta Z_E$  ou  $\Delta H_E$ , qui ne décrivent que grossièrement le profil constitué par l'électrojet, tous les points du profil contribuent à la définition g du  $S_R^P$ , telle qu'elle résulte du jeu réciproque des fonctions F et G d'une part, P et Q d'autre part dans le système d'équations (9).

.../...

### 2.2.2. Les fonctions P et Q

Nous comparerons entre eux les résultats obtenus avec trois modèles de distribution de courants, chacun d'eux étant borné entre les abscisses  $-a$  et  $+a$ . Les lois  $I(x)$  choisies étant des expressions mathématiques simples, nous parlerons de modèles "mathématiques". Il s'agit :

- d'un modèle uniforme

$$I(x) = I_0 \quad (13)$$

- d'un modèle parabolique

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2) \quad (14)$$

- d'un modèle quadratique

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)^2 \quad (15)$$

Nous donnons dans l'appendice D les formules permettant de calculer les effets magnétiques créés en un point par de telles distributions de courants. Puis nous comparerons le modèle mathématique choisi avec un modèle physique, celui de RICHMOND (1973).

#### 2.2.2.1 Choix d'un modèle mathématique

La figure 15 illustre une comparaison entre les effets magnétiques, calculés aux 63 points du profil, d'un ruban quadratique d'altitude 105 km, de largeur 400 km ou 1000 km, créant un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre (croix) et les effets d'un ruban uniforme ou parabolique (courbes) dont la largeur  $2a$  et la densité  $I_0$  sont calculées par moindres carrés en linéarisant les fonctions  $P_M$  et  $Q_M$  correspondantes. Les résidus  $r$  sont également dessinés (avec la même échelle). La figure 16 montre, pour des rubans quadratiques de largeur variable (entre 200 et 1100 km) et créant un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre, la loi de correspondance entre la largeur de ceux-ci et la largeur des rubans uniforme ou parabolique qui les approchent le mieux ainsi que la valeur des résidus  $r_{126}$  en gammas pour les deux composantes H et Z aux 63 points. Les rapports entre les largeurs (uniforme/quadratique et parabo-

lique/quadratique) sont d'environ 0.65 et 0.82 et approximativement constants. La valeur des résidus  $r_{126}$  augmente avec la largeur, ce que la figure 15 montrait déjà.

On peut ainsi mieux comprendre les résultats contenus dans le tableau X. Celui-ci donne, pour les 11 mois de 1969 à 12h30 et leur moyenne, une comparaison des résidus obtenus avec les 3 modèles par l'analyse des valeurs observées elles-mêmes selon la méthode décrite aux paragraphes 2.1. Les valeurs  $r_{18}$  sont relatives aux résidus par rapport aux valeurs observées  $H_T$  et  $Z_T$  elles-mêmes au terme de la sous-étape V (fin du calcul avec les fonctions F, G, P et Q), les valeurs  $r_{126}$  sont relatives aux résidus par rapport aux valeurs calculées  $H_{E,n}$  et  $Z_{E,n}$  (ce sont les  $S_{R,e}^E$  obtenus par l'opérateur de Kertz) au terme de la sous-étape VIII. Parce que l'analyse permet de définir deux rubans avec certains modèles, et un seul avec d'autres, le nombre k de rubans est indiqué.

TABEAU X

Modèles M

mois	uniforme			parabolique			quadratique		
	k	$r_{18}$	$r_{126}$	k	$r_{18}$	$r_{126}$	k	$r_{18}$	$r_{126}$
1	1	2.99	1.71	2	2.33	0.88	2	2.25	0.85
2	1	3.04	1.50	1	2.67	1.40	1	2.61	1.40
3	1	2.97	1.86	1	2.14	1.29	1	2.30	1.28
5	1	1.34	0.87	1	1.37	0.80	2	0.36	0.26
6	1	2.06	1.10	1	2.07	1.05	2	1.81	0.84
7	1	1.26	0.90	1	1.39	0.77	2	1.24	0.55
8	1	1.71	0.99	1	1.58	0.89	2	1.52	0.76
9	1	1.61	1.03	2	1.28	0.56	2	1.28	0.52
10	1	2.98	1.77	2	1.62	0.56	2	1.66	0.54
11	1	2.08	1.07	1	2.12	1.07	2	1.86	0.66
12	1	1.43	0.77	1	1.49	0.71	1	1.53	0.71
moy.	1	1.59	0.94	1	1.57	0.91	2	1.15	0.39

Valeurs en gammas des résidus  $r_{18}$  et  $r_{126}$   
(analyse des valeurs observées à 12h30)

.../...

A ce point de vue, l'analyse avec le modèle uniforme ne permet jamais, dans ces exemples, de définir 2 rubans. Ceci est dû à ce que nous ne conservons un second ruban que lorsqu'une certaine différence (1.5 à 2.75 pour le rapport des largeurs, voir paragraphe 3 et appendice E pour la justification de ceci) existe entre eux. Or, aux grandes largeurs, le modèle uniforme (fig. 15,  $U_{1000}$ ) n'est plus capable de représenter les observations et l'analyse diverge. Nous faisons donc une nouvelle tentative d'analyse avec un seul ruban. Ce fait est moins marqué avec le modèle parabolique mais existe également (seulement 3 cas à 2 rubans dans le tableau X).

La différence, au point de vue des résidus, d'un modèle à l'autre n'est réelle que lorsqu'une différence dans le nombre de rubans existe (voir tableau X ou figure 17 qui donne le profil des résidus  $r_{126}$  pour janvier 1969 et l'année). Autrement dit, avec un seul ruban dont la demi-largeur est le plus souvent d'environ 400 km avec le modèle quadratique, les différents modèles sont presque équivalents ; les erreurs d'observations dominent sur les différences entre modèles et ne permettent pas de discriminer entre eux (voir encore sur la figure 15 les résidus  $U_{400}$  et  $P_{400}$ ). Ce n'est qu'avec des profils observés correspondant à des largeurs beaucoup plus grandes (en général, lorsque les profils correspondent aux effets de deux rubans de sens contraire et de largeur très différente) que le modèle quadratique apparaît nettement supérieur.

Finalement nous choisirons ce modèle quadratique pour la fonction  $I(x)$ . Il nous reste à comparer ce modèle mathématique à un modèle physique. Notons que la figure 16 permet au lecteur d'apprécier aisément la largeur d'un modèle uniforme (souvent utilisé dans la littérature) ou parabolique qui équivaut à celle d'un modèle quadratique.



#### 2.2.2.2. Comparaison avec un modèle physique

Le plus récent modèle physique de l'électrojet équatorial est celui de Richmond (1973). Nous reviendrons ultérieurement sur sa signification. Nous chercherons seulement ici à apprécier les différences entre les modèles mathématiques et ce modèle physique. Ceci peut être dit de deux manières :

1/ - Au point de vue de la distribution des courants, nous pouvons partir de la densité des courants, intégrée sur toute la couche d'altitudes intéressées (80 à 200 km dans ce modèle) pour diverses latitudes de part et d'autre de l'équateur, et calculer par moindres carrés la largeur  $2a$  et la densité  $I_0$  du ruban quadratique (ou parabolique) qui approxime au mieux ces valeurs. Evidemment, puisque nos fonctions  $I(x)$  sont bornées en  $-a$  et  $+a$ , le calcul par approximations n'est fait que pour des abscisses (de 25 en 25 km) inférieures aux bornes. La figure 18 donne les valeurs de la distribution de courants de Richmond (croix) et celle de la fonction  $I(x)$  résultant de l'analyse (courbes) ainsi que les résidus. La fonction quadratique est beaucoup plus proche du modèle physique (résidu moyen de 3.5) que la fonction parabolique (résidu moyen 16.3). Les demi-largeurs  $a$  et densité  $I_0$  obtenues sont respectivement de 428.6 km et 210.6 amp./km, et 378.4 km et 194.1 amp./km.

2/ - Au point de vue des effets magnétiques, nous calculons, dans le cas d'une approximation plane, les effets de la distribution de courants de Richmond pour des couches d'épaisseur 2 km et de largeur 5 km : en ce cas, lorsque nous analysons ces effets par le ruban quadratique, d'épaisseur infiniment mince à 105 km d'altitude, nous estimons en même temps les approximations introduites par l'utilisation d'une distribution  $I(x)$  infiniment mince en altitude et par l'écart entre la loi  $I(x)$  et la distribution physique. La figure 19 illustre les effets magnétiques du modèle de Richmond (croix), les effets du ruban quadratique calculé par les fonctions  $P$  et  $Q$  (courbes) et, autour

.../...

du niveau-zéro, les résidus. Les demi-largeur  $a$  et densité  $I_0$  obtenues sont égales à 432.5 km et 211.5 amp./km ; ces valeurs sont extrêmement proches des valeurs obtenues précédemment par l'analyse de la distribution de courants elle-même ; l'analyse des effets magnétiques par un ruban parabolique donnerait  $a = 356.8$  km et  $I_0 = 204.1$  amp./km. La différence avec les valeurs obtenues par l'analyse de la distribution des courants est beaucoup plus grande. Ceci provient de ce que les résidus par rapport au modèle physique de la distribution de courants sont beaucoup plus importants au centre du ruban dans le cas parabolique que dans le cas quadratique (figure 18).

Une comparaison des résidus des figures 18A et 19 appelle les remarques suivantes. Ces résidus sont tracés avec la même échelle que les courbes analysées, et apparaissent plus importants pour les courants que pour leurs effets magnétiques. Ceci provient de ce que les effets magnétiques en chaque point du profil sont une intégration des effets de toute la distribution de courants en ce point. Autrement dit, les profils magnétiques sont peu aptes à discriminer entre modèles de courants. Ceci limite donc apparemment les conclusions que l'on peut tirer d'une analyse de profils magnétiques. Par contre, ce même fait appelle la remarque suivante : toute déformation mineure des profils magnétiques observés (voir, par exemple, ces minimums secondaires sur le profil de  $H$  de la figure 14 E de part et d'autre du maximum principal) doit être le signe que la distribution de courants, en ce cas, est modifiée de manière relativement importante. L'existence de tels détails sur les profils que nous présenterons aux chapitres suivants devra donc être considérée comme particulièrement significative.

#### 2.2.2.3. Conclusion sur le choix du modèle quadratique

Le choix d'un modèle quadratique conduit, dans certains cas, à une approximation des valeurs observées avec des résidus extrêmement faibles

(figure 17). Comparé à celle d'un modèle physique récent, la distribution de courants de ce modèle quadratique n'en diffère que peu (figure 18), et l'analyse par ce même modèle soit de la distribution de courants soit des effets magnétiques du modèle physique donne des valeurs  $a$  et  $I_0$  étonnamment voisines. Enfin nous avons montré que l'approximation de la couche mince incluse dans notre analyse n'introduit qu'une erreur négligeable.

### 2.3. Compléments concernant la méthode d'analyse

Nous décrivons dans les appendices E et F divers points complémentaires. Il s'agit soit des choix ou contraintes concernant les paramètres de l'électrojet, soit de diverses estimations relatives aux erreurs systématiques ou aux erreurs d'observations. Nous n'énumérerons ici que les points essentiels, la justification étant donnée dans ces appendices.

#### 2.3.1. Choix concernant les paramètres de l'électrojet

L'altitude  $h$  est le mieux connu des paramètres de l'électrojet (mesures en fusée par exemple) et le moins variable. Des essais faits pour la déterminer à partir de nos profils magnétiques ont donné des résultats très variables (20 à 30 km de variation), provenant du lien décrit dans l'appendice D entre les coefficients  $a$ ,  $I_0$  et  $h$ . Nous l'avons fixée à 105 km, proche des altitudes moyennes observées par fusée (par exemple, DAVIS et al. 1967). Lorsque l'analyse est faite avec deux rubans, ceux-ci sont placés à la même altitude. C'est dire que d'un point de vue physique, l'analyse avec deux rubans est équivalente (puisque les champs magnétiques s'ajoutent) à celle qui serait faite avec une distribution de courants égale à la somme de  $I_{0,1}(x)$  et  $I_{0,2}(x)$ .

D'autre part, le centre  $c$  est fixé à la même abscisse (soit  $c_1=c_2$ ) pour les deux rubans.

Il résulte de ces choix concernant l'altitude et le centre que le nombre d'inconnues lors de la résolution du système d'équations (9) est égal à 11 ou 13 selon que  $k$  (nombre de rubans) est égal à 1 ou 2 (5 inconnues pour  $F$ , 3 pour  $G$ , 3 pour le 1er ruban -  $c$ ,  $a_1$ ,  $I_{0,1}$  - et 2 pour le second -  $a_2$  et  $I_{0,2}$  -).

Laisser toujours libres les coefficients du second ruban pourrait donner des résultats aberrants. Des critères ont été mis au point pour éviter ceux-ci (par exemple,  $I_2$  de signe contraire à  $I_1$ , limites pour le rapport  $a_2/a_1$  ou pour le rapport  $I_{0,2}/I_{0,1}$ ).

Enfin, en cas de divergence à partir de l'approximation de départ, (voir un exemple, fig. 20 A) il est clair que l'analyse échoue. Mais il peut aussi arriver qu'il y ait un début de convergence et que les résidus restent élevés. Lorsque les profils sont de faible amplitude et de forme complexe, il peut se faire que la valeur du résidu moyen soit faible (voir figure 20 B un tel profil - février 1969 à 14h30 - et figure 20C le profil des résidus obtenus par l'analyse) sans que le résultat soit vraiment satisfaisant. Pour en décider, nous calculons, au terme de la sous-étape V, l'écart-type (soit  $r'_{18}$ ) des différences  $\Delta$  entre le  $S_R$  et le  $S_R^P$  pour les deux composantes ; elles sont équivalentes au  $S_R^E$ . On a, par exemple, pour la composante H :

$$\Delta = H_T - F(f_i, x_s)$$

Nous comparons la quantité  $r'_{18}$  à l'écart-type (soit  $r_{18}$ ) des résidus  $r$  proprement dits, soit pour H encore :

$$r = H_T - F(f_i, x_s) - P_M(u_{1,k}, x_s).$$

Si  $r_{18}$  est petit devant  $r'_{18}$ , ceci signifie que  $P_M$  est peu différent de  $\Delta$  au long du profil et que les paramètres calculés représentent bien le  $S_R^E$ . Sinon, il faut considérer que le résultat de l'analyse est médiocre. Nous avons choisi 0.4 comme valeur maximum du rapport  $r_{18}/r'_{18}$  pour estimer que l'analyse a encore un certain sens (dans le cas de la

figure 20 B et 20 C,  $r_{18}/r'_{18} = 0.49$ ). Nous tiendrons compte, lors de la présentation des résultats, des valeurs de ce rapport qui seraient encore trop proches de 0.4.

### 2.3.2. Estimations d'erreurs

Les erreurs peuvent être systématiques, c'est-à-dire introduites par notre méthode d'analyse, ou dûes aux observations elles-mêmes.

Une première erreur systématique provient de la fixation de l'altitude  $h$  à 105 km. Nous montrons dans l'appendice F comment une erreur, de 1 à 2 %, est ainsi introduite sur la détermination de la largeur ou de la densité au centre. Fixer l'altitude suppose aussi que l'on néglige la courbure de la Terre (200 km d'erreur sur l'altitude aux extrémités de notre profil). Ceci cependant n'a qu'un effet très faible parce que ne sont intéressées que les parties du profil déjà très éloignées des sources du champ, les courants situés près de l'équateur (voir appendice F).

En calculant, aux abscisses de nos 9 stations, les valeurs des effets en H et Z d'un modèle quadratique, puis en analysant par la méthode décrite au paragraphe 2.2 les profils ainsi obtenus, nous pouvons apprécier les possibilités de notre méthode d'analyse, et aussi les erreurs systématiques introduites par l'interpolation. Les divers tableaux contenus dans l'appendice F donnent des éléments chiffrés. Nous les résumons brièvement.

La détermination du centre  $c$  reste bonne (1 à 2 km) quand le  $\Delta H_E$  n'est pas trop faible ( $> 30$  gammas) et la demi-largeur pas trop grande ( $< 500$  à 600 km), ceci même si le centre se déplace de plus de 100 km au long du profil. L'erreur peut atteindre 10 à 20 km quand le  $\Delta H_E$  devient inférieur à 20 gammas ou que, pour un ruban large, le centre se déplace de plus de 100 km. En fait, ce dernier cas ne se présentera que rarement car le plus souvent le ruban principal est de demi-largeur inférieure à 600 km.

.../...

La détermination de la demi-largeur  $a$  et de la densité  $I_0$  sont bonnes (2 à 3 % d'erreur) quand le  $\Delta H_E$  est grand, sauf aux demi-largeurs très faibles ( $< 300$  km) où l'erreur dépasse 5 %. Les erreurs peuvent dépasser 10 % quand le  $\Delta H_E$  devient inférieur à 20 gammas. Ces erreurs qui proviennent de l'interpolation sont systématiques. Nous décrivons dans l'appendice F une abaque, qui nous permet d'introduire les corrections nécessaires.

Nous pouvons encore essayer d'analyser les effets calculés de la superposition de 2 rubans. L'analyse de ces valeurs calculées échoue lorsque le rapport des largeurs s'approche de 1.5 (c'est l'une des raisons pour lesquelles nous avons fixé une limite inférieure pour ce rapport) où lorsque le rapport  $I_{0,2}/I_{0,1}$  devient supérieur à 0.5. Dans certaines conditions, l'erreur sur la détermination dépasse 20 %. Il est évident que 9 points d'observation deviennent insuffisants lorsque la forme des profils est complexe.

Quant aux erreurs d'observation elles-mêmes, celles sur la composante  $Z$  ont une influence plus grande, à valeur absolue égale, que celles sur la composante  $H$  (voir appendice F).

Enfin, nous montrons dans ce même appendice comment le quasi-lissage opéré par l'opérateur de Kertz réduit les résidus de 50 %. Le lissage porte autant d'ailleurs sur les erreurs d'observation que sur les imperfections dans la définition du  $S_R^P$ . Nous en donnerons des exemples au chapitre suivant.

### 3. Conclusion : signification physique de la séparation du $S_R$ en deux composantes.

Notre méthode consiste à tenter une séparation entre l'effet des nappes de courants planétaires ( $S_R^P$ ) et l'effet d'un "supplément" de courants ( $S_R^E$ ) circulant dans une bande de largeur limitée de part et d'autre de l'équateur magnétique, appelée communément "électrojet équatorial". Les deux phénomènes ne sont pas indépendants l'un de l'autre puisque le premier

"nourrit" ou engendre le second, mais ce dernier présente un caractère local extrêmement prononcé, qui est bien visible sur les profils magnétiques et doit permettre de le séparer du premier.

Trois hypothèses sont incluses dans notre analyse :

- 1/ le  $S_R^E$  peut être représenté par un certain modèle de distribution des courants,
- 2/ lors de la séparation entre  $S_R^E$  et  $S_R^P$ , toute interaction entre l'un et l'autre doit être évitée (pas de déformation secondaire, symétrique - ou antisymétrique - par rapport à l'équateur magnétique, sur le  $S_R^P$  de H - ou de Z -),
- 3/ le  $S_R^E$  n'a pas d'effets internes.

A propos du modèle quadratique que nous avons choisi, nous avons montré qu'il approche de très près les effets magnétiques d'un modèle physique récent (RICHMOND, 1973) et qu'il donne pour les paramètres  $I_0$  et  $a$  des valeurs identiques à celui de la distribution de courants de ce modèle. Si les résidus que nous obtenons sont faibles, ceci signifie que nous atteignons des paramètres  $I_0$  et  $a$  ayant un sens physique.

Les diverses tentatives décrites ont montré que des interactions pouvaient exister entre  $S_R^P$  et  $S_R^E$  lors de la détermination simultanée de leurs paramètres en vue d'effectuer leur séparation.

En effet, le caractère symétrique (ou antisymétrique) par rapport à l'équateur magnétique du phénomène très localisé que constitue l'électrojet peut, par suite d'un mauvais ajustement de ses paramètres, introduire des déformations symétriques (ou antisymétriques) dans le  $S_R^P$ . Celui-ci, n'étant pas lié à l'équateur magnétique, n'a aucune raison de présenter un tel caractère. Notre méthode comporte des contraintes

qui empêchent que cela ne se produise. Si les résidus que nous obtenons sont faibles, ceci signifie que les définitions que nous obtenons respectivement pour le  $S_R^E$  et le  $S_R^P$  sont correctes.

Enfin, notre méthode d'analyse serait aussi aisée à réaliser en faisant l'hypothèse d'une image électrique située à une certaine profondeur. Mais, de nouveau, si les résidus que nous obtenons, sans image, sont faibles, ceci signifie que les courants induits sont pratiquement négligeables.

En conséquence, le faible niveau des résidus que nous avons déjà indiqué (tableau X, par exemple) ou que nous illustrerons dans le chapitre suivant (figure 21 D, 22 D et 23 D) est le garant que la méthode décrite permet une séparation correcte des deux composantes du  $S_R$ , l'une correspondant à un supplément de courants circulant le long de l'équateur magnétique dans une bande limitée et ayant une distribution symétrique, l'électrojet équatorial ou le  $S_R^E$ , et l'autre correspondant au phénomène primaire qui nourrit la première et que nous appelons le  $S_R^P$ .

Des paramètres physiques ( $I_0, a$ ) directement comparables à un modèle sont obtenus pour la première. L'amplitude du  $S_R^P$  de H au long du profil donne une information numérique sur l'intensité du phénomène primaire et sa variation en latitude ; cette information peut être transformée en intensité de courants par l'approximation d'une nappe plane à courants rectilignes infinis et permet donc des comparaisons quantitatives entre les deux composantes du  $S_R$ .



# CHAPITRE IV

## Paramètres moyens de l'électrojet équatorial

Les paramètres moyens de l'électrojet équatorial seront déterminés ici pour des moyennes soit mensuelles, soit saisonnières, soit annuelles.

Les jours inclus dans ces moyennes satisfont à deux conditions :

1) l'indice  $A_m$  de la journée est inférieur ou égal à 16 (ce qui est équivalent à un indice  $A_p \leq 8$ ), 2) les neuf stations ont fonctionné. Le tableau XI indique le nombre  $N$  de jours ainsi retenus pour chaque mois, la valeur moyenne de  $A_m$  pour ces jours, et celle du flux solaire  $FS$  mesuré sur 10 cm.

TABLEAU XI

Mois	N	$A_m$	FS
1968			
Novembre	4	13.7	133.2
Décembre	4	11.7	148.6
1969			
Janvier	10	9.4	156.8
Février	4	7.7	155.8
Mai	6	10.2	145.3
Juin	9	9.8	157.7
Juillet	16	7.0	147.0
Août	9	8.3	163.1
Septembre	8	8.1	147.8
Octobre	14	9.9	161.0
Novembre	11	8.4	151.2
Décembre	9	8.3	135.6
1970			
Janvier	14	10.4	151.5
Février	8	7.6	179.2
Mars	9	7.9	143.6

Nombre de jours (N) utilisés pour  
chaque mois et indices  $A_m$  ou FS :  
moyens pour ces jours ( $\Sigma N = 135$ )

La station de Miltou ( $S_5$  :  $\lambda = 10^\circ 14'$ ,  $\varphi = 17^\circ 27'$ ) a été déplacée à Bongor ( $\lambda = 10^\circ 17'$ ,  $\varphi = 15^\circ 23'$ ) le 4 septembre 1969. Celle de Koutongoro ( $S_6$  :  $\lambda = 8^\circ 36'$  et  $\varphi = 18^\circ 37'$  a été déplacée à Pastor ( $\lambda = 9^\circ 12'$  et  $\varphi = 18^\circ 37'$ ) le 28 février 1970.

.../...

On notera que les mois de mars et avril 1969 sont exclus (une station, Bouca, a alors mal fonctionné, et aucun jour calme n'est utilisable).

Les moyennes saisonnières (solstice de Décembre : D, équinoxes : E, solstice de Juin : J) sont dérivées de la moyenne des valeurs mensuelles ; elles comprennent respectivement 8, 4 et 3 mois. La moyenne annuelle (Y) est elle-même obtenue par la moyenne entre les 3 saisons.

Les valeurs horaires moyennes  $H_T$  et  $Z_T$  pour ces divers groupements de jours sont analysées de 6h30 à 17h30 par la méthode décrite au chapitre précédent.

Nous commencerons par illustrer les résultats de cette analyse à l'aide de quelques profils. Puis nous présenterons les variations temporelles des divers paramètres de l'électrojet. Enfin nous discuterons les causes de leurs variations ; en ce cas, nous ferons souvent référence au modèle de RICHMOND (1973).

### 1. Exemples de profil en latitude

Les figures 21 à 23 (A,B,C,D) illustrent les résultats de l'analyse des moyennes de l'année, et des mois de juillet 1969 et janvier 1970 : A) profils du  $S_R$  et du  $S_R^P$  au terme de la sous-étape V (les croix représentent les valeurs observées elles-mêmes) des composantes H et Z et profil de la composante D; B) profils des résidus  $r$  au terme de cette même sous-étape pour les composantes H et Z (les croix représentent les résidus par rapport aux valeurs observées elles-mêmes); C) profils des  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  résultant de l'analyse par l'opérateur de Kertz; D) profils des résidus au terme de la sous-étape VIII (échelle 5 fois plus grande en ce cas). En B, C et D, le trait en tirets indique le zéro des deux composantes, en A, la partie inférieure de l'échelle verticale repère le zéro des composantes Z et D et, pour la composante H, une valeur variable (en gammas) telle qu'elle est indiquée. Enfin la valeur écrite sous chaque heure représente la valeur du rapport  $r_{18}/r'_{18}$ . Rappelons

qu'une valeur égale ou supérieure à 0.4 est considérée comme un échec de l'analyse et, en ce cas, les profils correspondants ne sont pas dessinés en B, C ou D ; des astérisques remplacent la valeur du rapport.

### 1.1. Les profils A : $S_R$ et $S_R^P$

La comparaison des figures 21A, 22A et 23A est déjà significative. La variation journalière des profils annuels du  $S_R$  des composantes H et Z en 21A représente un comportement moyen. En juillet (22A) on observe un renversement complet des profils de H et Z pendant les deux premières heures ; il est à peine perceptible en janvier (23A). Par contre, en ce même mois, l'électrojet a presque déjà disparu dès 13h30, où une forme de transition complexe prend place, tandis qu'en juillet, il a encore une amplitude significative à 15h30. Ces traits divers apparaîtront de manière beaucoup plus marquée lorsque nous étudierons systématiquement les variations temporelles des paramètres de l'électrojet. Cependant, à ce stade, l'intérêt des profils A est de permettre de juger dans quelle mesure la définition des deux composantes du  $S_R$  (le  $S_R^P$  et le  $S_R^E$ ) est satisfaisante ou non.

A ce point de vue, le manque de flexibilité de la fonction G (parabole) pour le  $S_R^P$  de Z est évidente dans certains cas (par exemple, aile Nord des profils de 10h30 ou 11h30 en 21A). De même, il aurait semblé préférable en certains cas que le  $S_R^P$  de H passe plus franchement à travers les ailes du  $S_R$  de H (voir, par exemple, de 12h30 à 15h30 en 22A) ; ce sont des profils pour lesquels l'analyse définit deux rubans, dont le second est faible, et le profil du  $S_R^E$  ( $= S_R - S_R^P$ ) a une forme du type de celle illustrée sur la figure 12C, bien que moins prononcée (voir encore la forme des  $S_{R,e}^E$  à ces heures en 21C). Ces défauts, nous le montrerons, sont d'ailleurs presque entièrement transférés sur les résidus des profils B.

Les profils de la composante D sont tracés à l'aide d'une fonction spline d'interpolation (voir appendice B) passant par les valeurs observées aux 9 stations  $S_i$ , et non, comme le sont les profils de H et de Z, par une fonction spline de lissage passant à travers les valeurs observées aux 9 stations  $S_i$  et des valeurs interpolées en 4 stations fictives  $F_i$  (voir appendice C, sous-étape II et IV). Cette différence de méthode provient de ce que, tandis qu'une variation rapide en latitude au long du profil existe sur les composantes H et Z et nécessite d'empêcher des oscillations de la fonction spline, aucune variation rapide en latitude n'apparaît sur la composante D. C'est là en effet la conclusion qui ressort avec évidence de la comparaison des profils de D et de ceux de H et Z : l'électrojet n'a apparemment aucune action sur la composante D, ceci même dans la matinée et l'après-midi. Plus exactement, le principal caractère morphologique qui apparaît sur ces profils de D est une variation entre  $S_3$  et  $S_7$  au centre du profil, qui est la plus prononcée aux heures où la variation  $S_R$  de H dans le temps est elle-même la plus rapide. Considérons, par exemple, les profils de 8h30 sur la courbe annuelle ou celle de juillet 1969, et de 14h30 sur la courbe de juillet 1969. Si l'on traçait des droites joignant les valeurs observées en  $S_1$  et  $S_2$  d'une part,  $S_8$  et  $S_9$  d'autre part, on aurait l'apparence de deux droites presque parallèles dont la seconde serait en dessous de la première à 8h30 et en dessus à 14h30. D'une heure à l'autre, le sens de la variation dans le temps du  $S_R^P$  de H est inversé. Ceci évoque par conséquent la propriété selon laquelle la composante verticale du rotationnel du champ  $S_R$  doit être nulle, soit

$$\frac{\partial H}{\partial \varphi} - \frac{\partial D}{\partial \theta} = 0$$

où  $\varphi$  et  $\theta$  sont la longitude et la latitude (la variation de la longitude étant considérée comme équivalente à la variation dans le temps si l'on suppose que les sources du champ  $S_R$  ne varient pas elles-mêmes dans le temps).

.../...

Nous montrons dans l'appendice G que cette propriété est bien vérifiée à très peu de chose près par nos observations. Ce résultat, accessoire par rapport au sujet de notre étude, a tout au moins l'intérêt de révéler une excellente cohérence entre les valeurs observées sur les diverses composantes. De plus, ainsi que nous l'indiquons dans cet appendice, on peut atteindre par cette même voie une information sur la variation, en temps universel, de l'intensité des systèmes de courants et de l'électrojet ou du contre-électrojet.

Nous discutons dans l'appendice H l'anomalie qui existe à la station  $S_4$  (une valeur du  $S_R$  de D systématiquement supérieure d'environ 3 gammas par rapport aux stations avoisinantes) et qui tend à masquer parfois la variation sur D entre  $S_3$  et  $S_7$ . Du point de vue de l'électrojet lui-même, nous pouvons noter que, d'après ces profils du  $S_R$  de D, l'électrojet est en moyenne sous l'influence du système de courants de l'hémisphère Nord ( $S_R$  de D vers l'Est le matin et vers l'Ouest l'après-midi). Dans le cas de l'année (fig. 21A), le  $S_R$  de D qui est positif le matin (c'est-à-dire Est) et négatif l'après-midi (c'est-à-dire Ouest) à la station  $S_1$  (Tamanrasset) présente encore ce caractère au centre du profil. Un tel caractère est beaucoup plus accentué en juillet 1963 (fig. 22A). Par contre, en janvier 1970 (fig. 23A), le centre du profil ne présente pas nettement le type de variation journalière existant à la station  $S_9$  (Binza), variation qui est faiblement négative le matin et nettement positive l'après-midi.

Enfin, et ceci est important, aux heures où les profils de H et Z sont renversés (contre-électrojet), les profils de D ne présentent aucun caractère qui les distingue de ceux des autres heures. Ceci exclut l'hypothèse que le contre-électrojet est un phénomène relativement limité en longitude (formé, par exemple, d'un petit vortex de courants).

## 1.2 les profils B : résidus après la définition du $S_R^P$

Les profils B représentent les différences :  $S_R - F$  (ou  $G$ ) +  $P_M$  (ou  $Q_M$ ) . Deux sources d'erreurs contribuent donc aux résidus : d'une part les erreurs d'observations elles-mêmes (ou les défauts d'interpolation), d'autre

part l'insuffisance des fonctions  $F$ ,  $G$ ,  $P_M$  et  $Q_M$  à représenter le phénomène observé. Or, l'examen des profils B pour les cas mentionnés ci-dessus montre nettement que les résidus proviennent d'une insuffisance des fonctions  $F$  et  $G$  plutôt que d'une insuffisance des fonctions  $P_M$  ou  $Q_M$  : ainsi les résidus sur les ailes Nord des profils de Z à 10h30 ou 11h30 de la figure 21B sont évidemment causés par le non parallélisme du  $S_R$  et du  $S_R^P$  sur les profils équivalents de la figure 21A. De même, les variations sur les ailes Nord et Sud des profils de H de 12h30 à 15h30 de la figure 22B ressemblent aux différences entre  $S_R$  et  $S_R^P$  (figure 22A) sur ces ailes. Quoiqu'il en soit de ces défauts que nous n'avons pu éliminer, les profils B dans leur ensemble montrent comment notre analyse réussit à représenter relativement bien le  $S_R$  par la somme de fonctions simulant le  $S_R^P$  et le  $S_R^E$ .

### 1.3. Les profils C : $S_{R,e}^E$ et $S_{R,i}^E$

Les profils C qui représentent les  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  résultant de l'analyse par l'opérateur de Kertz, de la différence  $S_R - S_R^P$  (profils A) ont d'abord l'intérêt de montrer l'effet du quasi-lissage dont nous avons parlé (voir chap. III, p.63). Ainsi, en 21C, les profils des  $S_{R,i}^E$  de Z à 10h30 ou 11h30 sont la transcription presque exacte des profils des résidus observés en 21B, avec une réduction qui est d'environ un facteur 2, tandis qu'une variation de sens inverse apparaît sur les  $S_{R,i}^E$  de H. Ceci correspond à ce que nous avons décrit en commentant la figure 4 : toute erreur sur une composante est, après analyse par l'opérateur de Kertz, diminuée sur celle-ci et transmise en partie sur l'autre. Il en est de même en 22C sur les profils de H de 12h30 à 15h30 (comparer à 22B et 22A). Par contre, dans les cas où la définition du  $S_R^P$  semble relativement bonne (ainsi en 21A de 12h30 à 14h30), la comparaison des profils correspondants en 21B et 21C montre comment les résidus se sont presque entièrement résorbés d'une composante à l'autre, puisque les  $S_{R,i}^E$  sont pratiquement nuls tout au long des profils.

Un autre commentaire doit être fait à propos de ces profils C, et spécialement de ceux de la figure 21. Pour ces derniers (moyenne annuelle où les erreurs d'observation sont les plus minimisées), l'absence totale d'effets internes est remarquable, ceci non seulement en milieu de journée mais aussi bien dans la matinée et l'après-midi : deux questions se posent. D'une part, ce résultat provient-il de la méthode d'analyse elle-même ? En effet, les fonctions P et Q correspondent aux effets d'un pur ruban externe. La différence  $S_R - S_R^P$ , qui résulte principalement (aux résidus près) de ces fonctions P et Q et que nous analysons par l'opérateur, ne peut donc contenir d'effets internes, et les  $S_{R,i}^E$  obtenus sont nécessairement nuls. Nous décrivons dans l'appendice J une dernière contre épreuve relative à l'existence des effets internes. Analysant des profils calculés ou bien avec deux rubans externes et leurs images à diverses profondeurs, ou bien avec un seul ruban externe et son image à diverses profondeurs, ou bien avec deux rubans externes pour diverses valeurs du rapport  $I_{0,2}/I_{0,1}$ , nous comparons les résidus obtenus à ceux de certains des profils annuels. Le résultat est assez probant. Si des effets internes existent, ils correspondraient à une image située à environ 1800 km, une profondeur où ses effets au sol deviennent d'une amplitude telle que les erreurs d'observation ou d'interpolation (nombre trop petit de stations) dominant. L'autre question est appelée par le fait de la persistance de l'absence de tout effet interne dans la matinée ou l'après-midi. La tentative d'explication que nous donnions à la fin du chapitre II (champ inducteur de l'électrojet ayant un gradient faible dans la direction de la rotation de la Terre) semble en effet moins valable dans la matinée et l'après-midi où les courants ne sont plus parallèles à l'équateur. Comment aucun effet interne n'apparaît-il ? Nous croyons que la réponse à cette question est la suivante. Ce que nous analysons par nos profils  $S_R^E = S_R - S_R^P$  est uniquement l'anomalie "électrojet", causée par un mécanisme physique qui n'intéresse que la composante Ouest-Est des courants. En parlant d'une manière imagée, nous ne voyons pas

dans notre analyse la courbure des lignes de courants qui nécessairement induit des effets internes, mais nous voyons seulement la composante Ouest-Est des courants ; comme le gradient en longitude de ces courants reste faible, les effets internes qu'ils peuvent causer restent négligeables.

#### 1.4 Les profils D : résidus au terme de l'analyse

Les profils D (résidus finaux de notre analyse), construits avec une échelle cinq fois plus grande, parlent par eux-mêmes. Nous verrons ultérieurement que certains d'entre eux sont systématiquement plus grands quand l'analyse n'a pas réussi à définir deux rubans de sens contraires. Un bon nombre d'entre eux ressemblent en forme aux profils B, avec une amplitude plus faible. Un examen attentif ne permet pas d'apercevoir une variation systématique sur l'une ou l'autre composante. Ces résidus proviennent sans doute, pour la plus grande part, des insuffisances de la définition du  $S_R^P$  lui-même, plutôt que d'une insuffisance du modèle quadratique par lequel le  $S_R^E$  est représenté : une analyse de ce phénomène local est nécessairement plus aisée à réaliser à partir d'observations provenant d'un profil limité que l'analyse du phénomène planétaire que constitue le  $S_R^P$ .

#### 2. Variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet

La figure 24 (A,B,C) est une tentative pour résumer l'essentiel des variations temporelles des paramètres moyens de l'électrojet. Dans chaque cas (année, saisons, mois), la variation journalière de 6h30 à 17h30 d'un certain paramètre est illustrée. Les heures pour lesquelles l'analyse a échoué ne sont pas représentées si elles sont en début ou en fin de journée ; si elles s'insèrent entre des heures où l'analyse a réussi, un trait en tirets joint les heures qui entourent la (ou les) valeur manquante. Les croix indiquent qu'un seul ruban a été défini par l'analyse, les carrés, que deux rubans de sens contraire ont été définis. En B et C, lorsque le paramètre est différent pour les deux

.../...



rubans, l'extrémité de la flèche représente la valeur de celui-ci pour le second ruban.

## 2.1 Description des quantités dessinées sur la figure 24

La figure 24A concerne la précision de l'analyse, la figure 24B, les paramètres eux-mêmes ( $c$ ,  $a$ ,  $I_0$ ), la figure 24C, des quantités plus élaborées.

A/  $R$  est le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  (cf. chapitre II - 2.4.4) par lequel nous décidons que l'analyse a réussi ( $R < 0.4$ ) ;  $i/e$  est le rapport des quantités  $\sqrt{(\sum y_{i,n}^2)/N}$  et  $\sqrt{(\sum y_{e,n}^2)/N}$  où  $y_{i,n}$  et  $y_{e,n}$  sont les amplitudes des  $S_{R,i}^E$  et  $S_{R,e}^E$  aux 63 points du profil pour les deux composantes H et Z ( $N = 126$ ) ;  $r_{126}$  représente le résidu moyen, en gammas, au terme de l'analyse. Les origines des ordonnées sont à la valeur zéro ; une division vaut 0.1 pour les rapports, 0.5 gamma pour les résidus.

B/  $c$ ,  $a$  et  $I_0$  correspondent aux 3 paramètres résultant de l'analyse ;  $a^C$  et  $I_0^C$  correspondent aux valeurs  $a$  et  $I_0$  corrigées à l'aide de l'abaque (appendice F, figure F IV). L'ordonnée zéro du centre est choisie arbitrairement à 27 km au Nord du parallèle  $10^\circ N$  (c'est-à-dire, la valeur observée à 11h30 pour l'année) ; l'ordonnée zéro des demi-largeurs  $a$  est 400 km pour le ruban principal, 800 km pour le ruban secondaire ; l'ordonnée zéro des intensités correspond à une intensité nulle. Une division vaut 25 km pour le centre  $c$ , 100 km pour la largeur du ruban principal (200 km pour celle du ruban secondaire), 100 amp/km pour la densité  $I_{0,k}$ .

Les points entourés de deux cercles signifient que la valeur de  $R$  pour cette heure est supérieure à 0.3, ceux entourés d'un cercle, qu'elle est supérieure à 0.2. Ces symboles permettent de repérer des valeurs pour lesquelles l'analyse est moins précise (voir figure 24A). Dans la figure 24C, ils ne sont indiqués que pour le premier paramètre illustré.

C/  $q^E$  est un premier paramètre cherchant à représenter la quantité

de courants correspondant au  $S_R^E$  : nous l'obtenons en intégrant la fonction  $I(x)$  du modèle quadratique sur la largeur  $2a_1$  du ruban principal, l'extrémité de la flèche indiquant la quantité de courants obtenue en intégrant sur la largeur  $2a_2$  du second ruban. Les courbes dessinées sous le symbole  $q(a_1)$  sont un essai de comparaison entre la quantité de courants correspondant aux nappes planétaires dans la région de l'électrojet (courbe inférieure) et la quantité totale de courants dans cette même région (courbe supérieure). Le domaine d'intégration choisi est la largeur  $2a_1$  du ruban principal. Pour les nappes planétaires, nous calculons la densité de courants en chaque point du profil par la relation  $I(x) = \Delta H(x)/0.2\pi$  ( $\Delta H$  étant exprimé en gammas et  $I$  en ampères/km) où  $\Delta H(x)$  est la partie "externe" de l'amplitude du  $S_R^P$  de  $H$  au point  $x$ , puis nous intégrons sur la largeur  $2a_1$ . La quantité résultante  $q^P(a_1)$  est donc une estimation de la quantité de courants circulant dans la couche  $E$  et engendrant le  $S_R^P$ . Notons que la relation utilisée pour calculer  $I(x)$  revient à faire en chaque point du profil l'approximation d'une nappe infinie de densité uniforme. D'autre part, nous avons choisi la valeur 2.6 comme rapport externe/interne (PRICE et WILKINS, 1963). La courbe supérieure correspond à la somme de  $q^P(a_1)$  et d'une quantité cherchant à représenter sur la même largeur  $2a_1$  ce qui provient de l'électrojet ; pour ce faire, nous intégrons sur la largeur  $2a_1$  l'effet du ruban principal et du ruban secondaire, s'il existe. Cette quantité  $q^E(a_1)$ , dans le cas de 2 rubans, n'est donc pas égale à la somme algébrique des  $q^E$  illustrées à gauche de la figure 24C, puisque le  $q^E$  du second ruban correspond à la quantité de courants intégrée sur la largeur  $2a_2$ . Ce choix, apparemment arbitraire, provient de ce qu'une intégration pour  $q^P$  sur toute la largeur du second ruban, souvent double de la largeur du premier, n'aurait pas eu grand sens. Le paramètre illustré par la courbe supérieure représente grossièrement, en cas de 2 rubans, la quantité réelle de courants qui circulent dans la largeur  $2a_1$  si l'on considère que la décomposition en 2 rubans est une pure fiction de l'analyse (nous reviendrons sur ce point). Il permet aussi une compa-

.../...

raison avec le paramètre  $H_C$ , apparemment plus simple, mais dont nous aurons l'occasion de redire qu'il peut être très trompeur (voir par exemple si, à 13h30 sur la figure 23A, la définition que nous en donnons représente le phénomène observé). La courbe inférieure  $H_C$  représente l'amplitude du  $S_R^P$  de H au point d'abscisse c du profil, et la courbe supérieure le  $S_R$  de H (soit  $S_R^P + S_R^E$ ). Ces deux paramètres ( $q(a_1)$  et  $H_C$ ) sont proches l'un de l'autre, mais le premier saisit peut-être mieux la réalité dans le cas de profils un peu complexes. De plus il correspond à des valeurs intégrées tandis que le second correspond à des valeurs ponctuelles.

Enfin les paramètres  $r_q$  et  $r_H$  ont à peu près la même signification : l'un et l'autre sont les rapports, pour la quantité concernée ( $q(a_1)$  ou  $H_C$ ), de la part attribuée à l'électrojet et de la part attribuée aux nappes planétaires. Evidemment, et ceci est un problème que nous examinerons, les valeurs négatives de ces rapports n'ont pas été dessinées (ce n'est pas un courant - ou un champ - "planétaire" positif qui peut donner naissance à un courant - ou à un champ - "électrojet" négatif). De même, en cas de valeurs très faibles des quantités planétaires, le rapport pouvait devenir assez grand : en ce cas, il a été ramené arbitrairement à la valeur 5 (ceci ne se produit qu'en août 1969, à 17h30).

Les ordonnées à l'origine correspondent à la valeur zéro pour tous les paramètres de la figure 24C. Une division vaut 25000 ampères pour q, 50 gammas pour H, 1.0 pour r.

Avant d'étudier plus particulièrement tel ou tel des paramètres illustrés sur la figure 24, quelques remarques générales doivent être faites à propos des caractères généraux qui y apparaissent. C'est en effet la première fois que le phénomène "électrojet" est défini avec une précision suffisante pour que sa variation au cours de la journée ou d'un mois à l'autre puisse faire l'objet d'une présentation d'ensemble.

## 2.2 La précision de l'analyse

La comparaison des variations journalières des paramètres  $R$  et  $r_{126}$  sur la figure 24A est significative : l'analyse est, en valeur relative, beaucoup plus précise en milieu de journée ( $R$  plus faible), ceci bien que les résidus  $r_{126}$  soient souvent plus grands. Ceci montre bien que l'information donnée par les résidus  $r_{126}$  est insuffisante en elle-même. On notera cependant que leur amplitude reste inférieure à 1 gamma, même en milieu de journée. Pour les valeurs annuelles, elle reste inférieure à 0.5 gamma. Ceci doit être jugé par rapport, par exemple, à l'amplitude totale de la variation observée sur les profils de  $Z$ , qui est de l'ordre de 70 gammas pour l'année en milieu de journée.

Selon le paramètre  $R$ , l'analyse est en général plus précise à 6h30 qu'à 17h30. Or, selon la figure 24B ( $I_0$ ), on a toujours un contre-électrojet à 6h30 ( $I_0 < 0$ ) quand l'analyse n'a pas échoué (16 cas sur 19) ; celui-ci est donc mieux défini, malgré sa petite amplitude, que l'électrojet de fin d'après-midi. De plus, l'analyse apparaît souvent moins précise à 7h30, quand elle a réussi, qu'à 6h30 ; ceci se produit aussi parfois à 8h30. La cause en est l'existence de profils de forme plus ou moins complexe, correspondant à la transition entre un pur contre-électrojet et un pur électrojet. En ces cas, ou bien l'analyse échoue (12 cas sur 16), ou bien son résultat est moins bon (décembre 1968, février 1969, mars 1970).

A maints égards, ces formes de transition sont souvent la raison des valeurs plus élevées du rapport  $R$  dans l'après-midi ou d'échecs de l'analyse. Les mois de janvier et février 1969, de janvier 1970 sont caractéristiques à ce dernier point de vue. En certains jours individuels de ces mois, des événements "contre-électrojet" particulièrement intenses sont observés. Il en résulte que, lors de l'analyse des valeurs mensuelles, celle-ci échoue systématiquement (voir l'absence de points dès 13h30 en janvier 1970 sur la figure 24A, et la forme des profils qui n'ont pu être analysés sur la figure 23A).

Le rapport  $i/e$  mesure la faible amplitude relative ou l'inexistence des courants induits. On peut à cet égard comparer la figure 21C et la courbe  $i/e$  pour l'année. Il est clair d'autre part que l'ensemble des courbes  $i/e$  ressemble de très près aux courbes R. Ceci confirme ce que nous avons dit en comparant les parties B et C des figures 21 à 23 ; les effets internes  $S_{R,i}^E$  obtenus par l'opérateur de Kertz sont systématiquement liés aux résidus de l'étape précédente de l'analyse, tels qu'ils sont obtenus au terme de la sous-étape V. En milieu de journée, le rapport  $i/e$  est parfois proche de la valeur 0.1 (par exemple, février 1970) ; nous avons vérifié que, même en ce cas, le profil des  $S_{R,i}^E$  ne ressemble aucunement à des effets internes possibles.

Enfin, la variation des  $r_{126}$  présente parfois d'une heure à l'autre une diminution brusque ; le plus souvent, on passe alors d'une heure où un seul ruban a été détecté (croix) par l'analyse à une heure où deux rubans ont été détectés (carrés). Ceci montre tout au moins que l'analyse avec 2 rubans est significative en tant qu'elle permet de réduire notablement les résidus. Il est évident d'ailleurs que, à l'heure où le second ruban n'a pu être détecté, celui-ci pouvait en fait exister mais a été éliminé par l'un des critères définis au chapitre II.2.4 (par exemple le critère b) ; le résidu observé est donc plus grand.

### 2.3. Les paramètres $c$ , $a$ et $I_0$

Sur la figure 24B, la courbe annuelle du centre  $c$  met en évidence ce qui semblerait être une variation systématique de sa position au cours de la journée, tandis que les 3 courbes saisonnnières feraient apparaître un déplacement systématique d'environ 10 km en milieu de journée. On notera que le déplacement observé le matin, vers le Nord (d'environ 25 à 50 km) est un caractère systématique chaque fois que la valeur de  $I_0$  est négative ; les trois exceptions sont en mai 1969 à 6h30 et 7h30 et en juin 1969 à 7h30. Dans l'après-midi, le déplacement vers le Sud, qui est assez net pour les courbes annuelles ou saisonnières, est

beaucoup moins régulier pour les courbes mensuelles. Nous chercherons à étudier systématiquement les variations de position du centre afin de voir s'il est possible d'en rendre compte ou si elles doivent être imputées aux imperfections de l'analyse.

A propos des deux autres paramètres  $a$  et  $I_0$ , on peut noter d'abord que la différence entre  $I_0$  et  $I_0^C$  est peu perceptible, tandis que celle entre  $a$  et  $a^C$  est nette, en particulier sur les valeurs annuelles et saisonnières : la variation de la demi-largeur du ruban principal en début de journée est à peu près entièrement éliminée et la valeur de  $a_1$  serait assez stable autour de 400 km (même pour le contre-électrojet du matin). Si l'on donne un poids moins grand aux valeurs entourées de cercles ( $R \gtrsim 0.2$  ou  $0.3$ ), ceci serait encore vrai pour les courbes mensuelles. Sur les courbes  $a^C$ , très peu de valeurs sont inférieures à 300 km ou supérieures à 500 km. Nous chercherons à comparer ces largeurs observées au modèle de RICHMOND.

Vu les conventions prises pour l'origine (800 km au lieu de 400 km) et l'échelle double, les demi-largeurs  $a_2$  du ruban secondaire dont la densité au centre est de signe contraire (voir les flèches du paramètre  $I_0$ ), sont en moyenne le double de  $a_1$  ; elles sont tantôt systématiquement plus de 2 fois plus grandes (par exemple septembre ou octobre 1969), tantôt plus de 2 fois plus petites (par exemple juin, juillet et août 1969). Les mois du solstice de décembre sont plus instables à ce point de vue : ceci peut correspondre à une variabilité jour-à-jour plus prononcée des événements contre-électrojet. La détermination des largeurs du second ruban est certainement moins précise que celle des largeurs du premier. La comparaison de divers mois, par la relative stabilité des valeurs d'un mois à l'autre ou d'une heure à l'autre, incite cependant à accorder une relative confiance à ces données.

Les densités  $I_0$  ont une variation journalière qui, naturellement, est maximum en milieu de journée. Le fait important, ici, est évidemment la perma-

nence d'une densité négative à 6h30, chaque fois que l'analyse a réussi ; en tous les mois d'été et au mois de mars 1970,  $I_0$  est encore négatif à 7h30. Quantitativement, ce résultat est absolument sûr. On notera cependant qu'il est sans doute une caractéristique de ces longitudes (GOUIN et MAYAUD, 1967, par exemple, ont montré que le contre-électrojet était beaucoup plus intense sur les longitudes africaines). Sur les courbes saisonnières, une différence de phase très nette apparaît : le maximum est vers 11h au solstice de décembre, entre 10 et 12h30 à l'équinoxe, à 12h30 au solstice de juin. Enfin, à première vue, le contre-électrojet serait plus régulièrement présent dans l'après-midi durant les mois du solstice de juin. Ceci rejoint une observation de SCHIELDGE (1974), mais doit être corrigé par les échecs de l'analyse en janvier et février 1969, en janvier 1970, qui sont le signe d'événements contre-électrojet particulièrement intenses pendant certains jours de ces mois.

#### 2.4 Les quantités intégrées de courants et les effets en H au centre, comparaison au $S_R^P$ .

La figure 24C illustre la variation temporelle des quantités élaborées que nous avons décrites. Le principal intérêt du  $q^E$  est de donner une estimation plus précise des importances relatives des 2 rubans (si on considère que ceux-ci forment deux entités physiques distinctes) que les densités  $I_0$ . Certains détails sont suspects. Ainsi en mars 1970,  $q^E$  est plus grand en valeur absolue à 7h30 qu'à 6h30, tandis que  $I_0$  était le même à ces 2 heures ; cette différence est causée par la demi-largeur  $a_1$ , apparemment aberrante (voir 24B, la valeur de  $a_1$  à 7h30 en mars 1970). D'autres détails sont peut-être plus significatifs. Ainsi les courbes  $q^E$  sont souvent moins régulières que celles de  $I_0$  : à l'équinoxe, un petit minimum secondaire existe juste avant l'apparition d'un second ruban, il en est de même en septembre 1969 et mars 1970, et, à un moindre titre, sur la courbe du solstice de décembre et en janvier et février 1970. Un minimum

secondaire identique existe aux mêmes heures sur le paramètre  $a_1$ . Or nous avons noté (appendice F, paragraphe 2.3) que lorsque l'analyse ne réussit pas à définir un second ruban bien que celui-ci existe mais est d'intensité faible, la largeur et la densité sont sous-évaluées : ceci apparaît le mieux sur la quantité  $q^E$  où les effets sont multipliés, apparaît encore sur la largeur  $a_1$  dont la variation journalière est relativement faible, mais est difficile à percevoir pour  $I_0$  dont la variation journalière est importante. En conséquence, des petits détails de la variation journalière de la largeur  $2a_1$  (tels que celui existant à 12h30 sur la courbe d'équinoxe) doivent être attribuées à une imperfection de l'analyse : ils ne sont pas réels.

Un caractère commun aux paramètres  $q(a_1)$  et  $H_c$ , et certainement le plus remarquable, est le fait que les courbes inférieures (correspondant au  $S_R^P$ ) croisent les courbes supérieures (correspondant au  $S_R$ ), sans que la courbe inférieure change de signe. Ceci signifie que le  $S_R^E$  devient de signe contraire au  $S_R^P$  et ne se produit pour les valeurs mensuelles, saisonnières et annuelles que dans la matinée. Nous retrouverons un tel fait, dans l'après-midi, lorsque nous étudierons des jours individuels.

Une telle conclusion, qui est certaine du point de vue des valeurs observées et de l'analyse (c'est-à-dire à l'intérieur des limites d'erreur), est extrêmement importante. En effet, on ne peut concevoir que le mécanisme "électrojet" inverse le sens du courant planétaire qui le nourrit. Une explication qui vient à l'esprit serait : 1/ que le  $S_R^P$  serait, en ce cas, formé lui-même de deux composantes, la composante normale dirigée vers l'Est et une autre composante, plus faible, dirigée vers l'Ouest, 2/ que la seconde composante serait plus amplifiée que la première et induirait finalement un  $S_R^E$  total qui serait négatif.

Les variations des paramètres  $q(a_1)$  et  $H_c$  sont par ailleurs assez proches les unes des autres pour que les variations des rapports  $r (S_R^E/S_R^P)$



soient très semblables, du moins en forme. Leur niveau moyen est systématiquement plus élevé avec  $r_H$  qu'avec  $r_q$  : ceci est normal puisque  $H_c$  est une mesure ponctuelle au centre, tandis que  $q(a_1)$  est une mesure intégrée, sur la largeur  $2a_1$ , d'une densité de courants qui décroît de part et d'autre du centre. Une variation brusque du rapport est souvent observée lors du passage d'un à deux rubans ; de nouveau ce trait serait sans doute atténué si l'analyse avait réussi à détecter un second ruban faible à l'heure précédente.

L'absence de rapports en début de matinée ne permet aucune comparaison avec la fin de l'après-midi. Mais il semble que, à ces dernières heures, le rapport soit systématiquement plus élevé qu'en milieu de journée : on aurait pu, a priori, imaginer le contraire (à savoir que l'électrojet se diluait). D'un mois à l'autre, en milieu de journée (où les erreurs possibles sont certainement faibles), la valeur du rapport varie beaucoup. Il oscille en moyenne autour de 1 (c'est-à-dire  $S_R^P = S_R^E$ ) et semblerait plus élevé au solstice de décembre qu'au solstice de juin.

### 3. La position du centre de l'électrojet

Dans cette discussion sur la position du centre de l'électrojet, un fait doit toujours rester présent à l'esprit : nous analysons avec un modèle symétrique (loi polynomiale  $I(x)$ ) un phénomène naturel qui peut ne pas toujours être tel pour les raisons multiples que nous indiquerons ci-dessous. Les variations de position du centre, telles qu'elles résultent de notre analyse, ne signifient donc pas nécessairement que le centre réel du phénomène se soit déplacé mais elles peuvent correspondre seulement à une dissymétrie, d'ailleurs variable en importance, du phénomène lui-même. C'est pourquoi nous parlerons du centre "apparent" de l'électrojet.

#### 3.1 Première comparaison avec la position de l'équateur magnétique

Selon le mécanisme physique qui engendre l'électrojet, son centre

devrait être situé à l'équateur magnétique, défini par le zéro de la composante verticale à l'altitude du phénomène. Nous utiliserons comme modèle du champ magnétique principal les coefficients POGO (8/69). Selon ce modèle, l'équateur descend vers le Sud de 1.4 km pour une variation d'altitude de +10 km à l'altitude de la couche E. Nous prendrons comme référence les valeurs données par le modèle à 105 km, pour l'époque 1969.5 ; selon le tableau XI, les mois des solstices de juin et décembre pour lesquels nous avons des observations sont situés symétriquement par rapport à cette époque, tandis que les mois d'équinoxe sont tous postérieurs. Un effet de variation séculaire s'il existe, n'interviendrait donc que pour les valeurs mensuelles, pour celles d'équinoxe et celles de l'année.

Sur la figure 25A, nous avons représenté la variation en longitude de la position de l'équateur magnétique ; les longitudes Est croissent vers la gauche de la figure (cette orientation anormale a pour but une comparaison plus aisée avec la variation journalière de la position du centre) et les ordonnées sont en km à partir du parallèle 10°N. Une première idée vient immédiatement à l'esprit : le déplacement, très rapide vers le Sud, de l'équateur à l'Ouest du méridien de nos observations, n'est-il pas la cause du déplacement vers le Sud du centre apparent de l'électrojet dans l'après-midi (voir la courbe annuelle de la figure 24B) ? Nous reviendrons sur ce fait. Mais une autre difficulté existe : nos stations sont situées, approximativement, sur le méridien 17°E (voir tableau I). La position de l'équateur serait respectivement à 41.7 et 21.5 km sur les méridiens 15°E et 20°E. Ce taux de variation dépasse déjà les écarts saisonniers de la position du centre apparent en milieu de journée. Le tableau XII donne les distances  $d$  (en km), au parallèle 10°N, de l'équateur magnétique pour les longitudes  $\Delta$  proches du méridien 17°E (environ 30° de longitude de part et d'autre) et les valeurs moyennes  $d_m$  pour différents secteurs  $\Delta\Delta$  de longitude.

.../...

TABLEAU XII

$\Lambda$	40°	35°	30°	25°	20°	15°	10°	5°	0°	355°E
d(km)	-103.6	-62.7	-28.3	-0.8	21.5	41.7	60.2	72.8	69.6	37.0
$\Delta\Lambda$	20°-15°	25°-10°	30°-5°	35°-0°	40°-355°					
d <sub>m</sub> (km)	31.6	30.6	27.9	21.8	10.7					

Position de l'équateur  
magnétique

L'ensemble des valeurs du tableau XII montre à l'évidence que toute comparaison stricte entre une position de l'équateur magnétique définie par un modèle de champ principal, et la position du centre apparent de l'électrojet est difficile. En effet, si l'équateur magnétique, selon toutes les théories acceptées, commande le phénomène "électrojet", il est naturel de supposer que dans les régions où la position de l'équateur magnétique varie plus ou moins rapidement avec la longitude, le centre apparent que l'on obtiendra à partir d'un profil donné correspond à un lissage moyen de la position de l'équateur magnétique dans une bande plus ou moins large de longitudes. En conséquence, avant de tenter une comparaison avec l'équateur magnétique d'un modèle de champ principal, nous chercherons si les variations de position du centre apparent telles qu'elles apparaissent sur la figure 24B peuvent être expliquées.

### 3.2 Divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent

Diverses causes peuvent engendrer un déplacement du centre apparent : les unes sont permanentes, d'autres sont variables.

Une première cause permanente susceptible de déplacer le centre apparent de l'électrojet est la "forme" de l'équateur magnétique. Sur la figure 25A, les heures T.L. qui sont indiquées ont pour but de montrer, en fonction du temps local de nos observations sur le méridien 17°E, à quelle longitude est situé, à ce moment, l'effet le plus grand de l'électrojet

.../...

(en supposant que celui-ci se produit à 11h30 T.L. sur cette longitude). Ainsi lorsqu'il est 14h30 T.L. sur le méridien  $17^{\circ}\text{E}$ , cet effet le plus grand serait sur le méridien  $332^{\circ}\text{E}$ . Il apparaît réellement probable que, à l'Est de cette longitude (c'est-à-dire, en particulier sur notre méridien), les lignes de courants du ruban "électrojet" soient déplacées vers le Sud de manière plus ou moins importante. Nous désignerons par  $\alpha_f$  ce facteur relatif à la forme de l'équateur.

Une autre cause permanente est la "dissymétrie du champ principal" de part et d'autre de l'équateur. Sur le méridien  $17^{\circ}\text{E}$ , le gradient d'inclinaison est parfaitement régulier ( $2^{\circ}48$  par degré de latitude) et la forme des lignes de force est donc parfaitement symétrique. Mais l'intensité du champ de la composante horizontale  $H$  est maximum à environ 500 km au Nord de l'équateur et la force totale  $F$  est minimum à environ 1000 km au Sud. Les conductibilités étant fonction de  $F$  par l'intermédiaire des gyrofréquences, cette dissymétrie peut introduire un déplacement du centre apparent. Nous désignerons par  $\alpha_i$  cet autre facteur relatif à l'intensité du champ principal.

Quant aux causes variables, nous avons pensé que seraient susceptibles d'engendrer un déplacement : 1/ la variation séculaire, 2/ une dissymétrie du  $S_R^P$  de  $H$  au long du profil, 3/ une dissymétrie provenant de ce que les lignes de courants du  $S_R^P$  ne sont pas parallèles à l'équateur magnétique ou que la frontière entre les nappes planétaires n'est pas cet équateur (en ce cas, c'est la courbure des lignes de courant qui a un caractère d'asymétrie par rapport à l'équateur). La première de ces causes est évidemment indépendante de l'heure locale (nous la désignerons par  $\alpha_{v.s.}$ ), il n'en est pas de même des deux autres. La dissymétrie du  $S_R^P$  de  $H$  peut être mesurée par la différence entre la valeur moyenne du  $S_R^P$  de  $H$  sur la demi-largeur  $a_1$  au Nord du centre, et sa valeur moyenne sur la demi-largeur  $a_1$

.../...

au Sud (soit  $\beta_H$  ce facteur). L'autre dissymétrie peut être approchée de deux manières : soit la valeur moyenne du  $S_R^P$  de la déclinaison D sur la largeur  $2a_1$ , soit celle du  $S_R^P$  de Z (soit  $\beta_D$  et  $\beta_Z$  ces deux autres facteurs). Dans le premier cas, cette quantité est un indicateur de la direction des lignes de courants à un moment donné et sur la longitude du profil ; dans le second cas, elle est un indicateur de la courbure des lignes de courants dans une certaine bande de longitudes ou d'un certain gradient dans l'intensité des courants en fonction de la latitude. A partir de données localisées, il n'est pas possible de préciser si la "courbure" est plus effective que le "gradient" ; on notera cependant que le facteur  $\beta_H$  contient certainement lui aussi une information sur le gradient. Inversement, il est évident qu'à une heure donnée, la direction des courants peut être Ouest-Est ( $\beta_D = 0$ ) mais leur courbure ne pas être nulle ( $\beta_Z \neq 0$ ).

TABLEAU XIII

	6h30	7h30	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30
	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30	17h30
( $\beta_H, \beta_D$ )	0.67	0.37	0.12	0.21	0.11	0.15	0.09	0.10	0.13	0.13
( $\beta_H, \beta_Z$ )	0.72	0.71	0.71	0.72	0.59	0.61	0.75	0.82	0.82	0.71
( $\beta_D, \beta_Z$ )	0.23	0.02	0.43	0.52	0.51	0.45	0.29	0.20	0.17	0.16

Coefficients de corrélation linéaire  
entre les facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_D$  et  $\beta_Z$ .

Le tableau XIII donne les coefficients de corrélation linéaire entre les divers facteurs  $\beta$  pour des groupements de 3 heures consécutives des 15 mois du tableau XI (soit 45 valeurs en milieu de journée, une trentaine seulement en début et fin de journée). Il apparaît que  $\beta_D$  n'est pratiquement <sup>(pas)</sup> lié avec  $\beta_H$ , il le serait un peu ( $r \sim 0.5$ ) avec  $\beta_Z$  en milieu de journée, par contre,  $\beta_Z$  est lié assez étroitement ( $r \sim 0.7$  à  $0.8$ ) à  $\beta_H$ .

.../...

Disons de suite que le facteur  $\beta_D$  a toujours donné une réponse à peu près nulle, à quelque heure que ce soit, dans l'analyse par régression multiple que nous décrirons. Nous l'éliminons donc. Le facteur  $\alpha_i$  (dissymétrie dans l'intensité du champ principal) a un effet constant.

Les autres facteurs peuvent avoir une influence variable dans le temps. Ainsi le facteur  $\alpha_f$  (forme de l'équateur magnétique), s'il a une influence, dépend de l'heure locale. Le facteur  $\alpha_{v.s.}$  (variation séculaire) peut introduire une variation linéaire sur toute la période d'observation, mais ne dépend pas de l'heure locale, ni des saisons. Les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  dépendent de l'heure locale et des saisons, cette dernière influence pouvant être plus ou moins régulière par suite de la variabilité du  $S_R$ .

Manifestement, la position du centre apparent suit une loi différente lorsque le contre-électrojet est prédominant dans la matinée (voir figure 24B). Nous analyserons donc à part les heures locales 6h30 et 7h30.

### 3.3. Les heures locales 8h30 à 17h30

#### 3.3.1. Estimation des effets des divers facteurs

L'estimation des effets des divers facteurs que nous avons énumérés comporte nombre de détails que nous décrivons dans l'appendice K. Les points essentiels sont les suivants.

L'effet du facteur  $\alpha_i$ , puisqu'il est constant, peut être traité indépendamment. Nous utilisons le modèle de RICHMOND (1973) pour évaluer les conséquences de la dissymétrie du champ principal au long du méridien de nos observations. Le déplacement causé ne serait que de -2 km.

En ce qui concerne les autres facteurs, l'analyse est plus complexe, car nous ne pouvons supposer a priori que les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  ont le même effet, à valeur égale de  $\beta_H$  ou  $\beta_Z$ , au cours de la journée. D'autre part, parce que l'effet du facteur  $\alpha_{v.s.}$  varie d'un mois à l'autre, nous ne pouvons

le traiter indépendamment des deux facteurs précédents. Nous étudions donc, à l'aide d'une analyse à régression multiple, l'effet de ces 3 facteurs en fonction de l'heure locale sur les valeurs mensuelles  $c$ . Les ordres de grandeur obtenus sont :  $+6 \text{ km/y}$  pour  $\beta_H$ ,  $-1 \text{ km/y}$  pour  $\beta_Z$  et  $-6 \text{ km/an}$  pour  $\alpha_{v.s.}$ . Le résultat concernant  $\alpha_{v.s.}$  est suspect parce qu'il correspond à une variation séculaire de sens inverse de celle du modèle POGO ou de celle observée pour des observatoires au sol. Cependant, à cause de la réponse deux fois plus élevée du test F de Smédecor quand on applique la correction  $\alpha_{v.s.}$ , nous distinguons à partir de ce stade deux séries de valeurs corrigées pour la position du centre  $c$ , une série corrigée seulement par  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (série  $c_a$ ) et une série corrigée par  $\alpha_{v.s.}$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (série  $c_b$ ).

L'évaluation des effets du facteur  $\alpha_f$  est alors faite de la manière suivante. De 9h30 à 13h30, la position de l'équateur magnétique varie peu selon la figure 25A. Or, tandis que la moyenne des valeurs mensuelles  $c$  pour chaque heure varie d'environ 8 km, celle des valeurs  $c_a$  (ou  $c_b$ ) ne varie que de 1km. De part et d'autre, la variation devient importante pour  $c$  comme pour  $c_a$  (ou  $c_b$ ) (voir tableau K2 dans l'appendice K). Parce que les corrections par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  ne suffisent pas à réduire la variation de position du centre dans la journée et que celle-ci ressemble à la variation de position de l'équateur magnétique (figure 25B), nous considérons la différence entre la valeur moyenne de  $c_a$  (ou  $c_b$ ) à 11h30 et sa valeur aux autres heures comme étant une mesure de l'effet du facteur  $\alpha_f$ .

Ces diverses estimations des effets des facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$ ,  $\alpha_{v.s.}$  et  $\alpha_f$  ont été faites à partir des valeurs mensuelles. Un contrôle relatif de leur validité est fait en les utilisant pour corriger les positions du centre obtenues à partir des profils saisonniers ou annuels. La figure 26 illustre le résultat et le tableau XIV donne quelques éléments chiffrés. Nous les discutons ci-dessous.

.../...

### 3.3.2. La position du centre "réel"

Le tableau XIV résume les divers éléments de l'analyse précédente. D'une part sont décrits sommairement les divers facteurs qui agissent, d'autre part sont données pour deux groupements d'heures les positions moyennes observées ou corrigées avec leurs écarts-types.

TABLEAU XIV

cause	$\alpha_i$ dissymétrie du champ principal	$\alpha_{v.s.}$ variation non-cyclique	$\alpha_f$ forme de l'équa- teur magnétique	$\beta_H$ dissymétrie du $S_R^P$	$\beta_Z$ courbure des lignes de courants du $S_R^P$
facteur utilisé	distribution des courants	$p_{v.s.}$	$c_a$ ou $c_b$	différence Nord-Sud du $S_R^P$ de H	valeur moyenne du $S_R^P$ de Z
effet constant	oui	oui	-	-	-
effet variable	-	-	T.L.	$S_R^P$	$S_R^P$
ordre de grandeur de l'effet	$\sim$ -2 km	- 6.2 km/an	$\sim$ 30 km	+6 km/ $\gamma$	+1 km/ $\gamma$
origine claire	oui	non	oui ?	oui	oui

Description des divers effets sur la position du centre apparent.

	N		centre avant correction	centre après corrections successives par :		
				$\alpha_{v.s.}$	$\alpha_i$	$\beta_H, \beta_Z$
mois	74	$t_1$	25.8 $\pm$ 9.9	26.2 $\pm$ 10.3	25.8 $\pm$ 10.2	21.4 $\pm$ 7.6
	116	$t_2$	20.7 $\pm$ 14.5	21.4 $\pm$ 14.6	25.1 $\pm$ 12.4	21.4 $\pm$ 10.8
saisons	15	$t_1$	26.4 $\pm$ 6.0	27.3 $\pm$ 6.0	26.5 $\pm$ 5.9	20.3 $\pm$ 2.6
	26	$t_2$	17.8 $\pm$ 12.7	18.7 $\pm$ 12.9	23.5 $\pm$ 7.7	19.0 $\pm$ 4.1
année	5	$t_1$	25.9 $\pm$ 3.1	26.7 $\pm$ 3.1	26.2 $\pm$ 3.0	20.0 $\pm$ 1.0
	9	$t_2$	17.9 $\pm$ 10.0	18.7 $\pm$ 10.0	23.6 $\pm$ 4.2	19.2 $\pm$ 2.7

Position moyenne (en km) du centre apparent pour 9h30-13h30 ( $t_1$ ) et 8h30-16h30 ( $t_2$ ). N: nombre de valeurs



1/ - Au point de vue de la réduction de la dispersion de la position du centre apparent par les divers effets, il est clair que  $\alpha_f$  agit peu entre 9h30 et 13h30 ; ce sont des heures locales où le centre, en longitude, du phénomène électrojet se déplace dans un secteur où la position de l'équateur magnétique ne varie que peu (voir figure 25). Il devient le facteur prédominant, pour les saisons et l'année, avec le groupement 8h30-16h30. Les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  jouent dans tous les cas. En particulier, pour l'année (voir courbe journalière de la figure 24B), une partie de la variation journalière observée est due à ces facteurs. Le paramètre  $\alpha_{v.s.}$  n'agit pas (saisons et année) ou augmente la dispersion (mois) ; son influence doit être jugée par la comparaison des lignes  $c_a$  et  $c_b$  du tableau K3 (légère amélioration de la réduction de la dispersion, spécialement pour les valeurs saisonnières, quand les corrections  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  sont appliquées après la correction  $\alpha_{v.s.}$ ).

2/ - Au point de vue de la position moyenne du centre, le facteur  $\alpha_f$  ne le déplace vers le Nord que pour le groupement 8h30-16h30. Ce sens de variation est normal puisque la correction consiste à ramener la position du centre apparent à ce qu'elle aurait <sup>(été)</sup> à 11h30 T.L., une heure où le centre, en longitude, de l'électrojet est lié à une position de l'équateur magnétique plus au Nord (voir figure 25) que dans la matinée ou dans l'après-midi. Très nettement, par contre, les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  ramènent vers le Sud la position moyenne : ceci signifie que l'électrojet est en général placé sous l'influence du système de courants  $S_R$  de l'hémisphère Nord (i.e.  $\beta_H$  est positif et  $\beta_Z$  est négatif : voir les ordres de grandeur des effets de ces paramètres, avec leur signe, dans le tableau XIV). Cette observation rejoint celle que nous avons faite à propos des profils de la composante D des figures 21 à 23.

3/ - La précision de la détermination de la position du centre semble vraiment excellente pour les valeurs saisonnières et annuelles (colonne de droite du tableau XIV). La dispersion de l'ordre de 8 à 11 km pour les valeurs mensuelles

doit pouvoir être attribuée à une origine purement expérimentale (voir les courbes de la figure 26, en B ou C, d'où tout effet saisonnier semble absent). Les positions respectives des valeurs saisonnières pour chaque heure (voir croix de la figure 26A) avant réduction par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  montrent nettement un déplacement vers le Nord du solstice de décembre au solstice de juin ; son amplitude est faible cependant (20 km au plus) et il est presque entièrement résorbé par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (figure 26B ou C).

4/ - Toutes corrections faites, la position du centre se situe vers 20 km, au Nord du parallèle 10°N. On peut à la rigueur corriger encore cette valeur de l'influence possible du facteur  $\alpha_i$  (-2 km, voir tableau XIV), soit 22 km. Il s'agit alors du centre "réel" de l'électrojet, et non plus du centre "apparent", et donc d'un centre directement comparable à la position de l'équateur magnétique. Cependant le tableau XII indiquait que cette position (le modèle POGO(8/69), époque 1969.5, à 105 km d'altitude) varie rapidement en longitude (voir encore figure 25) et que toute comparaison stricte semblait vaine. Sur le méridien 17°E, longitude de nos profils, la position serait à 31 km, une valeur déjà assez proche de notre valeur. C'est la moyenne sur la bande de longitude 35°E - 0°E (soit environ 4000 km en longitude) qui donne la valeur la plus proche sinon identique. Ceci signifierait qu'un lissage de la position de l'équateur magnétique dans un secteur de longitudes de cette largeur donne une correspondance presque parfaite entre le centre "réel" observé et la position de l'équateur magnétique.

### 3.3.3 Signification physique des divers facteurs

Au point de vue de la signification physique des divers facteurs qui ont permis de passer du centre "apparent" au centre "réel", celle du paramètre  $\alpha_i$  est claire. L'approximation faite pour en estimer l'importance est grossière, mais l'ordre de grandeur est certainement correct : la dissymétrie dans l'intensité du champ ( $\leq 3\%$ ) aux bornes du supplément de courants correspondant à l'électrojet n'introduit qu'un faible déplacement. Cependant l'effet

de ce facteur étant constant, nous n'avons prouvé en aucune manière qu'il existe réellement.

La signification des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  est également claire : une dissymétrie de part et d'autre de l'équateur dans l'intensité des courants  $S_R^P$  qui nourrissent le  $S_R^E$ , la courbure dans un sens ou dans l'autre des lignes de courants  $S_R^P$  dans la zone du "supplément" de courants sont autant de facteurs qui doivent avoir une influence. Le premier est plus important que le second (voir tableau K1 pour les pourcentages de réduction de la variance) ; nous verrons qu'il agit encore à 6h30 et 7h30 T.L. On notera qu'un examen des valeurs de  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  montre qu'à certaines heures de certains mois ou saisons, ils peuvent se neutraliser. D'autre part, un essai fait en utilisant pour  $\beta_H$  le rapport entre la dissymétrie Nord-Sud du  $S_R^P$  de H et sa valeur moyenne n'a pas donné de résultat meilleur. La valeur obtenue pour l'effet  $\beta_H$  ( $\sim 6$  km/y) est très grande par rapport à celle correspondant à  $\beta_Z$  ( $\sim 1$  km/ ). Etant donnée l'amplitude de variation de  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , leurs effets sont équivalents bien que celui de  $\beta_H$  soit plus constant. L'amplitude de la correction due à l'un d'eux dépasse rarement 20 km. Toute évaluation théorique quantitative de tels effets est sans doute difficile du fait de la relative grossièreté des paramètres eux-mêmes : différence des valeurs moyennes (Nord-Sud) du  $S_R^P$  de H qui reste soumis à des erreurs d'appréciation, lien complexe entre l'intensité du  $S_R^P$  de Z et la courbure des lignes de courants. Ceci peut d'ailleurs être l'une des raisons des variations résiduelles qui subsistent : l'estimation des valeurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , par l'intermédiaire du  $S_R^P$ , est d'une précision insuffisante. Antérieurement, des auteurs (voir diverses citations de ONWUMECHILLI, 1967) ont parlé d'un déplacement de l'axe de l'électrojet avec la déclinaison solaire. Notre analyse montre, croyons-nous, que ce sont plutôt les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (par ailleurs très sensibles à la variabilité jour-à-jour du  $S_R^P$ ) qui sont responsables de tels déplacements. Autrement dit, ces déplacements du centre apparent présentent une très grande variabilité jour-à-jour et ne sont pas directement liés à la déclinaison du Soleil.

.../...

En ce qui concerne le facteur  $\alpha_f$ , nous avons supposé a priori que la variation des valeurs moyennes, pour chaque heure locale, de la position du centre apparent après correction par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (voir tableau K2, valeurs  $c_a$  ou  $c_b$ ) était une détermination de celui-ci. C'est dire que nous n'avons rien prouvé et que la diminution importante, entre les colonnes  $\alpha_{v.s}$  et  $\alpha_f$ , des écarts-type du tableau XIV pour le groupement d'heures 8h30-16h30 peut être considéré comme un pur artifice de calcul. Sur la figure 25B, sont portées les valeurs  $c_b$  du tableau K2. La similitude entre la forme de l'équateur magnétique et la variation journalière de la Position moyenne  $c_b$  est loin d'être rigoureuse. En particulier, l'écart entre les valeurs à 8h30 et 9h30 est plus grand que celui entre 13h30 et 14h30, alors que le changement de latitude de l'équateur est beaucoup plus grand dans le second cas. Il reste hautement probable cependant que la variation observée pour le centre apparent de l'électrojet soit causée par la variation rapide en latitude de l'équateur magnétique. Un tel trait doit induire des distorsions dans les courants qui constituent l'électrojet. Il est évident cependant que la variation journalière que nous observons à partir de nos profils est un caractère particulier de la longitude où il est situé et aurait une apparence différente sur d'autres longitudes.

Enfin, l'interprétation du facteur  $\alpha_{v.s}$  reste de loin la plus incertaine. Selon le modèle POGO, la variation séculaire proprement dite de l'équateur magnétique serait de 9.2 km au cours de la période de nos observations sur le méridien 15°E, et respectivement de - 5.4 et + 30.9 sur les méridiens 40°E et - 10°E. Compte tenu d'un effet de lissage par l'extension en longitude de l'électrojet, il est très probable que la valeur positive (déplacement vers le Nord) <sup>sur le</sup> ~~du~~ méridien 15°E représente un ordre de grandeur raisonnable. Nous avons dit que la principale raison pour laquelle nous avons maintenu, dans la présentation de nos résultats, la série b (qui inclut la correction  $\alpha_{v.s}$

.../...

telle qu'elle a été déterminée) est qu'elle cause une augmentation importante dans la réponse du test F de Snédecor. Deux attitudes peuvent alors être prises. 1/ - Ou bien l'on considère que la valeur négative trouvée pour  $\alpha_{v.s}$  est le résultat d'un pur hasard ; elle pourrait, par exemple, être le fruit d'une interaction complexe des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , qui ferait apparaître une pseudo-variation non cyclique au long de la période de nos observations. Il faudrait alors conclure que la brièveté de la période d'observations, la limitation de la précision des analyses et, sans doute, une insuffisance dans la définition du  $S_R^P$  ne permettent pas d'atteindre la variation séculaire vraie de l'équateur magnétique. 2/ - Ou bien l'on considère que cette valeur négative correspond à un phénomène réel ; on doit alors supposer qu'existerait une variation séculaire, d'origine inconnue, dont le taux serait le double de celui de la variation séculaire de l'équateur magnétique et dont le sens serait inverse. La première conclusion est certainement la plus raisonnable. Rappelons que les conclusions relatives à la position du centre réel de l'électrojet ne dépendent pratiquement pas de  $\alpha_{v.s}$ .

#### 3.4. Les heures locales 6h30 et 7h30 : le contre-électrojet

-----

Pour 6h30 et 7h30, l'origine des ordonnées des courbes A de la figure 26 est la même que celle utilisée pour les autres heures. D'autre part, seules les valeurs mensuelles pour lesquelles le contre-électrojet prédomine (valeurs négatives de  $I_0$  sur la figure 24B) sont prises en compte : sont donc exclues les valeurs de décembre 1969, janvier et février 1970 à 7h30, et il ne reste que 12 valeurs pour 6h30 et 7 pour 7h30. Le déplacement général vers le Nord de la position du centre apparent lorsque le contre-électrojet du matin prédomine est considérable, pour les valeurs mensuelles comme pour les valeurs saisonnières ou annuelles. Il s'agit sans doute de profils où l'intensité du  $S_R^E$  est particulièrement faible (le  $S_R^E$  de H au centre atteint

.../...

parfois 15 gammas en valeur absolue - décembre 1968 ou septembre 1969 -, il est le plus souvent inférieur à 10 gammas) et la précision sur la détermination du centre doit s'en ressentir. Selon la discussion faite dans l'appendice F (voir tableau F2), une part du déplacement vers le Nord peut être causée par la méthode d'analyse ( $\sim 15$  km). Cependant nous verrons, en analysant des jours individuels, que lorsque le contre-électrojet prédomine dans l'après-midi et atteint des valeurs bien supérieures (30 à 40 gammas par exemple), le centre apparent est le plus souvent décalé vers le Nord d'une quantité équivalente. L'influence de la méthode d'analyse est alors négligeable. Il s'agit donc bien d'un phénomène réel, quoi qu'il en soit des difficultés de son interprétation.

Nous ne pouvons, à partir de ces seules deux heures, apprécier l'effet du facteur  $\alpha_f$ . Dans la figure 26C, le facteur  $\alpha_{v.s}$  utilisé est celui qui a été déterminé précédemment. L'analyse de régression multiple, faite pour les 12 valeurs, montre que l'effet du facteur  $\beta_z$  est négligeable. Celui du facteur  $\beta_H$  est du même ordre de grandeur qu'aux autres heures et de même signe (nous reviendrons sur ce fait important), mais l'estimation d'erreur est plus grande ( $\beta_H = 6.9 \pm 2.4$  km/y), bien que le pourcentage de la variance expliquée soit encore de 26 %, et donc du même ordre de grandeur - voir tableau K1, appendice K - que précédemment. Le tableau XV indique la position moyenne de  $c$ ,  $c_a$  et  $c_b$  (et les écarts-type à cette position moyenne).

TABLEAU XV

Valeurs	6h30-7h30 (contre-électrojet)		
	mensuelles	saisonnnières	annuelle
N	19	4	1
c	$64.2 \pm 16.9$	$64.8 \pm 13.2$	68.0
$c_a$	$67.5 \pm 15.3$	$69.4 \pm 5.7$	69.9
$c_b$	$67.6 \pm 15.3$	$70.1 \pm 5.5$	70.8

Effets des corrections  $\alpha_{v.s}$  et  $\beta_H$  sur  
la position du centre (en km)

La réduction des écarts-type pour les valeurs mensuelles (16.9 à 15.3) est faible ; elle n'était guère plus grande pour 8h30-16h30, quant à l'effet des corrections  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (voir tableau XIV la différence entre la colonne  $\alpha_f$  et la colonne  $\beta_H, \beta_Z$  : la variation est de 12.4 à 10.8). Mais la correction  $\beta_H$ , calculée à partir des valeurs mensuelles, réduit considérablement l'écart-type des valeurs saisonnières (13.2 à 5.7 ou 5.5). Nous avons souligné qu'il ne s'agit que d'un contrôle relatif (voir p. 88) puisque les valeurs saisonnières ne sont pas indépendantes des valeurs mensuelles. Il semble cependant que l'effet  $\beta_H$  soit bien réel malgré l'estimation d'erreur assez grande sur  $p_H$ . La position du centre "réel" serait située vers 70 km au Nord du parallèle 10°N, au lieu de 20 km pour les heures 8h30-16h30. Il est possible que cette valeur de 70 km soit entachée d'une erreur de -10 à -15 km dûe à la méthode d'analyse (tableau F2). La différence de 70 km à 20 km est beaucoup plus grande et doit être considérée comme réelle. Le fait que nous retrouvons un tel effet en cas de pur contre-électrojet dans l'après-midi de jours individuels confirme cette conclusion.

D'où provient cette différence ? Un premier fait, quant à l'action du facteur  $\beta_H$ , est clair : après correction, le centre est déplacé vers le Nord (voir tableau XV). Ceci signifie, étant donné le signe de la correction  $\beta_H$ , qu'en moyenne le  $S_R^P$  de H est plus grand au Sud qu'au Nord. Or ce  $S_R^P$  est positif et ne peut engendrer un  $S_R^E$  de H négatif (contre-électrojet) que si l'on suppose qu'il est lui-même formé de deux composantes, l'une positive (soit  $S_R^{P+}$ ) et l'autre négatif ( $S_R^{P-}$ ), avec les conditions  $S_R^{P+} > S_R^{P-}$  et  $S_R^{E+} \ll S_R^{E-}$ , c'est-à-dire que le mécanisme qui provoque l'électrojet serait plus efficace pour le contre-électrojet (-) que pour l'électrojet (+). Dans ces conditions, que le  $S_R^P$  de H soit plus faible au Nord qu'au Sud pourrait signifier que la composante  $S_R^{P-}$  est plus grande au Nord qu'au Sud, d'où le déplacement moyen du contre-électrojet vers le Nord. A la limite, on pourrait de

.../...

plus supposer que la composante négative qui nourrit le contre-électrojet provient uniquement de l'hémisphère Nord. Nous savons (GOUIN et MAYAUD, 1967) que le contre-électrojet du matin présente un effet de longitude considérable : à partir de données simultanées, il apparaît négligeable sur la longitude de Huancayo et est le plus fort sur les longitudes africaines. Ceci veut dire que le caractère spécial du  $S_R^P$  qui engendre le contre-électrojet du matin présente, lui aussi, un effet de longitude. Qu'il possède également un effet de latitude (c'est-à-dire, par exemple, que le  $S_R^{P-}$  provienne principalement de l'hémisphère Nord) est une pure hypothèse ; elle ne peut, cependant, être exclue.

Une difficulté essentielle subsiste néanmoins, dont on peut considérer qu'elle détruit complètement l'argumentation précédente. Le centre du contre-électrojet est déplacé en moyenne de 40 à 50 km vers le Nord, mais le signe de l'effet du facteur  $\beta_H$  reste le même qu'aux heures 8h30-17h30 où l'électrojet prédomine. Or, on aurait pu s'attendre à ce qu'il change de signe : le matin, un  $S_R^P$  de H plus faible au Nord qu'au Sud signifie, dans le schéma précédent, que le  $S_R^{P-}$  est plus fort au Nord qu'au Sud et que le centre devrait donc être déplacé vers le Nord. C'est l'inverse qui se produit, puisque le signe de l'effet du facteur  $\beta_H$  est le même que pour les autres heures.

Finalement nous sommes en présence de deux effets contraires : un déplacement systématique moyen vers le Nord d'environ 40 km au moins, un déplacement irrégulier (lié à  $\beta_H$ ) vers le Sud dont la valeur moyenne est de quelques kilomètres seulement (comparaison des  $c_a$  ou  $c_b$  et de  $c$  du tableau XV). Du premier, nous ne pouvons détecter s'il est lié à un facteur donné ; les écarts-type des lignes  $c_a$  ou  $c_b$  du tableau XV donnent seulement une estimation des déviations par rapport à la moyenne. L'hypothèse d'un effet planétaire en provenance de l'hémisphère Nord semble la plus probable pour expliquer ce phénomène ; elle reste une hypothèse. Le déplacement irrégulier vers le Sud,



lui, semble réel (réduction importante des écarts-type des valeurs saisonnières du tableau XV), mais son sens ne peut être expliqué par la présence (apparemment pure) du contre-électrojet à ces heures ; le déplacement irrégulier reste donc soit suspect, soit d'origine inconnue.

#### 4. La largeur et l'intensité de l'électrojet

Nous étudions ces deux paramètres simultanément non seulement parce qu'ils sont liés l'un à l'autre au niveau de leur détermination (appendice F) mais aussi parce que, d'un point de vue théorique, la largeur peut dépendre de l'intensité. C'est <sup>(c)</sup> pourquoi nous exposerons d'abord quelles sont les variations possibles de ces paramètres selon le modèle de RICHMOND (1972, 1973).

Nous serons alors à même d'étudier les variations que nous observons.

##### 4.1. Variations des paramètres de l'électrojet selon le modèle de RICHMOND

###### 4.1.1. Description du modèle

Les premiers modèles de l'électrojet équatorial incluaient l'hypothèse d'une inhibition complète des courants verticaux. UNTIEDT (1967), reprenant une remarque de PRICE (1965), avait montré qu'en fait cette hypothèse était inexacte et qu'un système de courants méridionaux existe de part et d'autre de l'équateur. RICHMOND (1973) tient compte de ce fait mais introduit de plus dans son modèle l'effet des instabilités et des vents neutres.

L'équation de base du modèle est de la forme :

$$\vec{J} = \sigma_0 \vec{E}_{||} + \sigma_1 (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \wedge \vec{B}_0) + \sigma_2 \vec{e}_\rho \wedge (\vec{E}_{\perp} + \vec{v} \wedge \vec{B}_0) \quad (16)$$

où  $\vec{J}$  est le courant,  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  les conductibilités parallèle, de Pedersen et de Hall,  $\vec{E}_{||}$  et  $\vec{E}_{\perp}$  les composantes du champ électrique parallèle et perpendiculaire au champ magnétique principal  $\vec{B}_0$ ,  $\vec{v}$  la vitesse du vent neutre,  $\vec{e}_\rho$  un vecteur unité parallèle à  $\vec{B}_0$ .

Le phénomène est supposé stationnaire (c'est-à-dire ne dépendant pas du temps) et constant en longitude ; cette dernière approximation, apparemment grossière, est justifiée en tant que l'électrojet a une extension en latitude très petite (quelque 800 kilomètres quant à la distribution des courants

amplifiés) par rapport à son extension en longitude. De plus l'intensité  $B_0$  du champ magnétique principal est supposé constante en altitude et en latitude ; de nouveau, cette approximation est justifiée en tant que l'intensité du champ varie peu dans le domaine de latitudes intéressées.

L'originalité principale du traitement choisi pour le modèle est le choix d'un système de coordonnées magnétiques orthogonales ( $\vec{e}_\beta$  parallèle aux lignes de force,  $\vec{e}_\alpha$  perpendiculaire aux lignes de force dans le plan méridien et  $\vec{e}_\varphi$  dirigé vers l'Est). Deux cas sont envisagés :  $\sigma_0$  fini et  $\sigma_0$  infini. Il est montré que l'approximation  $\sigma_0$  infini donne des résultats très proches de  $\sigma_0$  fini. Nous ferons systématiquement usage de l'approximation  $\sigma_0$  infini. Elle présente l'avantage de mettre en évidence, de manière simple, des propriétés importantes ; en effet on peut montrer que  $E_\beta$  est alors nul et que les lignes de force sont équipotentielles. Par conséquent,  $E_\alpha$  est constant le long d'une ligne de force. La forme choisie pour les lignes de force est celle d'un dipôle, mais des facteurs géométriques d'échelle permettent de substituer au gradient d'inclinaison du dipôle un gradient quelconque (soit  $f$  ce gradient, égal à 1 pour le champ d'un dipôle).

Le modèle permet de calculer les diverses composantes de  $\vec{J}$  à partir des données suivantes : 1/ - les conductibilités  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  et le champ magnétique  $B_0$ , 2/ - le champ primaire  $E_\varphi$ , 3/ - le vent  $v_\varphi$ .

Dans le programme FORTRAN (RICHMOND, 1972) que nous utiliserons, ces données de base dépendent de divers facteurs ou sont soumises aux restrictions suivantes :

1/ - Les conductibilités  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont calculées par pas de 2 km entre 80 et 200 km d'altitude, puis extrapolées de 200 à 400 km. Le flux solaire FS sur 10 cm et la distance zénithale  $\chi$  du Soleil (celle-ci influe sur la densité électronique, la température et le taux d'ionisation) ainsi que l'intensité du champ  $\vec{B}_0$  sont les données que l'on peut faire varier.

Les autres éléments du calcul sont pris de modèles d'atmosphère existant dans la littérature.

2/ - Le champ primaire  $E_{\varphi}$  est soumis à la contrainte d'être constant en altitude et en latitude puisque le phénomène est supposé constant en longitude.

3/ - Le vent  $v_{\varphi}$  est supposé constant en latitude mais peut être rendu variable en altitude selon un profil de forme quelconque.

Nous nous intéresserons essentiellement aux résultats concernant la densité totale de courant  $J_{\varphi}$ , qui est calculée par pas de 2 km en altitude et de un degré en latitude. Nous n'utiliserons en général que la densité intégrée en altitude, qui constitue un profil de la distribution des courants que nous analysons par la loi  $I(x)$  quadratique (cf. ch. III, 2.2.2 formule 15), pour déterminer la demi-largeur  $a$  et la densité  $I_0$  au centre. Cette dernière quantité est différente de la densité totale de courants, qui inclut ce que RICHMOND appelle le "background current" (soit  $I_b$ ) et qui est la densité totale à une latitude très éloignée de l'équateur magnétique. Cette quantité est supposée constante au travers de la région de l'électrojet. Nous utiliserons souvent le rapport  $R_q$  entre la quantité intégrée de courants sur la largeur du ruban (elle est égale à  $\frac{16}{15} I_0 a$ , valeur de l'intégrale définie entre  $-a$  et  $+a$  de la fonction  $I(x)$ ) et la quantité intégrée de courants  $I_b$  (soit  $2 I_b a$ ). On a donc :

$$R_q = \frac{8}{15} I_0 / I_b \quad (17)$$

Cette quantité est analogue au rapport  $r_q$  de la figure 24C (voir p. 76 pour sa définition) ; en particulier, elle exclut les effets internes pour  $I_b$  comme ils l'étaient dans l'évaluation de  $q(a_1)$  à partir du  $S_R^P$  de H. Les différences proviennent soit de ce que le numérateur de ce dernier rapport peut contenir les effets superposés de deux rubans de sens contraire sur la largeur  $2a_1$ , soit de ce que le dénominateur est obtenu par l'intégration d'une

.../...

densité variable de courants (proportionnelle au  $S_R^P$  de H). Le rapport  $R_H$  que nous utiliserons éventuellement est, pour les effets magnétiques à l'équateur, l'équivalent du rapport  $r_H$ .

4.1.2. Effet d'une variation de  $f$ ,  $B_0$ ,  $FS$ ,  $\chi$  ou  $E_q$  (sans instabilités et avec  $\psi = 0$ ):

1/ - L'effet d'une variation de  $f$  (gradient d'inclinaison) est évidemment considérable puisque c'est cette quantité qui détermine la courbure des lignes de force. Sur le paramètre largeur, l'effet est inversement proportionnel à  $f$  ; autrement dit, plus le gradient est élevé, plus le ruban est étroit. Sur la densité  $I_0$ , l'effet est nul. Par conséquent, la quantité intégrée de courants ( $\frac{16}{15} I_0 a$ ) dans le ruban est également inversement proportionnelle à  $f$ , mais le rapport  $R_q$  (formule 17) n'en dépend pas. Par contre, la figure 27 indique comment, avec une densité constante au centre  $I_0 = 200$  amp/km, l'effet  $\Delta H_E$  au centre du ruban varie en fonction de la largeur.

Sur la longitude de nos profils magnétiques observés, le gradient d'inclinaison est de  $2^\circ.48$  par degré de latitude géographique selon le modèle POGO. Il est d'ailleurs parfaitement linéaire sur les 3000 km d'extension. Dans toutes les estimations que nous ferons par la suite avec le modèle de RICHMOND, nous utiliserons ce gradient, qui nous donne des valeurs calculées comparables à nos valeurs observées.

2/ - L'effet d'une variation de  $B_0$  (champ magnétique principal) est pratiquement linéaire aussi bien sur la largeur  $2a$  que sur les densités  $I_0$  ou  $I_b$ . Autour d'une valeur  $B_0 = 32000$  gammas (valable pour la longitude de notre profil), les variations de  $a$ , de  $I_0$ ,  $I_b$  et  $R_q$  sont respectivement de 0.1 %, - 4.4.%, - 4.8 % et - 0.4.% pour une variation de 1000 gammas. Dans les estimations qui suivent, nous utiliserons une valeur  $B_0 = 32000$  gammas qui représente la valeur moyenne à l'équateur magnétique sur la longitude de notre profil.

3/ - L'effet d'une variation FS (flux solaire sur 10 cm) est également pratiquement linéaire. Autour d'une valeur FS = 150 (la valeur moyenne pour notre période d'observation, voir tableau XI) les variations de  $a$ ,  $I_0$ ,  $I_b$  et  $R_q$  sont respectivement de + 1.3 %, + 16.9 %, + 17.0 % et 0.5 % pour une variation de + 50. Les effets étant pratiquement identiques sur  $I_0$  et  $I_b$ ,  $R_q$  est pratiquement indépendant de FS. Dans les estimations suivantes, nous utiliserons une valeur FS = 150.

4/ - L'effet d'une variation de  $\chi$  (distance zénithale du Soleil) intervient principalement par l'intermédiaire des taux d'ionisation. Elle est illustrée par la figure 28A pour les paramètres  $a$ ,  $I_0$ ,  $I_b$  et  $R_q$ . Au-delà de  $\chi = 60^\circ$ , tout calcul deviendrait incertain avec le modèle. Dans les estimations qui suivent, nous utiliserons une distance zénithale nulle.

5/ - L'effet d'une variation de  $E_\varphi$  (champ électrique primaire) est nul sur la largeur  $2a$  aussi longtemps que les instabilités de plasma ne sont pas prises en compte ; il est strictement linéaire sur  $I_0$  et  $I_b$ , avec le même facteur de proportionnalité ; il est donc nul sur  $R_q$ . Nous verrons ci-dessous que la variation de  $E_\varphi$  a un effet important dès que les instabilités de plasma sont prises en compte.

#### 4.1.3. Effets des instabilités de plasma

Quand le champ de polarisation  $E_\alpha$  devient suffisamment grand, des instabilités de plasma peuvent prendre place et donnent naissance dans la couche E aux irrégularités de type I (two-stream irregularity) ou de type II (cross-field irregularity). RICHMOND n'introduit dans son modèle que les effets des premiers, en partant des équations établies par REGISTER (1971). Leur effet est de limiter le champ de polarisation  $E_\alpha$  par une valeur critique  $E_\alpha^{cr}$  qu'il ne peut dépasser. Puisque  $E_\alpha$  est constant le long d'une ligne de force, il suffit de considérer ce qui se produit à l'équateur sur

l'apex des lignes de force. Le champ  $E_\alpha$  étant maximum vers 100-105 km d'altitude, c'est sur les lignes de force correspondantes qu'il est tout d'abord limité en amplitude, alors qu'il peut rester inchangé aux altitudes plus élevées. La densité des courants est donc plus affectée par une réduction près de l'équateur que de part et d'autre. Il en résulte une diminution relative de la densité  $I_0$  et une augmentation de la demi-largeur  $a$ , qu'illustre la figure 28B. En fonction du champ  $E_\varphi$ , variant de 0.1 mV/M à 2.5 mV/M, sont portées les variations de la demi-largeur  $a$ , des densités  $I_0$  et  $I_b$  et du rapport  $R_q$ . Pour  $E_\varphi$  inférieur à 0.5 mV/M, l'effet est pratiquement nul sur la largeur (les instabilités n'existent pas encore, et c'est pourquoi tous les effets estimés au paragraphe 4.1.2 l'ont été avec un  $E_\varphi = 0.2$  mV/M), les densités  $I_0$  et  $I_b$  croissent linéairement dans la même proportion et le rapport  $R_q$  est constant. Au-dessus de 0.5 mV/M, la densité  $I_b$  continue à croître proportionnellement à  $E_\varphi$ , mais la densité  $I_0$  tend rapidement vers une valeur limite tandis que la demi-largeur croît. Le rapport  $R_q$  décroît lui-même rapidement.

L'existence des instabilités de type I est donc un facteur très important tant pour la largeur du phénomène "électrojet" et son intensité  $I_0$  que pour toute comparaison avec le  $S_R^P$ . Elles peuvent être la cause d'une variabilité jour-à-jour.

Cependant, selon les observations actuelles, les irrégularités de type I sont peu fréquentes, tandis que les instabilités de type II, liées à la couche E sporadique équatoriale, sont presque toujours présentes. L'élaboration théorique de l'effet de ces dernières ne permet pas encore de les intégrer dans un modèle mais il est possible qu'elles aient un effet analogue aux irrégularités de type I : une réduction du champ de polarisation  $E_\alpha$ , qui induirait des effets tels que ceux illustrés sur la figure 28B.

.../...

#### 4.1.4. Effet des vents neutres

Nous décrirons les effets des vents neutres, à l'aide du modèle de RICHMOND, en utilisant un champ primaire  $E_\varphi$  nul. L'équation (16) s'écrit, en ce cas :

$$J_\varphi = \sigma_2 (E_\alpha + v_\varphi B_0) \quad (18)$$

Si le champ primaire  $E_\varphi$  n'est pas nul, on peut montrer que les influences respectives de  $E_\varphi$  et  $v_\varphi$  sont additives, sauf près de l'équateur où le couplage reste faible cependant. L'approximation que nous utilisons ne change donc que peu les résultats.

La figure 29 illustre les profils de densité de courants intégrés en altitude entre  $-10^\circ$  et  $+10^\circ$  de latitude du dipôle (soit encore entre  $-900$  et  $+900$  km pour un gradient  $f$  correspondant au méridien  $20^\circ\text{E}$ ), telles qu'elles sont causées par les profils de vents  $v_\varphi$  représentés à droite de chaque courbe. Un changement de signe  $\left. \begin{matrix} \text{de} \\ v_\varphi \end{matrix} \right\}$  changerait le sens des courants. Une variation de l'intensité de  $v_\varphi$  augmenterait linéairement la densité obtenue pour chaque latitude. Dans le cas des profils A, un vent de  $-75$  km/seconde descend à des altitudes de plus en plus basses mais devient nul à  $100$  km d'altitude. Dans le cas des profils B, le vent n'existe que dans une tranche d'une cinquantaine de kilomètres, et culmine à des altitudes de plus en plus basses ( $140$  à  $100$  km).

Un double fait apparaît : l'effet du vent est toujours pratiquement nul à l'équateur et tend à apparaître plus grand sur les bords du profil ; entre A1 et B5, le sens de l'effet change de signe bien que le sens du vent ne soit pas changé. Ceci est aisé à comprendre, à partir de l'équation (18), en rappelant d'une part que  $E_\alpha$  est constant le long d'une ligne de force et que  $\sigma_2$  est très petit en dehors de la couche E, en précisant d'autre part que, avec  $E_\varphi = 0$  (et l'approximation  $\sigma_0 = \infty$ ), on a :

$$E_\alpha = -B_0 \frac{\int_{s_1}^{s_2} \sigma_1 v_\varphi ds}{\int_{s_1}^{s_2} \sigma_1 ds}, \quad (19)$$

l'intégrale de  $s_1$  à  $s_2$  étant prise le long de chaque ligne de force ( $\alpha$ ) entre ses deux pieds  $s_1$  et  $s_2$  à l'altitude 80 km.

Parce que  $\sigma_2$  est petit en dehors de la couche E, il suffit d'apprécier les valeurs de  $J_\varphi$  au niveau de cette couche. Considérons alors les cas extrêmes formés par les profils A1 et B5. En A1, le vent est très faible ou nul au niveau de la couche E dont les pieds des lignes de force sont proches de la latitude  $0^\circ$  ; selon (19),  $E_\alpha$  est nul, et, selon (18),  $J_\varphi$  est donc nul près de l'équateur. Par contre, sur les lignes de force dont l'apex est aux grandes altitudes et dont les pieds sont loin de l'équateur,  $E_\alpha$  n'est pas nul selon (19) ; par conséquent, sur les bords des profils, bien que  $v_\varphi$  soit nul au niveau de la couche E,  $J_\varphi$ , selon (18), n'est pas nul. Autrement dit, par suite du transfert de  $E_\alpha$  le long des lignes de force, un courant est engendré aux latitudes éloignées de l'équateur par le vent circulant à l'équateur en haute altitude, et ce courant est de signe opposé à celui de  $v_\varphi$  selon (19). En B5, le vent n'existe que dans la couche E ; pour des lignes de force ( $\alpha$ ) dont l'apex est dans la région E, le rapport des intégrales de l'équation (19) diffère peu de  $v_\varphi$  parce que  $v_\varphi$  ne varie que peu le long d'une ligne de force, et, par conséquent,  $J_\varphi$  est nul. Par contre, sur les bords du profil,  $E_\alpha$  est proche de zéro puisque  $v_\varphi$  est nul sur la majeure partie de la ligne de force dont les pieds sont loin de l'équateur, et  $J_\varphi$  est pratiquement égal à  $B_0 v_\varphi$ , et de même signe.

Les formes des autres profils s'interprètent aisément de la même manière. Ainsi en A4, des lignes de force dont l'apex est de plus en plus bas ont un  $E_\alpha$  différent de zéro et le courant  $J_\varphi$  existe à des latitudes de plus en plus proches de l'équateur. En B1, avec la culmination du vent à 140 km, l'effet par transfert est le plus grand vers  $+ 5^\circ$  (ou  $- 5^\circ$ ) de latitude, pied des lignes de force culminant à cette altitude.



Un trait relativement nouveau, propre aux régions équatoriales, existe donc selon le modèle de RICHMOND. Près de l'équateur magnétique, l'effet des vents est toujours pratiquement nul ou du moins très faible ; en valeur absolue, il est toujours plus grand de part et d'autre. Ainsi, tandis que le champ primaire  $E_{\varphi}$  engendre un excédent de courants autour de l'équateur, le vent  $v_{\varphi}$  engendre un déficit. La largeur des profils est extrêmement variable, mais en moyenne beaucoup plus grande que celle de l'électrojet proprement dit. Cette différence est liée à la configuration des lignes de force intéressées. Dans le cas de l'électrojet, la largeur est liée à la distance entre les pieds des lignes de force dont l'apex est contenu dans la région E ; dans le cas du vent, elle est liée à la distance entre les pieds des lignes de force dont l'apex est nettement au-dessus de la région E. Donnons un ordre de grandeur : dans le cas du dipôle, les pieds des lignes de force (à la base de la région E, soit 80 km) culminant respectivement à 150, 200 et 300 km, sont à 6°, 8° et 10° de latitude.

Si nous revenons à l'un des cas extrêmes, soit A1, de la figure 29, les effets magnétiques sur la composante H de tels courants peuvent être schématisés selon la figure 30A1. Nous supposons que le  $S_R^P$  engendré par le champ primaire  $E_{\varphi}$  est constant au travers de l'équateur et qu'un certain  $S_R^E$  est engendré par l'effet électrojet. Par l'effet des vents ( $S_v$ ), le  $S_R^P$  apparent est plus augmenté sur les bords du profil qu'au centre, et des minimums secondaires apparaissent sur les ailes du maximum dû à l'électrojet proprement dit. Les caractères morphologiques ressemblent de près à ceux que nous observons sur certains de nos profils magnétiques de la composante H. Avec l'autre cas extrême B5, le  $S_R^P$  apparent est plus diminué sur les bords du profil qu'au centre (voir figure 30B5), la courbure du  $S_R^P$  de H au travers du profil magnétique en serait augmentée d'autant.

La figure 31 illustre deux cas-type de distribution de courants

obtenus avec le modèle de RICHMOND, en utilisant un champ primaire  $E_{\varphi}$  égal à 0.9 mV/M et des profils de vents représentant une combinaison de type A et de type B (en renversant le sens du vent dans ce dernier cas). Des minimums secondaires clairs apparaissent. On prendra garde cependant que le zéro choisi sur cette figure est la valeur de la densité de courants à  $\pm 10^\circ$  de latitude : il y a donc seulement un courant plus faible aux latitudes des minimums. Le tableau XVI donne le résultat de l'analyse de ces distributions C et D par deux rubans de sens contraire ( $I_{o,k}$ ,  $a_k$ ) ainsi que celle de la distribution correspondant à l'effet du seul  $E_{\varphi} = 0.9$  mV/M.  $I'_b$  représente la valeur de la densité "background" en ce cas, tandis que  $I'_b$  représente la résultante "background" des effets de  $E_{\varphi}$  et de  $v_{\varphi}$ . La valeur de  $R_q$  est également indiquée, calculée ici par le rapport  $I_{o,1}/I'_b$ .

Le second ruban, avec un  $I_o < 0$ , est évidemment purement artificiel ; il est un moyen analytique de représenter la distribution sous la forme :

$$I'_b + I_1(x) + I_2(x).$$

TABLEAU XVI

	$a_1$	$I_{o,1}$	$a_2$	$I_{o,2}$	$I_b$	$I'_b$	$R_q$
$= 0.9$ mV, $v_{\varphi} = 0$	356.6	244.4	-	-	56.9	-	2.29
C	350.1	225.1	691.1	-39.9	-	109.2	0.94
D	361.0	286.2	871.1	-22.0	-	40.9	3.56

Résultats de l'analyse des distributions de courants C et D de la figure 33 (a en km,  $I_o$  en amp/km).

Les résidus de l'analyse sont du même ordre de grandeur ( 2 à 4 amp/km) que lors des analyses avec un seul ruban que nous avons faites précédemment. L'artifice des deux rubans permet donc encore de bien approcher la distribution de courants. Le ruban  $I_o$  négatif, qui simule l'effet des vents,

.../...

a une largeur approximativement double de celle du ruban  $I_0$  positif, qui simule l'effet du champ primaire  $E_\varphi$ . Ceci peut être comparé au rapport des largeurs  $a_1$  et  $a_2$  décrites par la figure 24B.

La différence essentielle entre les profils C et D intervient avec les rapports  $R_q$ . Pour un  $E_\varphi$  de même valeur et sans vent, le rapport est égal à 2.29. Il est augmenté en D parce que l'effet des vents neutres diminue la valeur  $I_b$ , c'est l'inverse en C. Un calcul fait en superposant les effets de vents de même intensité aux effets d'un  $E_\varphi$  plus faible, accentue encore la variation du rapport  $R_q$ . Les vents, encore plus peut-être que les instabilités de plasma (voir figure 28B), sont donc susceptibles de modifier considérablement les rapports observés  $r_q$  sur la figure 24C.

On peut aussi bien chercher à voir ce que l'on obtient en superposant au champ primaire  $E_\varphi$  des profils de vents de la figure 31 changés de signe. Soit C' et D' les distributions résultantes. Ceci consiste à superposer deux distributions de courants  $I_{0,1}(x)$  et  $I_{0,2}(x)$  de même signe et de largeur différente. En analysant celles-ci par un ruban unique, on obtiendra un accroissement de la demi-largeur  $a$  (environ 20 à 30 km) mais c'est surtout le rapport  $R_q$  qui sera modifié. Avec C', il deviendrait extrêmement grand parce que on aurait  $I'_b = 4.5$ . Par contre, avec D', on a  $I'_b = 72.8$ , ce qui donne un  $R_q = 1.61$ , (au lieu de 2.29 pour le champ primaire  $E_\varphi$  seul). Il apparaît donc que tout profil de vent neutre, dont le sens ne s'inverse qu'une ou deux fois dans la couche d'altitudes intéressées, est capable de causer des variations importantes du rapport  $R_q$ , et, à un moindre titre, de la largeur.

Notons en terminant cette étude des vents que les profils de vents de type A de la figure 28 introduisent nécessairement des effets symétriques de part et d'autre de l'équateur (ce sont les vents de haute altitude et proches de l'équateur qui agissent de part et d'autre). Par contre, des profils de type B (vent de basse altitude) pourrait fort bien introduire des effets dissymétriques s'ils n'ont pas la même intensité de part et d'autre de l'équateur.

.../...

#### 4.1.5. Conclusion

Sur la longitude de nos profils, la demi-largeur de l'électrojet devrait être d'environ 330 km d'après le modèle de RICHMOND ( $f = 1.24$  et  $B_0 = 32000$  gammas) pour un champ primaire  $E_\varphi$  faible et une valeur de FS égale à 150.

Un champ primaire  $E_\varphi$  plus fort devrait augmenter la largeur et diminuer le rapport  $r_q$ . Les vents sont capables de déformer les profils en donnant l'apparence de deux rubans superposés, le ruban à courants négatifs étant de largeur double ; ils font également varier le rapport  $r_q$  dans des proportions importantes. Ce sont là certainement les deux facteurs essentiels.

L'effet du flux solaire a peu de chance de pouvoir être mis en évidence : il fait varier  $I_0$  et  $I_b$ . La corrélation que nous chercherons entre ces deux paramètres intégrera sans doute l'effet de ce facteur.

L'effet de la distance zénithale est certainement faible en milieu de journée, et sa variation saisonnière risque d'être masquée par les deux facteurs  $E_\varphi$  et  $v_\varphi$ . C'est peut-être en début ou fin de journée qu'il serait intéressant de mieux connaître l'amplitude exacte de l'effet pour une comparaison avec les valeurs observées.

Notons enfin que l'état présent du modèle ne permet pas d'apprécier ce que serait l'effet de longitude (c'est-à-dire un champ primaire  $E_\varphi$  variable en longitude). RICHMOND donne cependant une estimation selon laquelle le courant  $J_\varphi$  serait plus faible dans la matinée (ou plus fort dans l'après-midi) que le modèle ne le prédit.

Une dernière remarque s'impose. Dans les évaluations précédentes, nous avons souvent parlé de variation de la largeur  $2a$ . La signification physique de cet élargissement doit cependant être bien comprise lorsqu'il est causé par les instabilités. Ainsi le tableau XVII donne les valeurs de la densité des courants dans le ruban (pour un champ dipôle) engendré par un champ primaire  $E_\varphi = 0.9$  mV/M en ne tenant pas compte des instabilités et en tenant compte de celles-ci.

TABLEAU XVII

latitude	0°	1°	2°	3°	4°
sans	360.1	311.1	170.3	44.6	11.8
avec	247.6	215.6	134.1	43.4	2.4

Densités (amp/km) des courants de l'électrojet  
sans et avec instabilités pour un champ pri-  
maire  $E_{\varphi} = 0.9$  mV/M.

La distribution de courants ne s'étend pas en latitude quand on tient compte des instabilités mais, comme nous l'indiquons en décrivant ce phénomène (paragraphe 2.1.3), la densité est plus affectée par les instabilités au centre que sur les bords. Si nous nous reportons à la figure 18A, un arasement du profil par le haut supprime l'équivalent d'un ruban plus étroit, dont les effets magnétiques correspondent à une distance plus faible entre les extremums du profil de Z. Celui-ci s'élargit donc.

Lorsqu'on examine, d'autre part, les résidus des analyses, par un modèle en

$$I(x) = I_0(1 - x^2/a^2)^2,$$

des distributions de courants pour des  $E_{\varphi}$  croissants (celles-là qui ont servi à établir la courbe de la figure 28B), on constate que le résidu moyen diminue en valeur relative (par rapport aux  $I_0$  croissants obtenus) et que la déformation progressive de la distribution réelle de courants se traduit par une variation de forme du profil des résidus ; en particulier, ceux-ci deviennent beaucoup plus faibles sur les bords. Autrement dit, les coefficients  $I_0$  et  $a$  de la fonction quadratique  $I(x)$  s'adaptent bien lors de l'ajustement. Ceci est encore plus vrai des profils magnétiques dont nous avons indiqué (chap. III, p. 59) qu'ils étaient peu sensibles à des distributions de courants très différentes (voir encore figure 15,  $U_{400}$ , la faible différence apparente entre le profil magnétique d'un ruban uniforme et d'un ruban quadratique).

Par conséquent, d'un point de vue physique, les variations de la

largeur de l'électrojet dûes aux instabilités correspondent beaucoup plus à une modification de la distribution des courants dans une zone à largeur constante qu'à un élargissement réel de cette zone. Ceci cause sans doute une variation réelle de la distance observée entre les extremums du profil magnétique Z. Mais les variations du paramètre  $a_1$  que nous observons mesurent plutôt un changement de distribution des courants dans une zone de largeur constante qu'un étalement des courants.

Par contre, dans le cas des vents, il s'agit bien de la superposition de deux distributions de courants à largeur très différente (souvent dans un rapport de 1 à 2). Cependant, s'il s'agit de profils de type C et D (figure 31), l'analyse par 2 rubans de sens contraire fournit des paramètres relativement proches de la réalité. Mais, s'il s'agit de profils de type C' ou D' (superposition au même  $E_\varphi$  de profils de vents de sens contraire à ceux de la figure 31) l'analyse avec un seul ruban ne peut que saisir très mal la réalité du phénomène.

#### 4.2. Etude des largeurs et intensités observées

On ne peut analyser en même temps toutes les valeurs observées. Par exemple, nous avons dit que le rapport  $r_q$  (figure 24C) devient sans signification lorsque  $I_{0,1}$  est négatif et que la valeur correspondante pour le  $S_R^P$  est positive (contre-électrojet du matin). Nous examinerons ces cas en dernier et nous commencerons par étudier les heures où la densité  $I_0$  du ruban principal est positive, sans exclure cependant, en un premier stade, celles où un ruban secondaire de sens contraire lui est superposé.

Nous utiliserons systématiquement les valeurs corrigées pour les largeurs  $a$  et les densités  $I_0$ . Elles sont directement comparables aux  $a$  et  $I_0$  du modèle de RICHMOND. Cependant l'étude des densités elles-mêmes n'a guère d'intérêt : c'est leur comparaison avec une quantité représentant le phénomène primaire ( $S_R^P$ ) qui est intéressante. Nous examinerons donc surtout la variation des quantités  $r_q$  analogues aux  $R_q$  (voir formule 17) définies pour le modèle de RICHMOND. Comme paramètre de référence analogue au  $I_b$  ("background current") de ce modèle, nous prendrons :

$$I_p = q(a_1)/2a_1 \quad (20)$$

Selon la définition de  $q(a_1)$ ,  $I_p$  représente la densité moyenne des courants externes sur la largeur  $2a_1$ , qui engendrent le  $S_R^P$ .

##### 4.2.1. Electrojet à ruban principal dirigé vers l'Est

###### 4.2.1.1. Première analyse

- - - - -

Le tableau XVIII donne les valeurs elles-mêmes des largeurs du ruban principal obtenues par l'analyse des profils annuels (Y) ou saisonniers (D, E, J) ou la moyenne  $m$  de celles obtenues par l'analyse des profils mensuels ; en ce cas, leur écart-type est indiqué.

Les valeurs Y, D, E, J sont celles dessinées sur la figure 24B ( $a^c$ ); nous laisserons de côté les valeurs de 17h30 ; l'écart-type de la moyenne  $m$  manifeste qu'elles sont mal déterminées, ceci à cause de l'intensité très

faible du phénomène à cette heure. Selon le modèle de RICHMOND, nous devrions

TABLEAU XVIII

	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h40	15h30	16h30	17h30
Y	386	415	393	427	414	400	367	358	283	361
D	439	411	390	367	318	369	323	287	243	394
E	410	422	390	363	422	419	415	394	287	320
J	-	401	404	423	422	412	318	297	272	-
m	421	408	387	392	486	375	366	304	291	449
$\sigma$	91	48	41	52	48	40	51	50	73	136

Largeurs du ruban principal (en km) pour l'année (Y),  
les saisons (D,E,J) et la moyenne des mois (m) avec  
leur écart-type ( $\sigma$ ).

trouver une valeur minimum de 330 km pour un champ primaire  $E_{\varphi}$  faible avec une distance zénithale nulle (figure 28B). Les largeurs observées semblent nettement plus faibles à 15h30 et 16h30, ce qui pourrait être imputé à un effet de la distance zénithale (figure 28A). Aux autres heures, les largeurs observées semblent nettement plus grandes que les valeurs prévues par le modèle. Ainsi la largeur la plus grande observée pour l'année (427 km) à 11h30 correspond à un  $I_p = 65.3$  amp/km, soit encore un  $E_{\varphi} = 1$  mV/M ; le modèle prédit une largeur d'environ 360 km seulement. Pour les moyennes mensuelles (m du tableau XVIII), la largeur observée à 8h30 apparaît également particulièrement grande. Cependant une décroissance systématique existe de 11h30 à 16h30, qui semble devoir correspondre à la décroissance de  $I_p$  (variation journalière de l'intensité du  $S_R^P$ , et donc de l'électrojet).

Etant donné l'importance des écarts-type pour les valeurs mensuelles ( $\sim 50$  km), il serait vain de chercher à évaluer une influence du flux solaire FS dont les variations restent faibles ( voir tableau XI). Rappelons qu'une variation de FS de 150 à 200 cause une variation de 1.3 % seulement de la largeur.

Bien que le modèle prévoit une relation non linéaire entre  $a$  et  $I_b$ , et donc  $a_1$  et  $I_p$ , nous avons cherché à évaluer le coefficient de corrélation

.../...



linéaire entre  $a_1$  et  $I_p$ . Il est égal à 0.40 seulement pour les valeurs mensuelles de 8h30 à 16h30. Il est plus élevé (0.57), avec en même temps une réponse élevée du test de Snédécour ( $F = 43.7$ ), pour les heures 10h30 à 16h30. Ceci confirme la remarque déjà faite : les largeurs sont anormalement grandes dans la matinée.

En ce qui concerne les  $r_q$ , le tableau XIX, analogue du tableau XVIII, donne un premier élément d'information.

TABLEAU XIX

	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30	17h30
Y	0.51	0.91	1.04	<u>0.66</u>	<u>0.72</u>	<u>0.76</u>	<u>0.90</u>	<u>1.07</u>	2.01	1.62
D	0.98	1.32	1.36	1.35	1.33	0.69	0.64	0.64	1.30	1.31
E	0.60	0.96	1.03	1.01	0.50	<u>0.55</u>	<u>0.71</u>	<u>1.13</u>	2.15	1.84
J	-	0.52	0.79	<u>0.78</u>	<u>0.91</u>	<u>1.06</u>	<u>1.61</u>	<u>2.11</u>	3.25	-
m	1.00	1.09	1.19	0.99	0.92	0.92	1.13	1.64	2.55	3.77
$\sigma$	0.47	0.53	0.42	0.30	0.34	0.42	0.41	0.53	0.80	5.25
n	1	1	1	7	10	11	10	5	0	0

Rapports  $r_q$  ( $S_P^E$  total/ $S_P^R$ ) pour l'année (Y), les saisons (D, E, J), et la moyenne des mois (m) avec leur écart-type ( $\sigma$ ). Les rapports Y, D, E, J sont soulignés s'il y a 2 rubans.  
n : nombre de cas où un double ruban existe dans les 15 mois.

De nouveau, nous laisserons de côté les valeurs de 17h30 : leur écart type manifeste qu'elles sont mal déterminées. Une certaine variation journalière semble apparaître. Mais le fait essentiel est celui qui était déjà illustré par la figure 24C : aux heures où un second ruban a été détecté par l'analyse, le rapport est souvent plus faible. Dans le tableau XX, nous donnons les valeurs  $r_q$  calculées en ne prenant en compte que le ruban principal (toujours dirigé vers l'Est, aux heures que nous étudions ici). La suite des valeurs est plus régulière, et les écarts-type plus faibles.

../...

TABLEAU XX

	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30
Y	0.51	0.91	1.04	1.06	1.18	1.30	1.39	1.67	2.01
D	0.98	1.32	1.36	1.35	1.33	1.28	1.27	1.34	1.30
E	0.60	0.96	1.03	1.01	1.04	1.19	1.51	1.92	2.15
J	-	0.52	0.79	1.01	1.28	1.55	1.61	2.11	3.25
m	1.02	1.11	1.21	1.24	1.29	1.41	1.76	1.96	2.61
$\sigma$	0.44	0.50	0.39	0.26	0.19	0.27	0.27	0.30	0.76

Rapports  $r_q$  ( $S_R^E$  du ruban principal/ $S_R^P$ ) pour l'année (Y), les saisons (D,E,J) et la moyenne des mois (m) avec leur écart-type ( $\sigma$ ).

Les différences entre les  $r_q$  des tableaux XIX et XX montrent bien que le second ruban représente un autre phénomène qui tend à brouiller la corrélation possible entre  $S_R^E$  et  $S_R^P$ . Ceci est confirmé par le calcul des coefficients de corrélation entre  $q(S_R^P)$  et  $q(S_R^E \text{ total})$  ou  $q(S_R^E \text{ du ruban principal})$ . Pour les valeurs mensuelles de 8h30 à 16h30, ils sont respectivement égaux à 0.66 et 0.78. D'un coefficient à l'autre, 46 valeurs seulement sur 117 contribuent à la différence. Les grandes largeurs observées pour le second ruban, quand il existe, semblent devoir être interprétées par un effet des vents neutres (voir paragraphe 4.1.4). Pour étudier les relations entre  $I_p$  et  $r_q$ , nous utiliserons donc des rapports  $r_q$  tels que ceux donnés dans le tableau XX, qui correspondent au seul ruban principal.

Ces rapports apparaissent en général nettement plus faibles que les rapports  $R_q$  prévus par le modèle (figure 28b). Ainsi à 11h30, pour l'année, selon la valeur de  $I_p$ , on devrait avoir  $r_q = 2.1$  environ au lieu de la valeur 1.06 observée. De 11h30 à 16h30, une croissance assez claire existe, qui correspond sans doute à la décroissance de  $I_p$  : ceci est bien l'effet prévu par le modèle. Mais comme pour les largeurs, les valeurs du matin semblent anormales parce que plus faibles qu'autour de 11h30.

#### 4.2.1.2. Comparaison avec le modèle de RICHMOND

Les figures 32 et 33 illustrent les variations des paramètres  $a_1$  et  $r_q$  ( $S_R^E$  du seul ruban principal/ $S_R^P$ ) en fonction de  $I_p$ . Les valeurs annuelles ou saisonnières sont représentées séparément des valeurs mensuelles (en A et B respectivement). Pour les valeurs mensuelles, les cas où un seul ruban a été détecté sont représentés par le symbole (+), les cas où le second ruban a été détecté par le symbole (x). Enfin les valeurs pour lesquelles le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  est supérieur à 0.20 (voir courbes R de la figure 24A) sont entourées d'un cercle pour rappeler que la détermination des paramètres est moins bonne.

La dispersion, pour une même valeur de  $I_p$ , est très grande qu'il s'agisse de  $a_1$  ou de  $r_q$ . Elle tend cependant à être plus faible pour les valeurs élevées de  $I_p$  : ceci est dû, surtout en ce qui concerne  $a_1$  (nous reviendrons sur une autre cause de la dispersion des valeurs de  $r_q$ ), à ce que la détermination des paramètres de l'électrojet est plus précise quand le phénomène est plus intense, c'est-à-dire quand  $I_p$  est plus grand.

Comparée à la valeur élevée obtenue pour le coefficient de corrélation entre  $q$  ( $S_R^P$ ) et  $q$  ( $S_R^E$  du seul ruban principal), soit 0.78 pour les heures 8h30 à 16h30, la dispersion des valeurs  $r_q$  en 33B semble particulièrement grande. Ceci montre combien un coefficient de corrélation élevé peut être ambigu parce qu'il peut masquer une dispersion encore assez grande : il signifie seulement que le grand axe du nuage de points est nettement plus long que le petit axe.

Deux courbes théoriques, relatives au modèle de RICHMOND, sont représentées sur chacune des figures. Les premières,  $T_1$ , sont les mêmes que celles de la figure 28B, et correspondent donc à une distance zénithale nulle. Les valeurs observées sont systématiquement soit en-dessus ( $a_1$ ) soit en-dessous ( $r_q$ ). RICHMOND (1973, p. 1107) note que les fréquences de collision des électrons qu'il utilise dans son modèle et qui nous ont servi pour le calcul des

courbes  $T_1$  sont peut-être trop faibles. Les courbes  $T_2$  ont été calculées en prenant des fréquences de collision des électrons deux fois plus grandes. Le déplacement obtenu vers les valeurs observées n'est significatif que pour les faibles <sup>valeurs</sup> de  $I_p$ . Il est peu probable qu'un ajustement plus précis des fréquences de collision permette de déterminer des courbes  $T$  qui passent à travers les valeurs médianes des valeurs observées.

La dispersion, sur laquelle nous reviendrons, empêche toute comparaison certaine, surtout dans le cas des  $a_1$ , entre courbes théoriques et valeurs observées. En particulier le palier constant des courbes théoriques dans la région  $0 < I_p < 20$  ne peut être identifié à travers les valeurs observées. On peut cependant dire que la croissance des  $a_1$  ou la décroissance des  $r_q$  avec  $I_p$  croissant, paraît être de l'ordre de grandeur prévu par le modèle de RICHMOND. Ceci confirmerait l'importance des instabilités dans le phénomène "électrojet". Sans doute, RICHMOND n'intègre dans son modèle que les instabilités de type I qui sont rares. Mais nous avons dit que les instabilités de type II, dont la présence est presque permanente, ont une influence probable.

Le décalage entre les valeurs observées et les courbes théoriques  $T$  reste important. Trois raisons peuvent être invoquées pour l'expliquer :

- a) l'effet des instabilités du type II serait nettement plus important que celui des instabilités de type I, en particulier pour les faibles valeurs de  $E_\varphi$  et  $I_p$  (rappelons que le phénomène de couche E sporadique équatoriale est constamment présent, le matin et le soir - à condition que le contre-électrojet ne soit pas présent),
- b) la valeur observée  $I_p$  ne mesure pas le champ électrique  $E_\varphi$  parce qu'un effet des vents neutres, de sens systématique, l'augmente et diminue la valeur de  $r_q$  ; comme le régime des vents est symétrique par rapport à l'équateur géographique et que l'équateur magnétique est à environ  $10^\circ N$ , un tel effet systématique est tout à fait possible,

.../...

c) le modèle de RICHMOND contient deux approximations ( $B_0$  et  $E_\varphi$  constant) ; la première est très probablement sans influence importante mais il serait intéressant de vérifier si une variation de  $E_\varphi$  en longitude et en altitude n'introduit pas, tout au moins sur les rapports  $R_q$  théoriques, des différences appréciables.

La dispersion elle-même des valeurs est certainement due pour les faibles valeurs de  $I_p$  à la difficulté de l'analyse des profils de faible amplitude (voir appendice E). Selon les rapports  $r_q$  observés ( $\sim 2$  pour  $I_p < 25$ , figure 33), on peut estimer que le  $\Delta H_E$  observé au centre est de 25 gammas pour  $I_p = 16.0$  amp/km. Par conséquent, on peut considérer que pour  $I_p > 20$ , les profils de l'électrojet ont déjà une amplitude suffisante pour que les paramètres  $a_1$  et  $I_0$  soient relativement bien déterminés. On ne peut affirmer que la dispersion qui subsiste pour  $I_p > 20$  sur les figures 32 ou 33 ne soit aucunement d'origine expérimentale. L'analyse que nous avons faite de l'effet des vents neutres (voir paragraphe 4.1.4) a montré que ceux-ci pouvaient être la cause d'une variabilité des largeurs et des rapports, ceci étant cependant peu marqué pour les premières mais très important pour les secondes (voir tableau XVI). Par conséquent, il est possible que la précision de l'analyse soit inférieure aux estimations que nous avons données (appendice F), spécialement en ce qui concerne les largeurs. Ou bien d'autres facteurs que nous ignorons contribuent à cette dispersion. Il est cependant à peu près certain que l'effet des vents neutres en cause une part importante. En particulier, dans le cas des rapports, il est sûr que le  $S_R^P$  de H que nous déterminons par l'analyse est contaminé par l'effet des vents neutres et ne donne pas une mesure exacte de la densité  $I_p$ , en principe liée uniquement au champ  $E_\varphi$ .

Sans doute,  $I_p$  est calculé en intégrant le  $S_R^P$  de H sur la largeur  $2a_1$  (soit 3 à 4° de latitude de part et d'autre de l'équateur) ; c'est une zone où l'effet des vents est nul ou faible (voir figure 29). Mais si nous

.../...

considérons les schémas de la figure 30, il apparaît que, lors de l'analyse, le  $S_R^P$  que nous obtenons n'est pas la droite figurant le  $S_R^P$ . Dans le cas de  $A_1$ , l'effet des vents ( $S_V$ ) est inclus dans le  $S_R^E$  sous la forme d'un ruban négatif, et le niveau du  $S_R^P$  au centre est augmenté (point N, par exemple). Dans le cas  $B_5$ , il est également inclus dans le  $S_R^E$  bien que l'analyse ne puisse alors séparer deux rubans positifs de largeur différente, et ceci diminue le niveau du  $S_R^P$  au centre (point N). De telles contaminations de  $I_p$  par l'effet des vents neutres sont très probablement la cause de la dispersion des valeurs observées  $r_q$  (figure 33). D'autre part, il semble normal que la dispersion soit plus grande autour de  $I_p = 40$  amp/km, par exemple, qu'autour de  $I_p = 70$  amp/km, la contamination causée par les vents étant d'autant plus grande que la part du  $I_p$  correspondant au champ primaire  $E_\varphi$  est plus faible.

Enfin, en ce qui concerne un effet de la distance zénithale, il serait surtout sensible sur la largeur pour les valeurs élevées de  $\chi$  (voir figure 28A). La figure 32 semblerait indiquer la réalité d'un tel effet pour les faibles valeurs de  $I_p$ . Sans doute, la détermination des paramètres de l'électrojet est alors moins bonne (la plupart des valeurs sont entourées d'un cercle, signifiant que  $r_{18}/r'_{18}$  est supérieur à 0.20). Mais, dans le cas des moyennes annuelles ou saisonnières (figure 32A), les 4 valeurs dont le  $I_p$  est le plus faible sont celles de 16h30 (soit  $\chi \approx 70^\circ$ ) et il semble bien, par conséquent, que la largeur de l'électrojet se réduise à ces heures, conformément à ce que le modèle de RICHMOND prédit.

#### 4.2.2. Les rubans secondaires de grande largeur : un "pseudo" contre-électrojet

La discussion faite dans l'appendice F a montré que, lorsque l'analyse réussissait à définir deux rubans de largeur différente (rapport de l'ordre de 2), l'erreur sur l'évaluation des paramètres était plus grande que dans le cas d'un seul ruban. Nous devons donc considérer que nous n'obtenons que des

.../...

ordres de grandeur. Par contre, que l'analyse réussisse à effectuer une telle séparation en deux rubans de sens contraire est le signe d'une déformation des profils observés, et nous avons souligné (chapitre III, 2.2.2.2) qu'une telle déformation correspondait nécessairement à une modification beaucoup plus importante de la distribution des courants.

L'étude de l'effet des vents neutres, telle que le modèle de RICHMOND la permet (figure 29 et 31) a montré que ceux-ci étaient susceptibles de donner l'apparence d'un ruban secondaire négatif de grande largeur. Il est donc pratiquement certain que tous les profils de moyennes mensuelles, saisonnières ou annuelles étudiées dans ce chapitre, pour lesquels l'analyse a détecté deux rubans (carrés de la figure 24) relèvent d'une telle interprétation. Il est bien clair qu'il ne s'agit pas, en ces cas, d'un "contre-électrojet" - ruban de courants dirigés vers l'Ouest - mais ce que nous appellerons un "pseudo" contre-électrojet : le "déficit", à l'équateur magnétique, des courants dûs aux vents (schéma de la figure 30A1) donne l'apparence d'un ruban secondaire plus large et de sens contraire au ruban principal. La déformation des profils créée par des vents de sens contraire (figure 30B5), n'est détectée par l'analyse que sous la forme d'une variation de la demi-largeur  $a_1$  et du rapport  $r_q$ .

Le tableau XXI donne les valeurs  $a_k$  et  $I_{o,k}$  pour l'année et les saisons ; nous utilisons ici les valeurs non corrigées  $a$  et  $I_o$  désignées sur la figure 24B ; les corrections appliquées aux grandes largeurs pour les faibles intensités peuvent être incertaines.

Les demi-largeurs  $a_2$  observées sont en général nettement plus grandes ( $\sim 900$  km) que celle obtenue par l'analyse du profil C ( $\sim 700$  km, voir figure 31C et tableau XVI) dont nous avons dit qu'il s'approchait des résultats observés. La série des profils A de la figure 29 montre cependant que la largeur varie rapidement avec la forme du profil de vents en altitude.

.../...

Pour les intensités, les rapports  $I_{0,2}/I_{0,1}$  sont de l'ordre de grandeur de celui obtenu pour le profil C (tableau XVI). Ceci tendrait à indiquer que les valeurs observées données dans le tableau XXI pourraient correspondre à des vitesses moyennes de vents neutres de l'ordre de grandeur de celles utilisées pour les profils de la figure 31, soit environ 75 m/sec.

TABLEAU XXI

	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30
	largeur $a_k$				
Y	448 1190	436 995	428 918	404 913	406 713
D	-	-	404 918	371 829	363 691
E	-	444 1046	443 996	447 930	432 919
J	448 1005	442 899	434 679	-	-
	densités $I_{0,k}$				
Y	145 -28	141 -31	120 -29	85 -17	55 -11
D	-	-	98 -26	63 -19	40 -12
E	-	146 -47	131 -44	111 -38	78 -21
J	130 -15	151 -27	142 -32	-	-

Demi-largeurs  $a_1$  et  $a_2$  (km) et densités au centre  $I_{0,1}$  et  $I_{0,2}$  (amp/km)<sup>2</sup> pour les valeurs annuelles Y ou saisonnières D,E,J.

Un fait doit être noté : ce "pseudo" contre-électrojet semble n'apparaître que dans la partie décroissante de la variation journalière (après 11h30). Le même caractère se retrouve pour les valeurs mensuelles (la seule exception est en février 1969 à 8h30 et juin 1969 à 9h30 et 10h30). Ceci tendrait à montrer que le régime de vents favorables au "pseudo" contre-électrojet arrive plutôt dans l'après-midi.



#### 4.2.3. Le contre-électrojet du matin

Selon la figure 24B (diagrammes  $a^C$  ou  $I_0^C$ ), le contre-électrojet du matin a une largeur qui est proche de celle du ruban principal (à l'exception de novembre 1968 et mars 1970). Les vents neutres ne peuvent donc en général expliquer ce phénomène : il s'agit bien d'un "supplément" de courants dans une bande de  $3^\circ$  à  $4^\circ$  de latitude de part et d'autre de l'équateur comme pour l'électrojet lui-même, et il doit être lié à un champ primaire  $E_\varphi$  dirigé vers l'Ouest.

Les densités  $I_0$  sont très faibles (le  $\Delta H_E$  au centre est autour de 10 gammas) et la précision de l'analyse est assez limitée : cependant, selon la valeur du rapport  $r_{18}/r'_{18}$  (diagramme R de la figure 24A), la détermination est meilleure qu'en fin d'après-midi où les densités  $I_0$  sont comparables. Les figures 21A (année) ou 23A (juillet 1969) montrent d'ailleurs que le renversement des profils de H et Z est extrêmement net.

C'est en décembre 1968, en septembre et en octobre 1969 que le phénomène est le plus fort ( $I_0 \sim -40$ ), et au solstice de juin qu'il est le plus stable et le plus fréquent, existant alors à 7h30 aussi bien qu'à 6h30. Le nombre de valeurs mensuelles dont nous disposons (19 valeurs) est trop faible pour pouvoir détecter l'effet de tel ou tel facteur. Le tableau XXII donne le détail des valeurs annuelles et saisonnières de  $a_1$  et  $I_{0,1}$  ; il contient de plus les valeurs correspondantes de la quantité  $I_p$  et d'une quantité  $I'_p$  que nous définirons ci-dessous.

Nous ne pouvons utiliser la densité  $I_p$  comme mesure du champ  $E_\varphi$  : elle est positive tandis que la densité  $I_0$  de l'électrojet est négative. La gamme des largeurs observées, avons-nous dit, indique qu'il ne peut s'agir d'un effet des vents ; elles devraient en ce cas être beaucoup plus grandes. D'ailleurs les observations ionosphériques de FAMBITAKOYE, RASTOGI, TABBAGH et VILA (1973) faites sur le même méridien, montrent que le renversement des

profils est accompagné d'une disparition (ou d'un retard dans l'apparition) du E sporadique équatorial, ce qui peut être interprété par l'existence d'un champ primaire  $E_{\varphi}$  renversé.

TABLEAU XXII

		Y	D	E	J
6h30	a	389	409	379	361
	$I_0$	-24.2	-18.9	-31.1	-25.3
	$I_p$	7.3	6.6	5.1	10.3
	$I'_p$	-6.5	-5.0	-8.3	-6.7
7h30	a	-	-	-	366
	$I_0$	-	-	-	-31.5
	$I_p$				21.5
	$I'_p$				-8.4

Valeurs de  $a_1$  (km) et  $I_{0,1}$  (amp/km)  
pour l'année<sup>1</sup>(Y), et les saisons  
(D,E,J) en cas de contre-électrojet.  
Valeurs  $I_p$  et  $I'_p$ .

Nous pouvons chercher à estimer la densité  $I'_p$  qui donne naissance au contre-électrojet en supposant un  $r_q = 2$  et en calculant  $I'_p$  à partir de  $I_0$  (voir, par exemple, formule 17, où  $I_b$  joue le rôle de  $I'_p$ ). Les valeurs ainsi obtenues (tableau XXII) sont très faibles. Quant aux largeurs, si nous cherchions à les dessiner sur la figure 32A, elles seraient situées dans le domaine d'abscisses 0-10 pour  $I_p$  et il apparaît qu'elles sont systématiquement supérieures de 100 km aux largeurs observées avec un électrojet normal. A 6h30 et 7h30, la distance zénithale est cependant très grande (proche de 90° à 6h30) et devrait réduire la largeur. Il semblerait donc que le contre-électrojet serait systématiquement plus large, à  $E_{\varphi}$  égal, que l'électrojet.

Enfin supposons que cette estimation de  $I'_p$  soit correcte. Cela signifie que la densité observée  $I_p$  ne représente pas la densité réelle des courants dirigés vers l'Est ; elle serait égale à  $I_p - I'_p$  (soit, par exemple, 13.8 pour l'année à 6h30). Une valeur plus élevée de  $r_q$  pour le calcul de  $I'_p$  (soit par exemple 3 au lieu de 2) ne diminuerait que peu la valeur de cette densité réelle (soit 11.6 au lieu de 13.8). La difficulté fondamentale qui

est alors rencontrée est la suivante. Pourquoi ces courants dirigés vers l'Est, dont la densité est certainement supérieure à celle des courants dirigés vers l'Ouest, ne donnent-ils pas naissance à un électrojet normal ? Diverses hypothèses sont possibles.

Ou bien, il s'agirait encore, malgré la gamme de largeurs observées, d'un effet des vents neutres. Un profil de vents neutres en altitude du type A (figure 29), tel que ceux-ci descendent encore plus bas que pour le profil A4 de cette figure, réduirait encore la largeur observée. Mais il ne faut pas oublier qu'un tel mécanisme n'induit pas, à l'équateur magnétique, d'effets négatifs importants, ce qui est souvent le cas lorsque ce que nous appelons le "contre-électrojet" est fort. La disparition du E sporadique va également dans le sens d'un courant négatif réel.

Ou bien, comme nous l'indiquions dans notre discussion sur la position du centre, les courants dirigés vers l'Ouest sont plus amplifiés que ceux dirigés vers l'Est. Seule, sans doute, une élaboration plus raffinée du modèle de RICHMOND, telle qu'elle incluerait une variation du champ primaire  $E_p$  en longitude et en altitude, permettrait de confirmer ou d'infirmer cette seconde hypothèse.

#### 4.3. Conclusion

Le type d'analyse que nous avons faite, en prenant comme paramètre de référence la quantité  $I_p$ , masque au premier abord ce qu'on aurait pu attendre d'une étude de la variation journalière ou saisonnière. Ainsi, l'électrojet serait en moyenne plus large à l'équinoxe ( $a_1 = 391$  km pour les heures 8h30 à 16h30) qu'aux deux autres saisons (350 et 369 respectivement aux solstices de décembre et de juin), mais ceci est lié aux valeurs moyennes de  $I_p$  (respectivement 41.3 d'une part, 28.5 et 36.2 d'autre part) dont les variations traduisent en particulier la propriété classique du  $S_R^P$  de H d'être, aux basses latitudes, le plus grand aux équinoxes.

Un autre détail que nous avons signalé en commentant la figure 24C a été négligé : sur les courbes D,E,J des paramètres  $q(a_1)$  ou  $H_C$ , le maximum du  $S_R^P$  n'est pas toujours à la même heure que celui du  $S_R (= S_R^E + S_R^P)$ . Il serait possible d'attribuer cette différence à un effet des vents neutres.

L'essentiel de notre analyse a porté sur une comparaison avec le modèle de RICHMOND. Les différences entre courbes théoriques T et les valeurs observées sur les figures 32 et 33 peuvent sans doute être interprétées de manières extrêmement diverses. On peut cependant affirmer que les effets des instabilités et des vents neutres introduits par RICHMOND dans son modèle sont essentiels pour rendre compte des observations. Une part des différences entre le modèle et les observations peut être due à des incertitudes sur les valeurs des paramètres ionosphériques (fréquences de collision, par exemple). Mais instabilités et vents neutres ont certainement une influence prédominante. Ils expliquent que les rapports observés  $r_q$  soient beaucoup plus faibles que des rapports théoriques  $R_q$  calculés sans tenir compte de leurs effets ; ils expliquent également les variations journalières de la largeur  $a_1$  ou des rapports  $r_q$  que nous observons (figure 24B ou 24C). Enfin, la variabilité des rapports, pour une même valeur de  $I_p$ , est très probablement liée à un effet des vents neutres ; elle est plus grande pour des  $I_p$  moyens ( $\sim 30$  à  $40$  amp/km) que pour des  $I_p$  grands ( $\sim 70$  amp/km).

En ce qui concerne ce que nous avons appelé le "pseudo" contre-électrojet, il semble bien qu'une interprétation par un effet des vents neutres soit correcte. Il faut souligner à nouveau que, en ce cas, la détection par l'analyse de deux rubans de sens contraire n'est qu'un moyen analytique de mieux représenter les profils magnétiques par une loi telle que :

$$I_{o,1}(1 - x^2/a_1^2)^2 + I_{o,2}(1 - x^2/a_2^2)^2$$

où  $I_{o,1}$  et  $I_{o,2}$  sont de signe contraire. A la limite, on pourrait tenter une analyse avec deux rubans pour lesquels  $I_{o,1}$  et  $I_{o,2}$  seraient de même signe

.../...

et  $a_1$  et  $a_2$  de valeur très différente. Il est extrêmement probable que les résultats seraient peu significatifs parce que la forme des profils de distribution des courants étant moins modifiée dans le second cas que dans le premier, la déformation des profils magnétiques est insuffisante pour que l'analyse puisse réussir.

En ce qui concerne le contre-électrojet du matin, les largeurs observées semblent indiquer qu'il n'est pas causé par les vents neutres, et ceci est confirmé par la disparition de la couche E sporadique, que l'on peut interpréter par un renversement du champ primaire  $E_\varphi$ . Le phénomène est donc incontestable. Les profils de déclinaison que nous avons discutés (21A et 22A) montrent d'ailleurs qu'il ne correspond pas à un petit vortex de courants. Enfin, les largeurs observées sont apparemment nettement plus grandes ( $\sim 400$  km) que pour l'électrojet lui-même ( $\sim 300$  km) à  $I_p$  égal.

Enfin, nous avons systématiquement utilisé les rapports  $R_q$  (théoriques) ou  $r_q$  (observés) parce qu'ils représentent le rapport de quantités intégrées sur la largeur de l'électrojet, et non pas une mesure ponctuelle comme le seraient les rapports  $r_H$  (fig. 24C). Nous donnons dans l'appendice L quelques remarques sur la valeur des rapports  $R_H$  ou  $r_H$ , pour faciliter des comparaisons avec d'autres longitudes et, en particulier, situer les observations de Huancayo par rapport au modèle de RICHMOND. Il ressort principalement de cette comparaison que, durant l'Année Géophysique Internationale (époque des observations faites sur le profil de Huancayo), l'électrojet était peut-être assez proche d'une saturation par les instabilités de plasma ; ainsi l'écart entre rapport observé et rapport théorique devient très faible.

## CHAPITRE V

### ANALYSE DE JOURS INDIVIDUELS

96 jours calmes ( $A_m \leq 16$ ), parmi les 135 que nous avons intégrés dans les moyennes mensuelles du chapitre précédent (voir tableau XI), ont été analysés.

Nous présenterons d'abord des résultats généraux concernant cet ensemble de jours ; nous étudierons ensuite la position du centre et les variations de la largeur et de l'intensité ; notre but sera alors de vérifier si les valeurs des paramètres moyens obtenus au chapitre précédent sont bien représentatives. Enfin nous commenterons les profils de quelques jours et les variations temporelles de deux séries de jours successifs.

#### 1. Résultats généraux

Le tableau XXIII donne un certain nombre d'indications chiffrées concernant l'analyse de ces 96 jours. Notons que nous avons dû ajouter deux critères supplémentaires (voir p. 61 ou appendice E pour les autres critères) pour rejeter certaines analyses : 1/ lorsqu'avec un seul ruban la demi-largeur devient supérieure à 1100 km ; 2/ lorsque le centre est à  $\pm 150$  km de la position moyenne (+ 20 km) trouvée au chapitre IV (3.3.2).

Les cas de divergence à partir de l'approximation de départ sont plus fréquents le matin et l'après-midi qu'en milieu de journée. Ceci s'explique par le fait qu'en ces moments de la journée, la variation  $S_R$  a souvent une amplitude faible, ou bien présente une forme très complexe sur les deux composantes H et Z. Toute approximation de départ devient alors très difficile sinon impossible à définir. Nous remarquons

TABLEAU XXIII

	divergence	$r_{18}/r'_{18} > 0.4$	a	c	a&c	N	$r_{18}/r'_{18}$	i/e	$r_{126}$	$I_{0,1} > 0, I_{0,2} < 0$	$I_{0,1} < 0, I_{0,2} > 0$	$I_0 < 0$
6h30	3	23	0	1	1	68	0.24 0.08	0.14 0.05	0.61 0.21	1.5	1.5	95.6
7h30	9	29	0	1	1	56	0.22 0.07	0.13 0.06	0.78 0.31	1.8	1.8	62.5
8h30	5	22	0	0	0	69	0.20 0.09	0.14 0.07	1.10 0.42	2.9	0.0	13.0
9h30	1	10	0	0	0	85	0.15 0.08	0.11 0.06	1.38 0.53	2.4	0.0	1.2
10h30	1	1	0	1	1	92	0.13 0.07	0.09 0.06	1.42 0.62	18.5	0.0	0.0
11h30	1	0	0	1	0	94	0.13 0.07	0.09 0.05	1.38 0.63	30.9	0.0	1.1
12h30	3	4	0	1	1	87	0.12 0.06	0.09 0.05	1.31 0.57	37.9	0.0	1.2
13h30	5	3	1	0	0	87	0.15 0.08	0.10 0.06	1.27 0.48	39.1	0.0	6.9
14h30	4	4	1	1	0	86	0.18 0.08	0.12 0.06	1.18 0.43	31.4	0.0	12.8
15h30	9	8	0	0	1	78	0.20 0.07	0.13 0.05	1.02 0.37	18.0	0.0	15.4
16h30	8	27	0	2	1	58	0.26 0.07	0.16 0.05	0.90 0.36	3.5	1.7	5.2
17h30	13	41	4	0	3	35	0.29 0.06	0.16 0.05	0.70 0.30	0.0	0.0	0.0
$\Sigma$	62	172	6	8	9	895	Pourcentage par rapport à N					

Statistique générale concernant l'analyse de 96 jours à  $A_m \leq 16$ . Dans les 6 premières colonnes sont donnés les nombre de cas où l'analyse a divergé à partir de l'approximation de départ, où l'analyse a été rejetée à cause de la valeur  $r_{18}/r'_{18}$ , où les critères supplémentaires relatifs à a ou c ont joué, où l'analyse a réussi. Les 3 colonnes suivantes donnent les valeurs moyennes (et l'écart-type) des paramètres évaluant la précision de l'analyse. Les 3 dernières colonnes indiquent le pourcentage de cas (par rapport à N) où l'on a obtenu un double ruban avec un ruban principal positif ( $I_{0,1} > 0$ ) ou négatif ( $I_{0,1} < 0$ ), et le nombre de cas où un seul ruban à  $I_0 < 0$  a été obtenu (contre-électrojet) ; le reste des cas correspond donc à un ruban unique à  $I_0 > 0$  (électrojet).

que ces cas de divergence sont plus nombreux l'après-midi que le matin. Ceci provient de ce que les formes complexes dont nous parlons ci-dessus sont en nombre plus grand l'après-midi.

Les cas où  $r_{18}/r'_{18} \geq 0.4$  sont plus fréquents aux mêmes moments de la journée que pour les cas de divergence. Leur nombre total (172) est de plus supérieur à celui des cas de divergence (62) à partir de l'approximation de départ.

Quant aux critères supplémentaires a et c, ils éliminent seulement 23 profils horaires sur les 1152 que nous avons analysés. Ils jouent donc rarement et conduisent le plus souvent à rejeter des profils dont l'amplitude est si faible qu'elle est du même ordre de grandeur que les erreurs possibles de mesure.

Selon la colonne N du tableau XXIII, c'est seulement à 17h30 que le nombre d'échecs est plus grand que le nombre de réussites. En milieu de journée, celles-ci avoisinent les 100 %. Si elles sont plus fréquentes à 6h30 qu'à 17h30, c'est parce que les profils sont alors souvent mieux définis. Finalement, la proportion d'échecs de l'analyse est de 22.3 %, soit, en moyenne, un peu plus de 2 heures sur 12 chaque jour.

Les trois colonnes suivantes du tableau XXIII contiennent les valeurs des quantités  $r_{18}/r'_{18}$ , i/e et  $r_{126}$  (celles dessinées sur la figure 24A pour les profils de valeurs moyennes) qui permettent d'apprécier la précision de l'analyse.

Le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  est une estimation du degré de confiance que nous pouvons accorder à l'analyse. Si nous comparons ces rapports moyens aux valeurs annuelles (figure 24A), nous constatons qu'ils sont très nettement supérieurs en milieu de journée (0.13 au lieu de 0.05 à 11h30 par exemple) mais par contre du même ordre de grandeur le matin et l'après-midi. Ce dernier fait s'explique par la condition  $r_{18}/r'_{18} \geq 0.4$  par laquelle nous



rejetons un certain nombre de profils. Les écarts-type montrent que la précision est très variable ; ainsi, en milieu de journée, elle peut être faible ( $r_{18}/r'_{18}$  dépassant 0.20) mais aussi bien atteindre la même précision que celle obtenue pour les profils annuels (environ 0.05).

La quantité  $i/e$  permet, en principe, la comparaison des amplitudes moyennes des effets internes et des effets externes. Nous avons vu cependant au chapitre IV (fig. 24A) que la variation de ce rapport est liée à la variation du rapport  $r_{18}/r'_{18}$  et qu'il traduit par conséquent plus une incertitude sur le  $S_R^E$  analysé (par suite, par exemple, d'une mauvaise définition du  $S_R^P$ ) que de véritables effets internes.

Enfin les résidus  $r_{126}$ , au terme de l'analyse, sont en général de l'ordre du gamma. Selon la figure 24A, ils sont en milieu de journée 2 à 3 fois plus grands que pour les profils annuels, mais du même ordre de grandeur que pour certains profils mensuels. Mais l'écart-type, de l'ordre de 0.5, indique que certains résidus sont beaucoup plus élevés (nettement supérieurs à 2 gammas par exemple).

Les trois colonnes suivantes du tableau XXIII concernent le signe de  $I_o$  ou le nombre de rubans définis. Tout d'abord un double ruban avec  $I_{o,1} > 0$  et  $I_{o,2} < 0$  peut exister à toute heure de la journée (sauf à 17h30) mais avec une fréquence beaucoup plus grande entre 10h30 et 15h30. Selon la figure 24B ( $I_o$ ), c'est à ces mêmes heures que des doubles rubans de ce type apparaissent le plus fréquemment sur les profils de valeurs mensuelles. Ce sont eux que nous avons interprétés par un effet des vents neutres, désignant le second ruban par le terme de "pseudo" contre-électrojet. Les doubles rubans  $I_{o,1} < 0$  et  $I_{o,2} > 0$  sont manifestement très rares ; notre analyse n'en détecte que tôt le matin (6h30 à 7h30) et tard dans l'après-midi (16h30). En ce qui concerne les rubans uniques avec  $I_{o,1} < 0$  (pur contre-électrojet), leur occurrence est extrêmement fréquente à 6h30 et 7h30. Pratiquement

inexistants en milieu de journée, ils réapparaissent avec une faible fréquence (environ 13 %) autour de 15h30. Rappelons que notre période d'observation se situe pendant un maximum d'activité solaire où la fréquence des événements "contre-électrojet" est très faible (MAYAUD et GOUIN, 1967, SCHIELDGE, 1974). Nous donnerons ci-dessous (paragraphe 3) des indications complémentaires concernant les intensités de ces cas de contre-électrojet.

Si on considère que les cas à double ruban correspondent en général à l'existence d'un "pseudo" contre-électrojet, la différence à 100 % de la dernière colonne indique que le supplément de courants qu'on nomme électrojet est le plus souvent dirigé vers l'Est, sauf le matin, pendant notre période d'observation. Enfin notons que les échecs à des heures où l'amplitude du  $S_R^E$  est déjà assez grande ordinairement (par exemple de 8h30 à 15h30), correspondent pratiquement toujours à des formes de transition complexe entre le "pur" contre-électrojet et le "pur" électrojet.

## 2. Position du centre de l'électrojet

Nous étudierons ici la position du centre de l'électrojet et la comparerons à celle trouvée lors de l'étude des moyennes mensuelles, saisonnières et annuelle.

TABLEAU XXIV

	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30
n	60	84	92	93	86	81	75	66	54
c	28.1	29.3	29.7	28.4	26.2	23.6	18.5	16.2	13.0
$\sigma$	41.6	22.9	18.5	16.4	15.5	16.5	18.9	22.0	20.4
$c_r$	32.2	21.4	20.2	22.2	22.2	22.4	22.2	26.6	34.9
$\sigma_r$	43.6	24.2	19.9	17.3	17.0	16.6	19.7	21.5	27.6

Position moyenne (et écart-type  $\sigma$ ) en km par rapport au parallèle 10°N, du centre en cas d'électrojet (n : nombre de valeurs), c : valeurs observées,  $c_r$  : valeurs corrigées par

$$\beta_H, \beta_Z \text{ et } \alpha_f.$$

Le tableau XXIV donne de 8h30 à 16h30 la position moyenne du centre sans correction ( $c$ ), puis avec correction ( $c_r$ ) des effets des facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$  définis précédemment (chapitre IV, 3.3).

Nous pouvons faire trois remarques. 1/ L'écart-type n'est pas diminué en milieu de journée par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  alors qu'il l'était pour les valeurs mensuelles. 2/ Aux heures où la correction  $\alpha_f$  est négligeable (de 10h30 à 12h30 par exemple), nous observons une variation vers le Sud de  $c$  à  $c_r$  qui est analogue à celle qui existe entre  $c$  et  $c_a$  (voir tableau K<sub>2</sub>) ; ce déplacement vers le Sud est dû entièrement aux facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  et a pratiquement la même valeur. 3/ A 14h30 et à 15h30 où la correction  $\alpha_f$  est importante, les valeurs  $c_r$  sont presque identiques aux valeurs de 9h30 à 13h30 où cette même correction est négligeable. Les facteurs  $\alpha_f$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  déterminés à partir de profils mensuels permettent donc de retrouver des positions moyennes du centre réel  $c_r$  pour les jours individuels presque identiques à celles trouvées à partir des moyennes mensuelles.

Les écarts-type sont plus grands en début et en fin de journée qu'autour de midi. Ceci est un signe qui montre clairement que, lorsque l'intensité du phénomène est plus faible, la détermination de la position du centre est moins bonne. Le tableau F6 indiquait qu'une erreur de 5 gammas sur  $Z$  à  $S_5$ , pour un  $\Delta H_E$  de 100 gammas, introduit une erreur de 6 km sur la position du centre. L'amplitude moyenne du  $\Delta H_E$  à midi est de 60 gammas. On peut donc se demander si les valeurs des écarts-type autour de midi sont vraiment le signe de déplacements réels du centre. Sans doute, la moitié de la dispersion est due à des erreurs possibles d'observation pour les jours individuels ; le reste peut être attribué assez probablement aux incertitudes sur la valeur des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , tributaire, comme nous le remarquons en discutant les valeurs mensuelles, de la définition retenue pour le  $S_R^P$  (voir p. 92).

.../...

TABLEAU XXV

	6h30	7h30	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30
n	66	36	9	1	0	1	1	6	11	12	4
c	64.8	53.9	43.0	99.9	-	89.3	135.6	30.9	39.6	52.9	40.9
$\sigma$	37.6	38.0	54.3	-	-	-	-	50.6	43.1	26.3	25.9
$c_r$	63.8	57.6	44.5	90.4	-	93.3	132.1	36.5	51.7	65.8	65.7
$\sigma_r$	37.4	37.1	52.8	-	-	-	-	49.4	33.6	28.0	25.7

Position moyenne (et écart-type  $\sigma$ ) en km par rapport au parallèle 10°N du centre en cas de contre-électrojet. n : nombre de valeurs, c : valeurs observées,  $c_r$  valeurs corrigées par  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$ .

Le tableau XXV indique, dans les cas de "pur" contre-électrojet, la position moyenne du centre sans correction (c) et avec correction ( $c_r$ ) des effets des facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$ . Les écarts-type, comparés à ceux du tableau XXIV à des moments où les  $I_0$  sont à peu près équivalents (par exemple, 8h30 et 16h30) sont du même ordre de grandeur. Le matin, le contre-électrojet est nettement au Nord. En particulier, à 6h30, nous retrouvons une valeur très proche de celle des valeurs mensuelles (voir tableau XV), soit 65 km environ. Rappelons que la correction  $\alpha_f$  a été supposée nulle à 6h30 et 7h30. Dans l'après-midi par contre, les positions  $c_r$  ont été déterminées à l'aide des trois facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$ , évalués pour des conditions d'électrojet normal et non de contre-électrojet. Un déplacement vers le Nord d'environ 40 km par rapport aux valeurs  $c_r$  du tableau XXIV n'est pas systématique, mais on peut cependant affirmer que ce déplacement est presque aussi net l'après-midi que le matin. Nous avons proposé une explication pour le matin, c'est-à-dire que ce déplacement serait dû à un effet de longitude (chapitre IV, 3.4, p. 97). Il n'est pas évident qu'elle soit valable pour l'après-midi parce que le contre-électrojet de l'après-midi est un phénomène plus général, en longitude, que celui du matin. A cet égard, ce déplacement du centre est l'un des problèmes que soulève le contre-électrojet.

### 3. Variations de la largeur et de l'intensité

Les figures 34 ( $a_1$ ) et 35 ( $r_q$ ) sont analogues aux figures 32 et 33. Cependant, les valeurs de  $I_p$  deviennent parfois négatives ; elles ont été supprimées pour la raison suivante. Nous avons choisi systématiquement les niveaux-zéro plutôt après minuit, aux heures où les perturbations ont le moins d'effet aux basses latitudes (MAYAUD, 1967). Souvent, à ces mêmes latitudes, des perturbations négatives se produisent en fin d'après-midi (voir loc. cit.). Elles introduisent alors des valeurs négatives pour le  $S_R^P$  ; nous en donnerons un exemple en commentant des profils de jours individuels. Dans ces conditions, il est évident que la dispersion extrêmement grande des points (rapports  $r_q \sim I_0/I_p$  de la figure 35), pour les  $I_p$  très faibles, provient de ce fait. Il peut aussi causer des  $I_p$  si faibles que les rapports  $r_q$  deviennent très grands. C'est pourquoi les valeurs supérieures à 6 ont été dessinées sur l'ordonnée 6. Les vents, n'ayant qu'une action très faible à l'équateur, sont peu susceptibles de produire des effets négatifs importants à ce même équateur. Cependant, dans certains cas (voir figure 30B5), l'analyse pourra donner l'apparence d'un  $I_p$  négatif au centre. Dans certains cas, des  $I_p < 0$  peuvent donc provenir des vents par l'intermédiaire de notre analyse.

Nous observons sur la figure 34 (relative aux demi-largeurs) et la figure 35 (relative aux rapports  $r_q$ ), une dispersion très grande.

Pour les largeurs, les valeurs moyennes elles-mêmes n'indiquent pas nettement une croissance de  $a$  avec  $I_p$  quoique le nuage de points en donne l'apparence. Ces valeurs moyennes sont supérieures aux valeurs théoriques comme il en était pour les moyennes mensuelles. Pour les faibles valeurs, l'effet de distance zénithale, décrit à partir de la figure 32, n'apparaît pas. Est-ce parce que, dans l'étude de jours individuels, nous observons des  $I_p$  faibles en milieu de journée ?

Avec les rapports  $r_q$ , les valeurs moyennes pour les  $I_p > 20$  se rapprochent de la courbe théorique quand  $I_p$  croît. Par contre, pour les  $I_p < 20$ , les  $r_q$  sont sans doute peu significatifs parce que ces  $I_p$  sont contaminés par d'autres effets tels que : perturbations magnétiques, vents ...

TABLEAU XXVI

	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30
n	17	29	33	34	27	14
a	$993^{+134}$	$933^{+177}$	$886^{+173}$	$801^{+155}$	$765^{+125}$	$794^{+157}$
$I_0$	$-42^{+16}$	$-48^{+24}$	$-48^{+20}$	$-48^{+17}$	$-45^{+15}$	$-33^{+17}$

Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km)  
et densités  $I_0$  (amp/km) du second ruban  
pour les cas où le premier ruban est positif  
(n : nombre de valeurs):

Le tableau XXVI donne, pour les heures de 10h30 à 15h30, la valeur moyenne de la demi-largeur a et de la densité  $I_0$  du second ruban lorsque, l'analyse ayant détecté 2 rubans, le ruban principal a un  $I_0 > 0$ . Le ruban secondaire que nous trouvons au chapitre IV, pendant ces mêmes heures de la journée, avait été qualifié de "pseudo" contre-électrojet.

L'intensité du ruban principal est en moyenne 4 fois plus grande, et sa demi-largeur, proche de 400 km (soit environ 2 fois plus petite), avec une dispersion de 30 à 40 km (au lieu de 125 à 177 km pour le ruban secondaire). Les demi-largeurs trouvées ici sont en moyenne plus élevées que celle déduite du profil C (tableau XVI, p. 107), mais ceci reste explicable par l'effet des vents neutres que nous avons étudié au chapitre précédent.

Le tableau XXVII donne les valeurs des demi-largeurs a, les densités au centre pour le  $S_R^E$  ainsi que les densités au centre  $I_p$  correspondant au  $S_R^P$  pour les heures du matin (de 6h30 à 9h30). Les cas avec  $|\Delta H_E| > 20$  gammas sont donnés séparément pour disposer d'un échantillon

.../...

pour lequel l'analyse est plus précise. On ne peut apprécier la valeur  $I_p$  correspondant au champ électrique primaire, mais elle est probablement de l'ordre de +20 amp/km au plus. Nous ne calculons pas le  $I'_p$ , comme nous l'avions fait pour les valeurs mensuelles (tableau XXII, p. 122 et 123) ; basé sur un rapport  $r_q = 2$ , il serait environ le 1/4 de  $I_0$ . En ce qui concerne les largeurs, la différence avec les valeurs théoriques (voir figure 34) est claire (+100 km au moins). Nous avons fait la même observation avec les valeurs mensuelles.

TABLEAU XXVII

	6h30	7h30	8h30	9h30
	Tous les cas			
n	66	36	9	1
a	$391^{+138}$	$438^{+193}$	$488^{+185}$	466
$I_0$	$-38^{+13}$	$-54^{+23}$	$-62^{+38}$	-93
$I_p$	$+6^{+7}$	$+18^{+10}$	$+35^{+10}$	+71
	$  \Delta H_E   > 20$ gammas			
n	4	15	5	1
a	$436^{+72}$	$413^{+79}$	$552^{+186}$	466
$I_0$	$-63^{+7}$	$-75^{+20}$	$-80^{+41}$	-93
$I_p$	$3^{+7}$	$16^{+8}$	$38^{+12}$	+71

Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km), des densités au centre  $I_0$  (amp/km) pour le contre-électrojet du matin (n : nombre de valeurs). Le  $S_R^P$  de H observé (externe + interne) en gammas est équivalent à environ  $I_p \times 0.86$ .

La valeur moyenne de  $I_p$  est systématiquement positive et est donc de signe contraire à  $I_0$ . Les écarts-type montrent que  $I_p$  est parfois négatif (14 % seulement de tous les cas). Mais, incontestablement, la contradiction entre un  $S_R^P$  positif et le renversement des profils (contre-électrojet) est la plus fréquente. Le  $S_R$  lui-même est négatif, au centre du profil, dans 39 % des cas seulement.

.../...

TABLEAU XXVIII

	13h30	14h30	15h30	16h30
n	6	11	12	4
a	$712^{+198}$	$682^{+190}$	$485^{+90}$	$429^{+100}$
$I_o$	$-61^{+18}$	$-64^{+23}$	$-53^{+20}$	$-38^{+11}$
$I_p$	$30^{+7}$	$26^{+9}$	$19^{+11}$	$16^{+5}$

Valeurs moyennes des demi-largeurs a (km), des densités  $I_o$  au centre et des densités  $I_p$  (amp/km) pour le contre-électrojet de l'après-midi (n : nombre de valeurs). Le  $S_R$  de H au centre, en gammas, équivaut à environ  $I_p \times 0.86$ .

Le tableau XXVIII donne la valeur des mêmes quantités que le tableau précédent mais concernant cette fois les cas de contre-électrojet l'après-midi. 27 sur 33 sont en Janvier ; tous sauf un (le 31.1.69) ont un  $S_R^P > 0$  ; dans un peu moins de la moitié des cas, le  $S_R$  de H observé au centre reste positif. Les événements les plus forts sont ceux des 10 et 24.1.70 avec un  $|\Delta H_E|$  maximum de 40 gammas, le  $S_R^P$  de H au centre étant alors de 15 gammas.

On remarquera de nouveau que les largeurs apparaissent assez grandes ; le plus souvent, lors d'une séquence d'heures présentant un contre-électrojet, la largeur diminue.

Nous présentons deux exemples ci-dessous :

		14h30	15h30	16h30
15.7.69	$a_1$ (km)	671	570	425
		13h30	14h30	15h30
8.1.70	$a_1$ (km)	920	621	418

Ceci pose un problème d'interprétation. On notera d'ailleurs que les formes de transition (voir figure 37 par exemple), pour lesquelles l'analyse a systématiquement échoué sembleraient correspondre à la superposition de 2 rubans dont l'un est beaucoup plus large que l'autre.

.../...



#### 4. Description de quelques profils

La figure 36 illustre des profils de jours où le contre-électrojet du matin est fort. Nous indiquons ci-dessous les valeurs des demi-largeurs correspondant aux heures où le contre-électrojet existe.

		6h30	7h30	8h30	9h30
6.6.69	$a_1$ (km)	500	451	411	466
28.12.69	$a_1$ (km)	476	420	-	-

L'amplitude du  $H_E$  atteint -67 gammas à 8h30, le 6 juin 1969. D'autre part, la différence entre les amplitudes du  $S_R^P$  et du  $S_R^E$  de H entre ces 2 jours est très remarquable. A 11h30, le 6 juin, le contre-électrojet est probablement présent et réduit le  $S_R^E$  de H. Existe-t-il encore pendant les heures suivantes ?

Quelques remarques peuvent être faites quant à la forme du  $S_R^P$  de H. Le 6 juin 1969, l'analyse détecte 2 rubans de 11h30 à 15h30 ; elle n'en détecte qu'un seul le 28 décembre 1968. A 15h30, le  $S_R$  de H du 28 décembre oscille entre  $S_2$  et  $S_3$  et la définition du  $S_R^P$  ne semble guère satisfaisante, à cause des faibles effets négatifs pour la différence  $S_R - S_R^P (= S_R^E)$  qu'on observe aux extrémités du profil ainsi qu'à cause des effets positifs autour de  $S_2$  et  $S_8$ . Si, à cette heure, deux rubans avaient été détectés, les interpolations aux stations fictives F auraient été différentes et le  $S_R^P$  serait passé plus franchement au travers des valeurs en  $S_1, S_2, S_8$  et  $S_9$ . On voit ainsi comment la définition du  $S_R^P$  lui-même est liée à la détection d'un ou deux rubans.

Sur la figure 37, nous donnons des exemples de contre-électrojet fort l'après-midi, pour lesquels nous indiquons ci-dessous les demi-largeurs observées :

		13h30	14h30	15h30	16h30
15.7.69	$a_1$ (km)	-	671	510	423
10.1.70	$a_1$ (km)	628	529	447	368

.../...

De nouveau, ces valeurs paraissent supérieures à la moyenne obtenue pour l'électrojet normal. On notera les formes de transition complexes du  $S_R$  de H à 12h30 et 13h30 le 15.7.1969. Elles sont le signe d'un ruban négatif très large, qui pourrait être expliqué par les vents neutres. Ainsi, la forme de ces profils est proche de celle de 14h30 le 15.10.1969 (voir figure 39).

		13h30	14h30	15h30	16h30
15.7.69	$S_R^P$	-	+35	+21	+16
	$\Delta H_E$	-	-31	-34	-21
10.1.70	$S_R^P$	+26	+13	+12	+13
	$\Delta H_E$	-29	-42	-37	-14

Cependant, nous donnons ci-dessus les intensités respectives du  $S_R^P$  et du  $\Delta H_E$  de H au centre en gammas. Or, le 15.7.69, si le  $S_R$  de H (soit  $S_R^P + S_R^E$ ) est encore faiblement positif à 14h30, nous savons qu'à cette heure la couche E sporadique équatoriale a totalement disparu (FAMBITAKOYE, RASTOGI, TABBAGH et VILA, 1973), ce qui est le signe d'un renversement des courants. De même, le 10.1.70, le  $S_R$  de H devient lui-même franchement négatif à 14h30 tandis que sur les bords du profil, il reste franchement positif (environ +20 gammas). Le  $\Delta H_E$  de -42 gammas ne peut provenir d'un effet des vents neutres. Un des problèmes essentiels non résolus actuellement est donc sans doute le suivant : pourquoi le contre-électrojet est-il si large (environ 800 km) au moment de son apparition et pourquoi reste-t-il plus large que l'électrojet quand il est pleinement formé ?

Sur la figure 38, nous présentons 3 jours dont 2 consécutifs. Ceux-ci ont pour but de montrer le contraste entre un jour où l'effet de l'électrojet semble normal (le 7.7.69) et le lendemain où il est très faible. A 11h30, les  $S_R^P$  de H sont équivalents au centre (62 et 57 gammas respective-

ment), les  $\Delta H_E$  sont, par contre, très différents (90 et 33 gammas). Le 7.7.69, l'analyse ne détecte qu'un seul ruban tout au long de la journée ; le 8.7.69, on a un second ruban de 11h30 à 13h30 ; sa présence est pourtant très probable aux heures suivantes (parce que l'analyse est revenue sur un seul ruban, l'interpolation à la station fictive entre  $S_2$  et  $S_3$  est mauvaise et le profil apparaît déformé entre ces 2 stations par rapport à l'heure précédente). L'intérêt du troisième jour sur cette figure 38 (le 28.5.1969) est de montrer l'effet d'une perturbation l'après-midi. En ce jour, l'électrojet est très faible en milieu de journée. Il devient plus fort à 14h30 et 15h30, et, assez curieusement, ne se renverse pas à 16h30 alors que le  $S_R^P$  de H est négatif. Nous avons vérifié qu'une perturbation négative existe et s'achève à 18h T.U. (soit 19h T.L.) aussi bien à M'Bour qu'à Bangui (voir MAYAUD, 1967 pour le critère "synchronisme" en temps universel des perturbations). Le niveau de nuit, pris dans la nuit suivante, n'en tient pas compte ; le  $S_R^P$  est donc inexact. De tels effets sont la cause de la dispersion très grande des rapports  $r_q$  de la figure 35 pour les  $I_p$  très faibles. D'autre part, puisque l'électrojet n'est pas sensible à ces perturbations, on devrait pouvoir en conclure que celles-ci ne sont pas causées par des courants circulant dans l'ionosphère.

La figure 39 contient des exemples qui illustrent l'effet des vents neutres. Le 21.7.1969 et le 15.10.1969, sont détectés deux rubans respectivement de 10h30 à 14h30 et de 11h30 à 15h30. L'intensité du second ruban est le tiers de celle du premier le second jour, seulement le quart le premier. Ce qui est remarquable le 21.7.1969, est la déformation du  $S_R^P$  de H qui prend place en fin d'après-midi. L'amplitude est plus grande à  $S_1$  (Tamanrasset) qu'à  $S_2$  (Faya-Largeau). Ceci fait contraste avec les amplitudes relatives à ces mêmes stations à 10h30 et 11h30. De telles différences sont probablement un autre exemple de l'effet des vents neutres.

.../...

D'autre part, le 2.12.1969 est un jour où l'électrojet est très faible à 10h30 et 11h30. Le lendemain, jour très calme également (nous n'en donnons pas les profils), il est presque 4 fois plus fort à 10h30 avec un  $S_R^P$  de H pourtant de même amplitude. A 17h30, un fait intéressant apparaît : sur le  $S_R$  de H, aucune trace d'un électrojet n'existe sinon un maximum très large, mais le profil de Z présente encore nettement l'aspect d'une variation de type électrojet. L'analyse donne une demi-largeur  $a_1 = 1040$  km, qui est par conséquent très grande. Ce type de profil est peut-être typique d'un pur effet des vents neutres. Supposons que, au centre du profil, le  $S_R^P$  soit représenté non par la définition obtenue par l'analyse mais soit la valeur du  $S_R$  lui-même, et que la valeur du  $S_R^P$  au long du profil soit constante et égale à cette valeur. Supposons alors que la variation  $S_R$  observée sur H (négative de part et d'autre du centre du profil, par rapport à la valeur au centre) soit causée par les vents neutres (distribution des densités de courants nulle au centre, et négative de part et d'autre). Une telle distribution de courants doit causer un profil de Z dont les extremums ont bien le signe de ceux qui sont observés.

La figure 40 présente une séquence de jours qui ont tous un  $A_m \leq 16$  mais certains intervalles sont perturbés en milieu de journée. Le premier jour (20.1.70), une inversion de l'électrojet extrêmement large prend place. L'analyse, qui n'a pas échoué à 12h30, donne une demi-largeur  $a = 1060$  km, difficilement explicable par le mécanisme électrojet. Les profils apparaissent eux-mêmes beaucoup moins réguliers qu'à l'ordinaire. La figure 41 aidera à comprendre pourquoi. Elle donne une reproduction des enregistrements de H pour la station centrale  $S_5$  et la station  $S_2$ . A cette dernière station, la courbe de la variation journalière est un pur maximum et l'agitation est à peine visible ; en  $S_5$  elle est grande (d'où les irrégularités des profils) et on discerne un minimum secondaire pour la variation journalière. Quelle

est son origine ? les vents neutres ? ou bien une influence de l'agitation sur le mécanisme électrojet ? La seconde hypothèse nous semble plus vraisemblable mais reste à prouver. Il est important de rappeler que, lorsqu'on regarde de longues séries de magnétogrammes de Huancayo, la variation journalière tend souvent à disparaître systématiquement en période agitée.

##### 5. Variations temporelles pour 2 séries de jours successifs

La figure 42, analogue à la figure 24C, concerne deux séries de jours successifs dont le tableau XXIX donne les valeurs des  $A_m$ . La première série illustre surtout la variabilité des rapports  $r$  en milieu de journée, la seconde, des événements "contre-électrojet" d'après-midi. On notera que l'échelle des rapports  $r$  est 2 fois plus petite que celle de la figure 24C.

TABLEAU XXIX

juillet 1969								
jours	2	3	4	5	6	7	8	9
$A_m$	10	4	3	2	6	10	8	12
janvier 1970								
jours	6	7	8	9	10	11	12	
$A_m$	9	8	12	15	8	7	12	

Valeurs de  $A_m$  pour les jours de juillet 1969 et janvier 1970 dessinés sur la figure 42.

1/ - Série de juillet 1969 - Cette première série contient les deux jours donnés en exemple (7 et 8 juillet) dans la figure 38. La différence entre les deux jours apparaît bien de nouveau sur les courbes  $r_q$  (ou  $r_H$ ). Une différence analogue, et même plus grande, existe entre les 2 et 3 juillet. En ce cas, cependant, c'est l'amplitude du  $S_R^P$  qui a augmenté du 2 au 3 juillet sans que celle du  $S_R$  ( $=S_R^P + S_R^E$ ) augmente. Le contre-électrojet du matin est nettement plus fort les 3 et 8 juillet que les 2 et 7 (en ce dernier jour - voir encore fig. 38 -, l'analyse échoue à 6h30 et 7h30). Nous avons remarqué

.../...

en commentant les profils du 6 juin 1969 (fig. 36) que l'amplitude du  $S_R^E$  était relativement faible en milieu de journée par rapport à celle du  $S_R^P$ . Nous retrouvons ici deux séquences de jours, présentant alternativement un contre-électrojet faible le matin et un contre-électrojet fort, et, dans la journée, des rapports  $r_q$  élevés et faibles. Est-ce que le contre-électrojet est encore présent en milieu de journée les 3 et 8 juillet comme il pourrait l'être le 6 juin ? La question est posée, comme elle l'était par la figure 2 de GOUIN et MAYAUD (1967) ou par l'analyse de la variation en longitude de l'intensité de l'électrojet de MAYAUD (1969). En ce cas, la dispersion observée sur la figure 35 (rapports  $r_q$  en fonction de  $I_p$ ) pourrait provenir, non seulement d'un effet des vents neutres, mais aussi bien d'une action d'un contre-électrojet.

2/ - Série de janvier 1970 - Cette série contient le 10 janvier, donné en exemple sur la figure 37. Le contre-électrojet est présent presque chaque jour dans l'après-midi (voir les courbes  $q^E$ ). Les 6 et 11 janvier, les profils d'après-midi pour lesquels l'analyse échoue, ressemblent à ceux de 16h30, le 28.12.1968 (fig. 36). L'occurrence du contre-électrojet, les 7, 8, 9, 10 et 12 montre bien qu'un effet lunaire n'est pas dominant (le phénomène ne suit pas le temps lunaire). Le  $S_R$  de H au centre (courbes  $H_C$ ) n'est pas toujours négatif quand la quantité intégrée de courants  $q^E$  l'est (et ceci suppose que les profils de H et Z sont renversés). Le croisement des courbes  $H_C$  (ou  $q(a_1)$ ) au moment où le contre-électrojet commence, puis les valeurs positives conservées par le  $S_R^P$  tandis que le  $S_R$  ( $= S_R^P + S_R^E$ ) devient négatif, illustrent de nouveau la difficulté essentielle relative au contre-électrojet : un  $S_R^P$  positif ne peut "nourrir" un  $S_R^E$  négatif. On notera qu'aucun des jours à contre électrojet d'après-midi ne présente un contre-électrojet le matin. Ceci provient seulement de ce que le contre-électrojet du matin est moins

.../...

fréquent au solstice de décembre. La figure 37 illustre un jour (le 15.7. 1969) où le contre-électrojet est présent aussi bien le matin que l'après-midi.

---

## CHAPITRE VI

### CONCLUSION

Si cette étude des effets magnétiques de l'électrojet équatorial apporte des résultats nouveaux, c'est avant tout parce que, pour la première fois, on a pu implanter une chaîne comportant un nombre suffisant de stations et la faire fonctionner pendant un laps de temps convenable. Quatre stations supplémentaires, les stations fictives introduites dans l'analyse globale, eussent été très utiles. Mais les quelques exemples de profils en latitude de la variation  $S_R$  au travers de l'équateur magnétique que nous avons donnés constituent, par eux-mêmes, des documents inédits. La régularité de la plupart des profils est impressionnante et, s'ils soulèvent des problèmes que nous n'avons pas toujours pu résoudre, ils illustrent dans toute leur pureté, et leur variabilité, les effets de ce phénomène naturel localisé mais fascinant constitué par l'électrojet.

Le premier problème que nous avons cherché à résoudre concerne les effets induits par ce phénomène. Selon les travaux antérieurs, celui-ci est soumis à la loi générale de la variation  $S_R$  planétaire, soit un taux d'induction de 25 à 30 %. En fait, nous sommes arrivés à une conclusion très différente. Les effets internes de l'électrojet proprement dit sur la variation journalière, le  $S_R^E$ , sont pratiquement négligeables. Ils existent, par contre, pour les variations irrégulières ou perturbations et dépendent alors de leur vitesse de variation dans le temps. Dans la suite de notre étude, nous sommes revenus à plusieurs reprises sur la validité de cette conclusion. Si des effets internes existent pour le  $S_R^E$ , on peut affirmer que leur amplitude est inférieure à la limite de précision des observations elles-mêmes. La régularité des profils annuels, les plus aptes à détecter des effets internes qui n'ont pas de raison de varier de manière importante dans le temps en ce qui concerne le  $S_R$ , laisse cependant penser que la précision doit être assez grande en ce cas.



Nous avons proposé une interprétation de cette anomalie apparente, dont nous avons d'ailleurs montré (FAMBITAKOYE et MAYAUD, 1973) qu'elle n'était pas le fait du seul méridien de nos observations, mais existait aussi bien sur le méridien de Huancayo (l'évaluation classique faite sur ce méridien est erronée). Que l'électrojet induise des effets internes pour les perturbations et non pour le  $S_R$  provient de ce que, dans le premier cas, l'induction est causée par la variation rapide, dans le temps, de l'intensité du champ inducteur, tandis que, dans le second cas, elle est causée par la seule rotation de la Terre. C'est alors la configuration du champ inducteur  $S_R$  externe, par rapport au vecteur rotation, qui importe et on peut montrer que cette configuration est telle que les effets induits ne peuvent être que faibles.

Supposant que les effets internes sont négligeables, et vérifiant qu'il en est bien ainsi à plusieurs stades de cette nouvelle étape, nous avons cherché à mettre au point une méthode qui permette de déterminer les paramètres de l'électrojet. La séparation que nous avons tentée entre ce que nous appelons les deux composantes du  $S_R$  dans la région de l'électrojet, le  $S_R^P$  et le  $S_R^E$ , peut paraître critiquable d'un point de vue physique. Le phénomène "électrojet" est cependant causé par un "supplément" de courants circulant dans une bande très étroite en latitude (600 à 800 km), et un modèle plus ou moins simple de distribution des courants dans cette bande doit permettre de simuler les effets magnétiques localisés que révèlent nos profils. Un calcul analytique global, incluant une interpolation à l'aide de stations fictives, effectue une séparation des deux composantes  $S_R^P$  et  $S_R^E$ , capable de représenter les effets magnétiques observés. Pour le  $S_R^E$ , nous obtenons des paramètres simples à partir d'un ruban infiniment mince de courants, défini par son centre  $c$ , sa demi-largeur  $a$  et la densité  $I_0$  des courants au centre, la distribution des densités dans le ruban étant de la forme

$$I(x) = I_0 \left[ 1 - (x-c)^2/a^2 \right]^2$$

Nous avons montré que de tels paramètres, par ailleurs, sont capables de simuler, avec une très bonne précision, les effets magnétiques de la distribution, en altitude et en latitude, des courants d'un modèle théorique de l'électrojet (RICHMOND, 1973). <sup>par les paramètres  $\alpha$  et  $I_0$ , des effets magnétiques</sup> Le fait que l'approximation de ce modèle d'une part, de la distribution intégrée en altitude des courants d'autre part, conduit aux mêmes résultats, prouve que les paramètres dérivés des observations ont une signification physique et sont directement comparables à ceux du modèle.

Nos profils magnétiques présentent souvent des déformations sur leurs ailes, une observation qui n'avait pas encore été faite ; elles suggèrent l'existence d'un second ruban, à courants de sens contraire et de largeur plus grande. Notre analyse globale a été conçue pour détecter ce second ruban lorsqu'il existe. Notons encore, avant d'énoncer les résultats obtenus par cette méthode d'analyse, que nos profils ont révélé, pour la première fois également, que les écarts négatifs par rapport au niveau de nuit, de la variation  $S_R$  de la composante horizontale près de l'équateur magnétique correspondent bien à un contre-électrojet (ruban de courants dirigés vers l'Ouest) ainsi que GOUIN et MAYAUD (1967) l'avaient suggéré. La preuve en est l'inversion, en ce cas, des profils de H et Z, une inversion qui n'exige pas d'ailleurs que la variation  $S_R$  de H soit réellement négative, par rapport au niveau nocturne, à l'équateur. En ce sens, la notation de GOUIN et MAYAUD est exacte : le contre-électrojet est bien présent lors de minimums secondaires de la variation  $S_R$  de H en une station proche de l'équateur magnétique, même si l'écart au niveau nocturne ne devient pas négatif.

Notre méthode d'analyse est applicable aussi bien à chaque heure des jours pris individuellement qu'à des moyennes mensuelles, saisonnières ou annuelles. Etant donné la variabilité jour-à-jour du phénomène et, par suite, sa très grande complexité, nous avons choisi de porter l'essentiel de notre effort sur une étude des valeurs moyennes. Celles-ci, sans doute, peuvent masquer des traits particuliers importants de ce phénomène mais elles permettent, en une première approche, d'en dégager les principales caractéristiques. Les résultats

que nous allons énoncer sont, ici encore, nouveaux parce qu'aucun profil antérieur ne permettait une étude aussi fine.

La position en latitude du phénomène "électrojet" est, selon toutes les théories actuelles, déterminée par la configuration des lignes de force du champ magnétique terrestre ; il doit être centré sur le zéro de la composante verticale, à l'altitude moyenne où circulent les courants dans la couche E de l'ionosphère. Nous avons montré que la position du centre  $c$  dépendait de divers facteurs. Deux d'entre eux, la dissymétrie du  $S_R^P$  de H et la valeur moyenne du  $S_R^P$  de Z au travers de l'équateur permettent de réduire de moitié la divagation du centre en ce qui concerne les moyennes saisonnières et annuelles. D'autre part, la position de l'équateur magnétique lui-même varie beaucoup en fonction de la longitude ; ceci entraîne une variation journalière de la position du centre, qui peut atteindre 30 km. En tenir compte réduit encore de moitié les variations de position du centre. Finalement, après corrections par ces facteurs, nous obtenons une position moyenne à 22 km au Nord du parallèle  $10^\circ$  N, ce qui correspond exactement à la position moyenne de l'équateur magnétique dans une bande de  $\pm 20^\circ$  de longitude de part et d'autre du méridien de nos observations. L'écart-type à cette valeur est seulement de 3 à 4 km pour les valeurs saisonnières. Par ailleurs, la position du centre, lorsque le contre-électrojet est présent le matin, est environ 40 km plus au Nord ; l'interprétation de cette anomalie reste douteuse.

Les variations des deux autres paramètres  $a$  et  $I_0$  sont étudiées à l'aide d'une comparaison systématique avec le modèle de RICHMOND (1973). L'intérêt de ce modèle, et sa valeur, est en particulier de prendre en compte les effets des instabilités de plasma et des vents neutres. La comparaison des valeurs observées  $a$  et  $I_0$  aux valeurs théoriques montre d'une part que les effets des instabilités de plasma sont essentiels pour rendre compte des observations bien qu'ils soient sans doute sous-estimés dans l'état présent du modèle. Cependant l'écart entre valeurs observées et valeurs théoriques décroît avec l'intensité du phénomène,

.../...

un fait que le modèle permet d'expliquer par la saturation du phénomène "électrojet" telle qu'elle est causée par les instabilités quand l'intensité augmente. La dispersion des valeurs observées, assez grande, peut être due aux erreurs d'observation ou à la méthode d'analyse. Mais l'effet des vents neutres, tel que le modèle permet de les apprécier, est certainement prépondérant.

De plus les vents neutres sont la cause de l'existence apparente d'un second ruban, de largeur environ 2 fois plus grande, dont nous avons parlé ci-dessus. En bref, le modèle de RICHMOND permet de montrer que tandis que le mécanisme qui engendre l'électrojet cause un "supplément" de courants près de l'équateur, les vents neutres y causent un "déficit". La largeur du premier est déterminée par les pieds des lignes de force dont l'apex est dans la couche E, celle du second par les pieds de celles dont l'apex est à plus haute altitude, d'où la différence de largeur entre les effets. Lorsque la direction des vents neutres est telle que les courants qu'ils causent de part et d'autre de l'équateur sont positifs, on a, par suite du déficit de courants à l'équateur, l'apparence d'un ruban de sens contraire que nous appelons un "pseudo" contre-électrojet. Ce phénomène met en relief l'importance des vents neutres dans les régions équatoriales.

Du contre-électrojet lui-même, nous avons seulement montré d'une part que, au moment de son occurrence, le  $S_R^P$  de H restait positif. Cette observation, certaine pose un problème d'interprétation difficile que nous n'avons pas résolu : quelle est l'origine des courants dirigés vers l'Ouest qui engendrent le contre-électrojet ? Les profils de la composante D dont nous disposons permettent d'ailleurs d'affirmer qu'il ne s'agit pas d'un vortex local. Les largeurs observées, d'autre part, semblent anormalement grandes (à  $\sim 400$  km, au lieu de valeurs inférieures à 300 km selon l'intensité du phénomène).

Les analyses de jours pris individuellement confirment en général les conclusions précédentes. En ce qui les concerne, nous avons cherché surtout

.../...

à énoncer, à l'aide d'une série d'exemples, certains des problèmes qui restent à élucider pour mieux comprendre l'électrojet équatorial. Le problème fondamental reste celui de l'origine du contre-électrojet, et, en particulier, de comprendre pourquoi les formes de transition entre électrojet et contre-électrojet sont si larges.

Notons enfin que nous avons montré, et il semble que c'est une des premières fois que ce résultat est acquis, que la composante verticale du rotationnel du champ  $S_R$  est nulle en moyenne. Les écarts des observations à cette loi physique peuvent être interprétés comme une variation en temps universel du champ  $S_R$ .

NOTA BENE - L'édition définitive de cette thèse comprendra une annexe, contenant la série complète des profils  $S_R$  et  $S_R^P$  des deux composantes H et Z, tels que ceux des figures 36 à 40, pour tous les jours calmes ou relativement calmes ( $A_m \leq 24$ ) dont nous disposons. Ce document illustre la variabilité du phénomène "électrojet équatorial" et sa complexité.

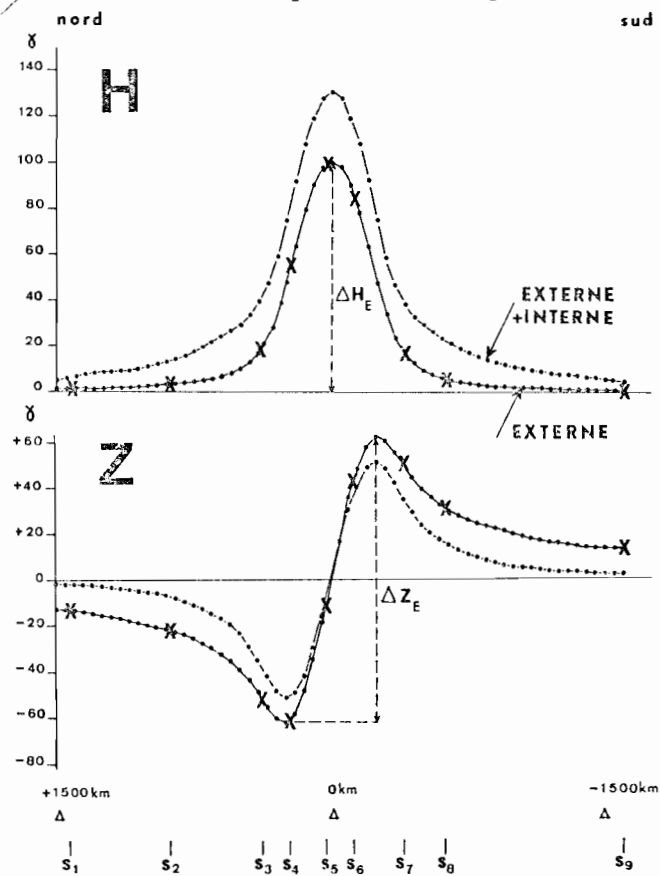


Fig. 1

Variations théoriques le long d'un profil Nord-Sud des effets dus à un ruban externe (demi-largeur 300 km) ou de ce ruban associé à son image à 600 km de profondeur. La position de nos stations expérimentales  $S_1$  à  $S_9$  est repérée sur les courbes elles-mêmes. La définition des quantités  $\Delta H_E$  et  $\Delta Z_E$ , illustrée sur les profils correspondant au ruban externe, est valable pour les profils des effets associés du ruban externe et de son image et pour les profils observés qui seront analysés.

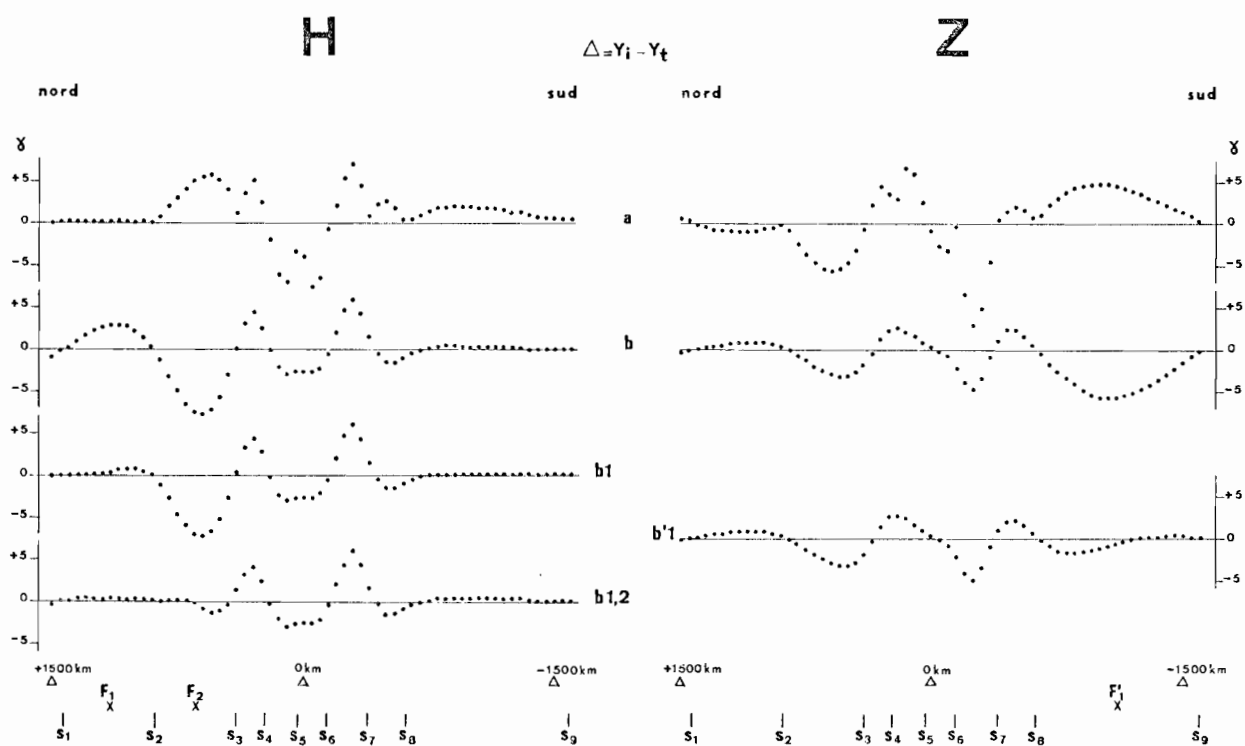


Fig. 2

Différences  $\Delta$  obtenues au long du profil par diverses méthodes d'interpolation des courbes théoriques (ruban externe) de la figure 1.

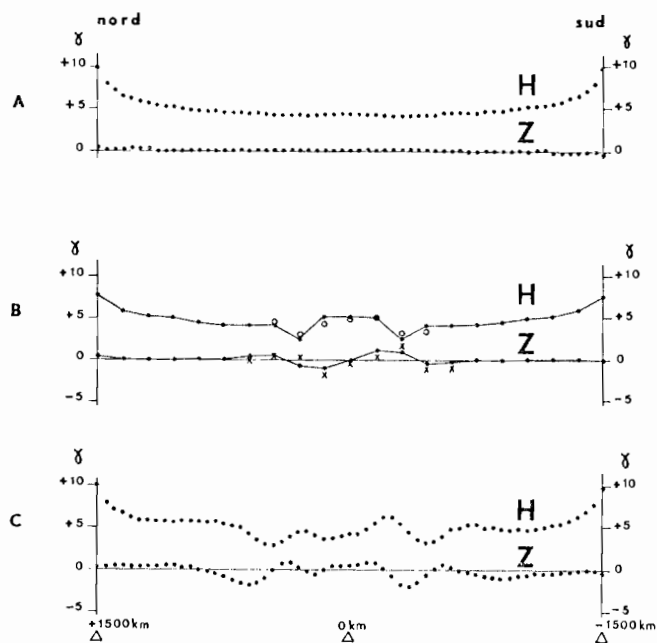


Fig. 3

Variation de l'effet de bord le long du profil. A) pour les valeurs théoriques de la figure 1 (externe pur) avec un pas de 50 kms. B) pour les valeurs théoriques avec un pas de 150 kms. C) pour les valeurs interpolées à partir des valeurs théoriques aux neuf stations avec un pas de 50 kms.

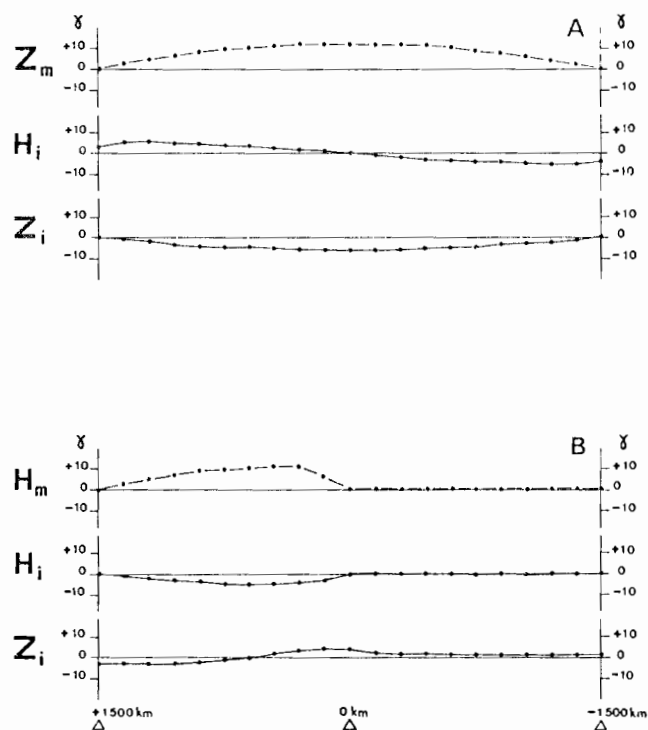


Fig. 4

Effets internes parasites ( $H_i$  et  $Z_i$ ) causés par une modification arbitraire  $Z_m$  (ou  $H_m$ ) des valeurs théoriques du ruban externe de la figure 1.



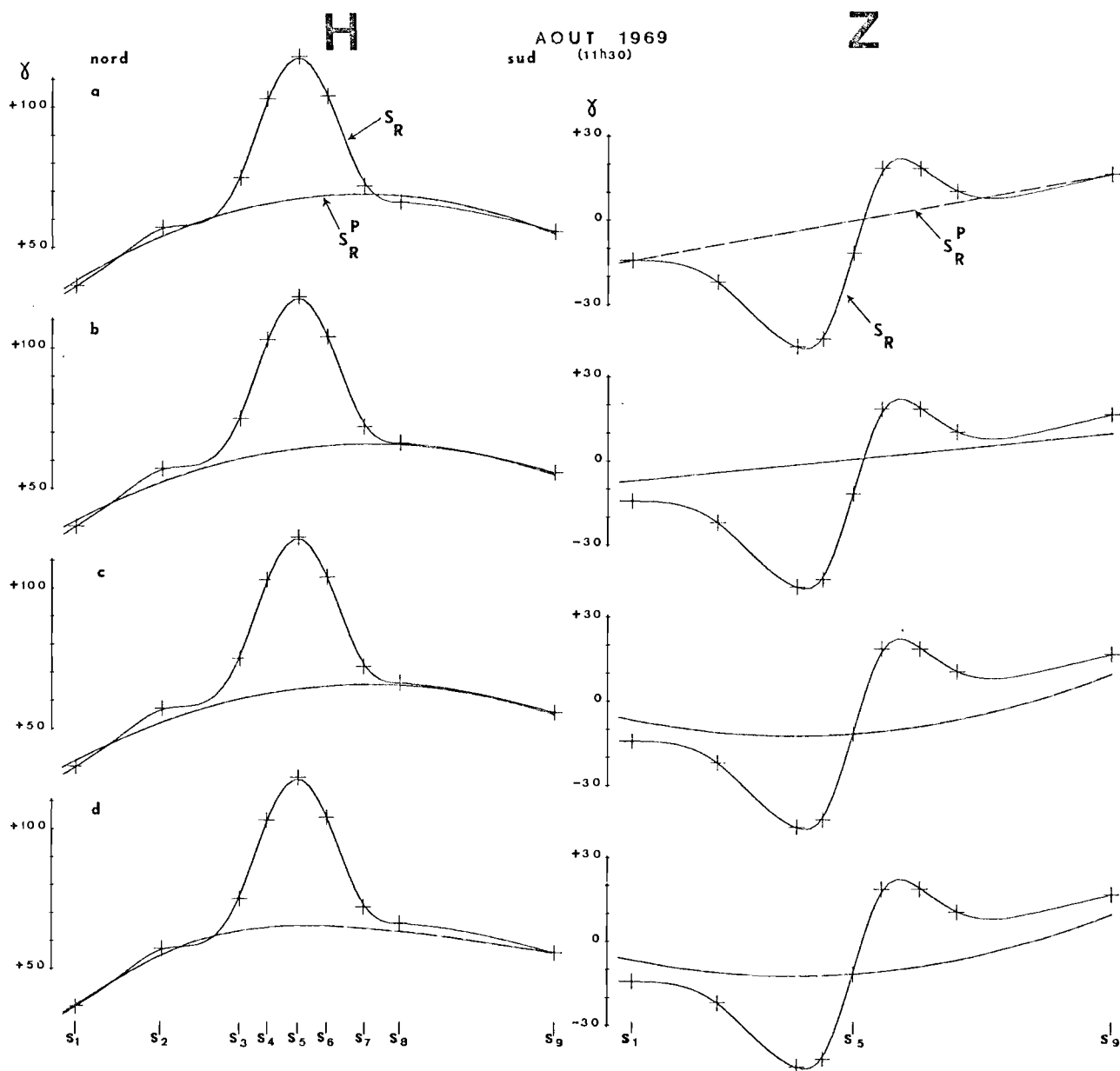


Fig. 5

Variation  $S_R$  au long du profil pour le mois d'Août (11 h 30) et diverses définitions du  $S_R^P$  (voir tableau IV). Les croix représentent les valeurs expérimentales à partir desquelles les 61 valeurs (pas de 50 kms) ont été interpolées.

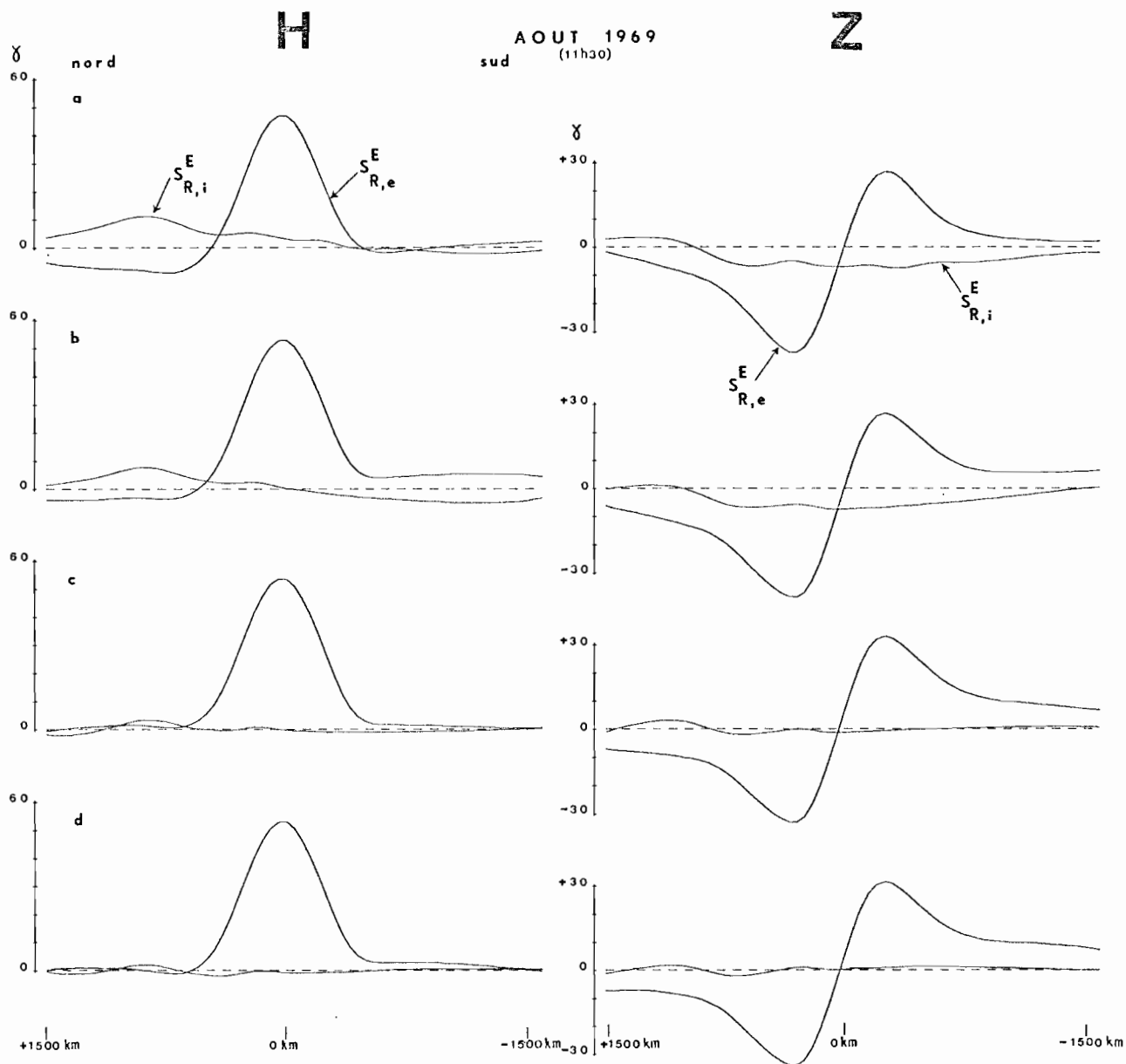


Fig. 6

Variations  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  au long du profil pour le mois d'Août (11 h 30) obtenues pour diverses définitions du  $S_R^P$  (figure 5).

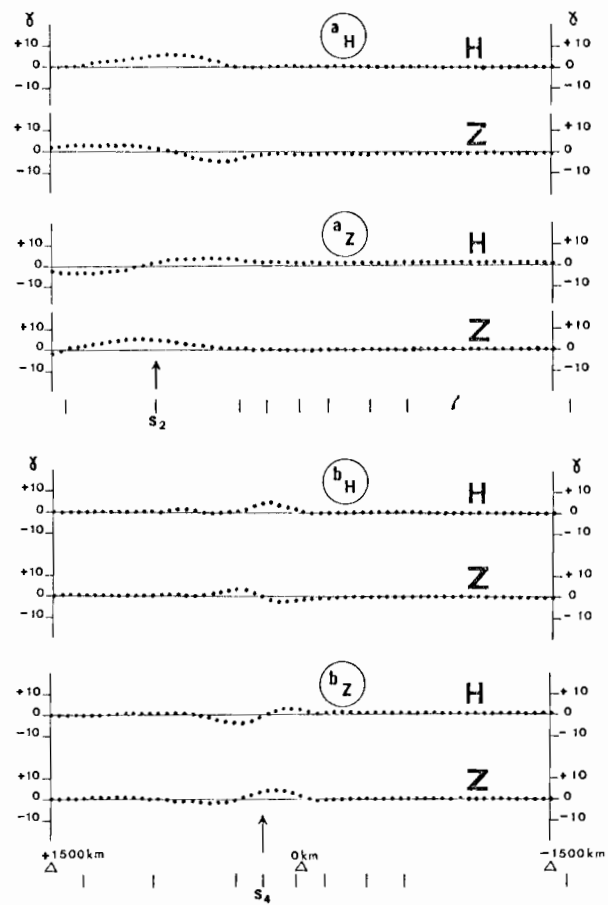


Fig. 7

Effets induits parasites causés en  $H$  et  $Z$  par l'injection d'une erreur de 5 gammas sur la valeur théorique  $H$  de la figure 1 ( $a_H$ ) ou sur la valeur théorique  $Z$  de la figure 1 ( $a_Z$ ) à la station  $S_2$ . Les courbes  $b$  correspondent à une injection analogue à la station  $S_4$ .

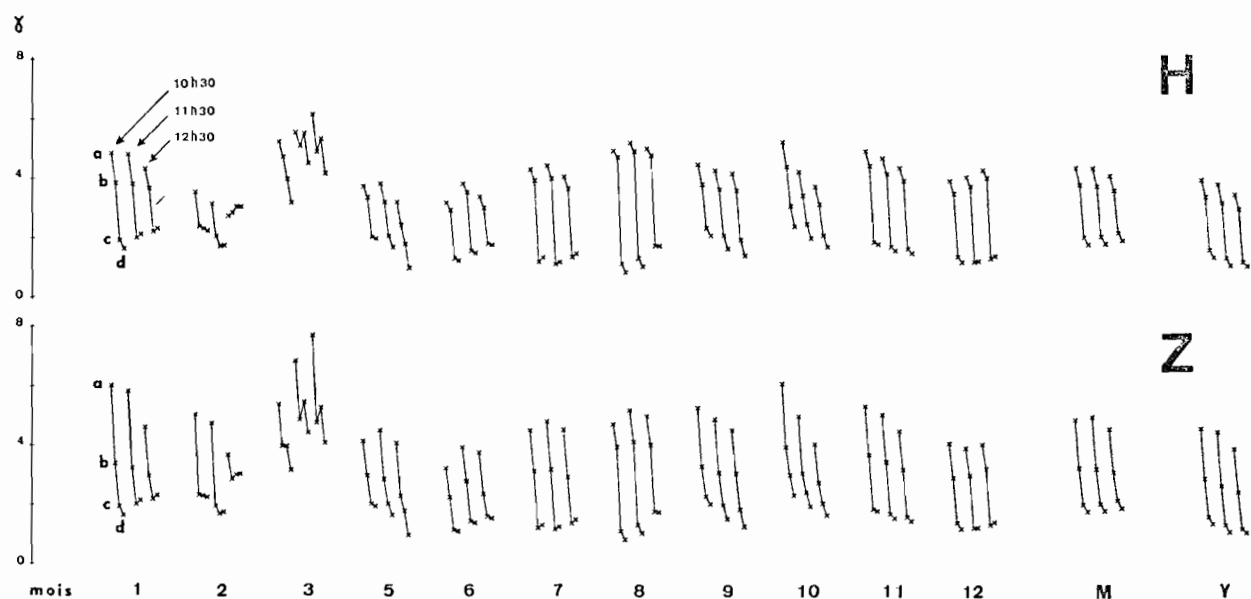


Fig. 8

Valeurs en  $H$  et  $Z$  des résidus  $R$  des variations de  $S_{R,i}^E$  au long du profil pour les quatre définitions du  $S_R^P$  ( $a, b, c, d$ ). Pour chaque mois (ou la moyenne  $M$  des mois, ou l'année  $Y$ ), les valeurs sont représentées pour 10 h 30, 11 h 30 et 12 h 30 (en temps local)

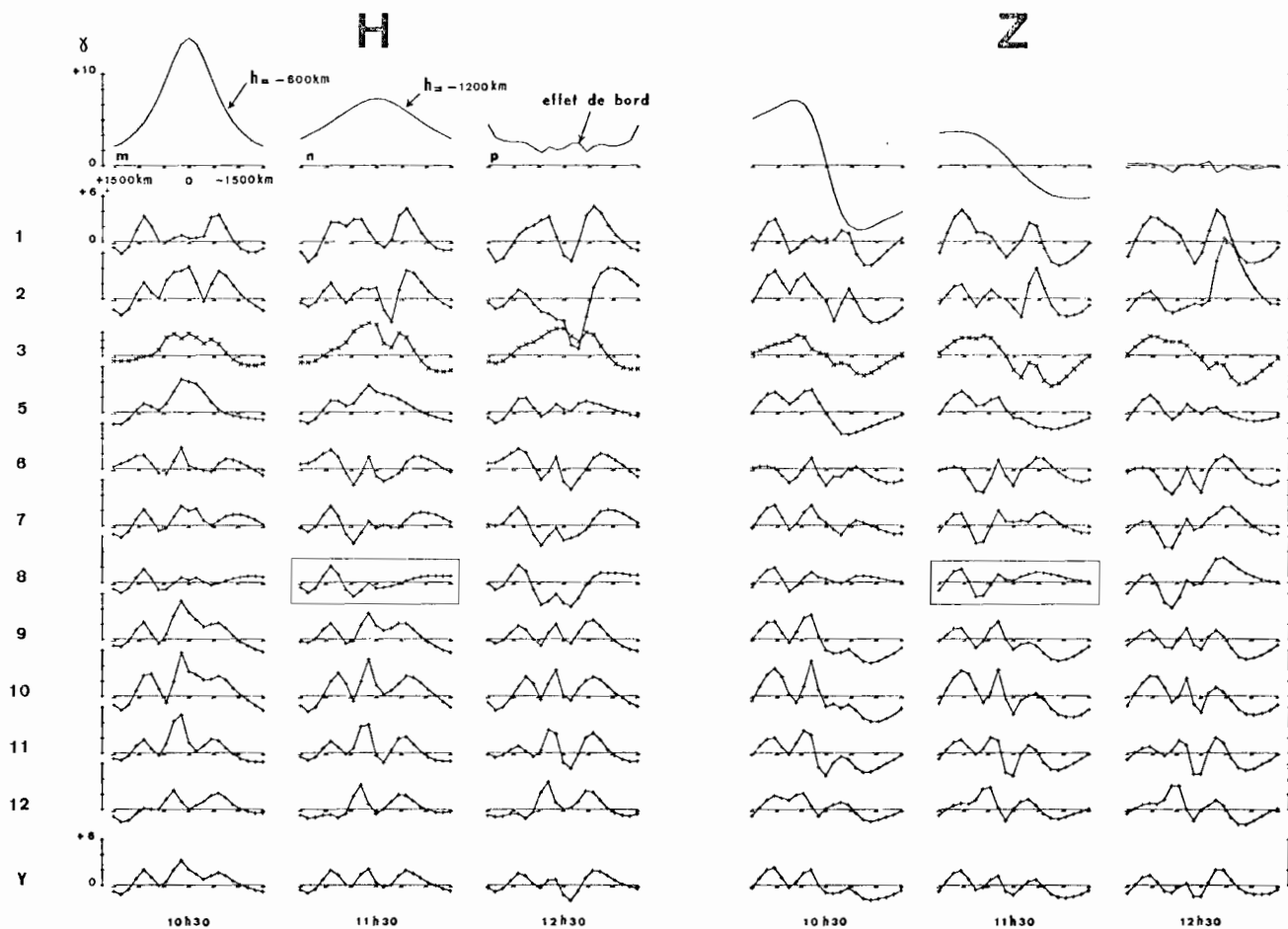


Fig. 9

Variations  $S_{R,i}^E$  pour chaque heure des mois ou de l'année, obtenues avec la définition  $d$  du  $S_R^P$ . Dans la partie supérieure, variations théoriques pour des images situées à 600 kms ( $m$ ) ou 1200 kms ( $n$ ) de profondeur et variation au long du profil de l'effet de bord ( $p$ ). Les courbes correspondant au mois d'Août (11 h 30) sont encadrées ; elles sont identiques aux  $S_{R,i}^E$  de la figure 6d.

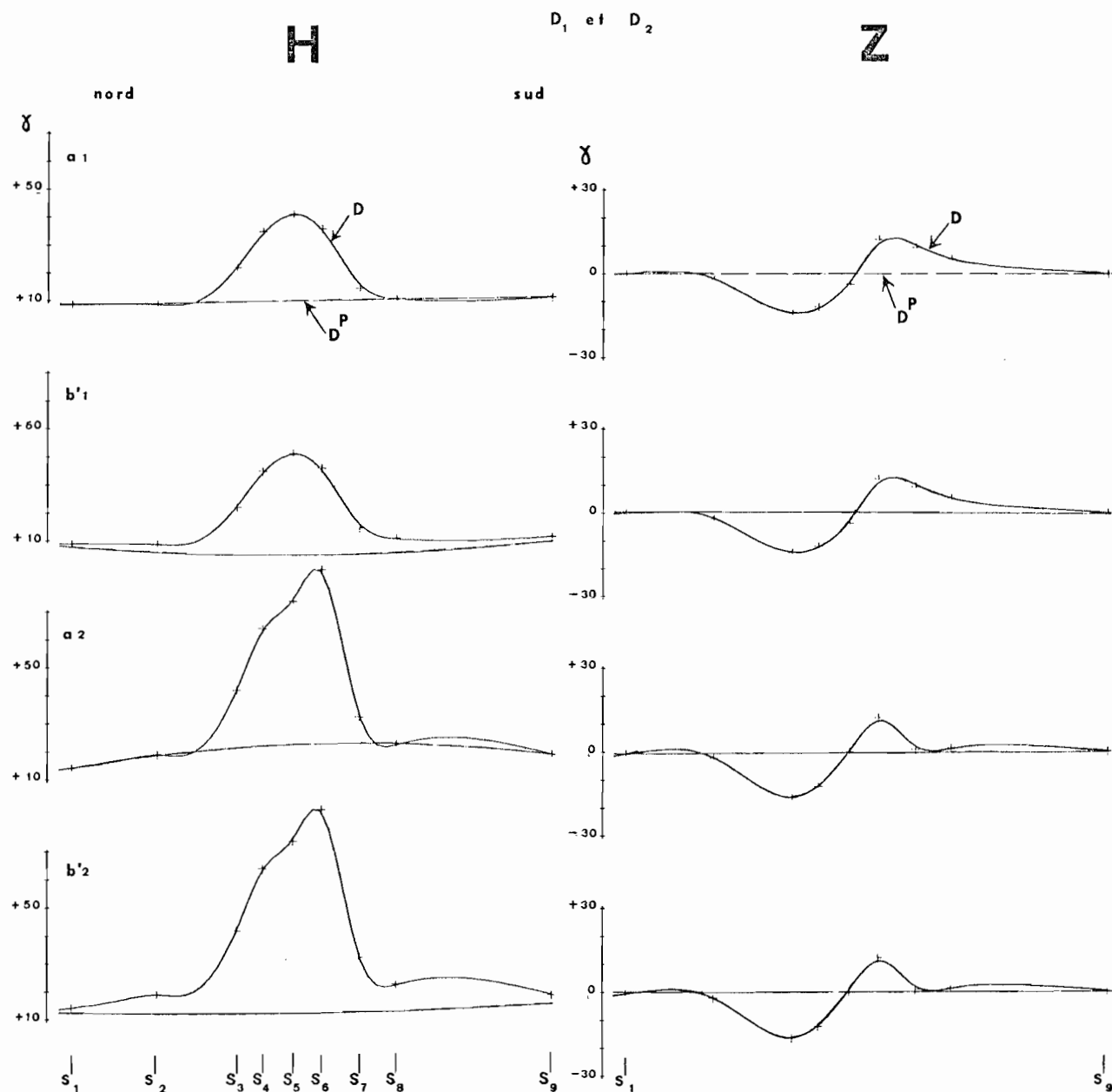


Fig. 10

Variation  $D$  au long du profil pour les événements  $D_1$  et  $D_2$  et diverses définitions du  $D^P$  ( $a$  et  $b'$ ). Les croix représentent les valeurs expérimentales à partir desquelles les 61 valeurs (pas de 50 kms) ont été interpolées.

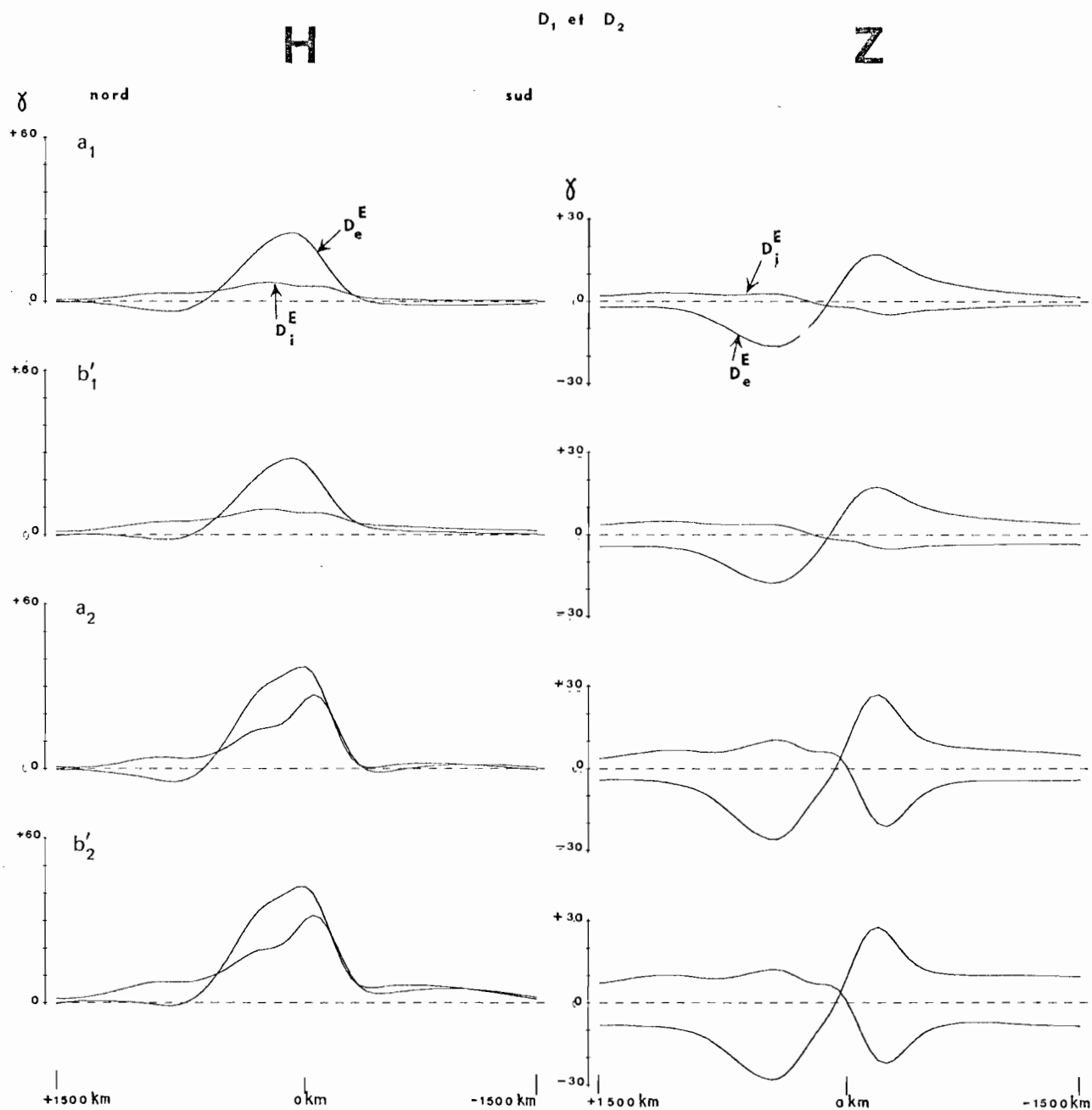


Fig. 11

Variations  $D_e^E$  et  $D_i^E$  au long du profil pour les événements  $D_1$  et  $D_2$  obtenues à partir des définitions  $a$  et  $b'$  du  $D^P$  (figure 10).

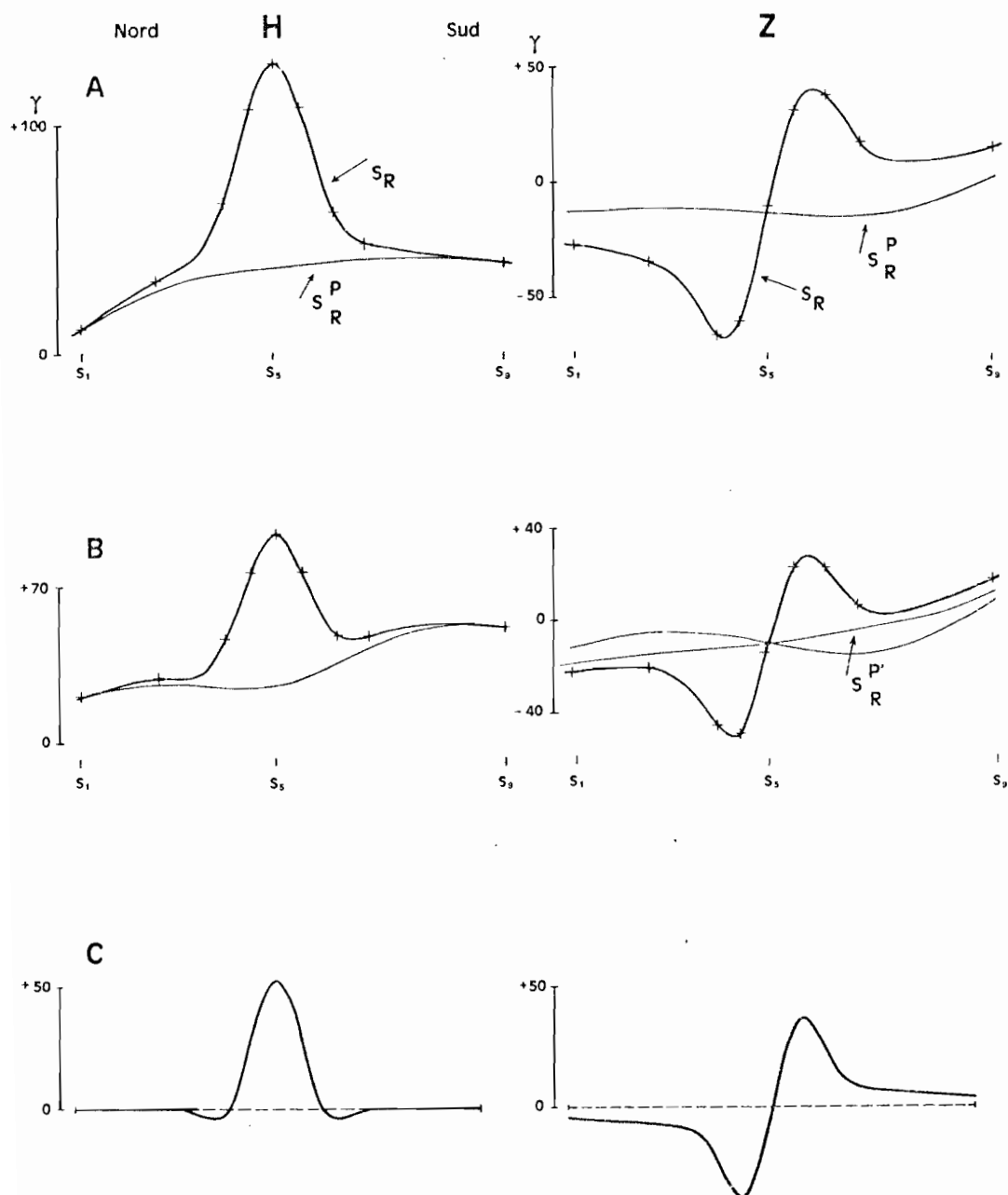


Fig. 12 - Profils des variations  $S_R^P$  résultant de la définition  $f$  pour 10h30 (A) et 12h30 (B) de janvier 1969 ; profils calculés (C) des effets superposés de deux rubans de courants de sens contraire, d'intensité et de largeur différentes.

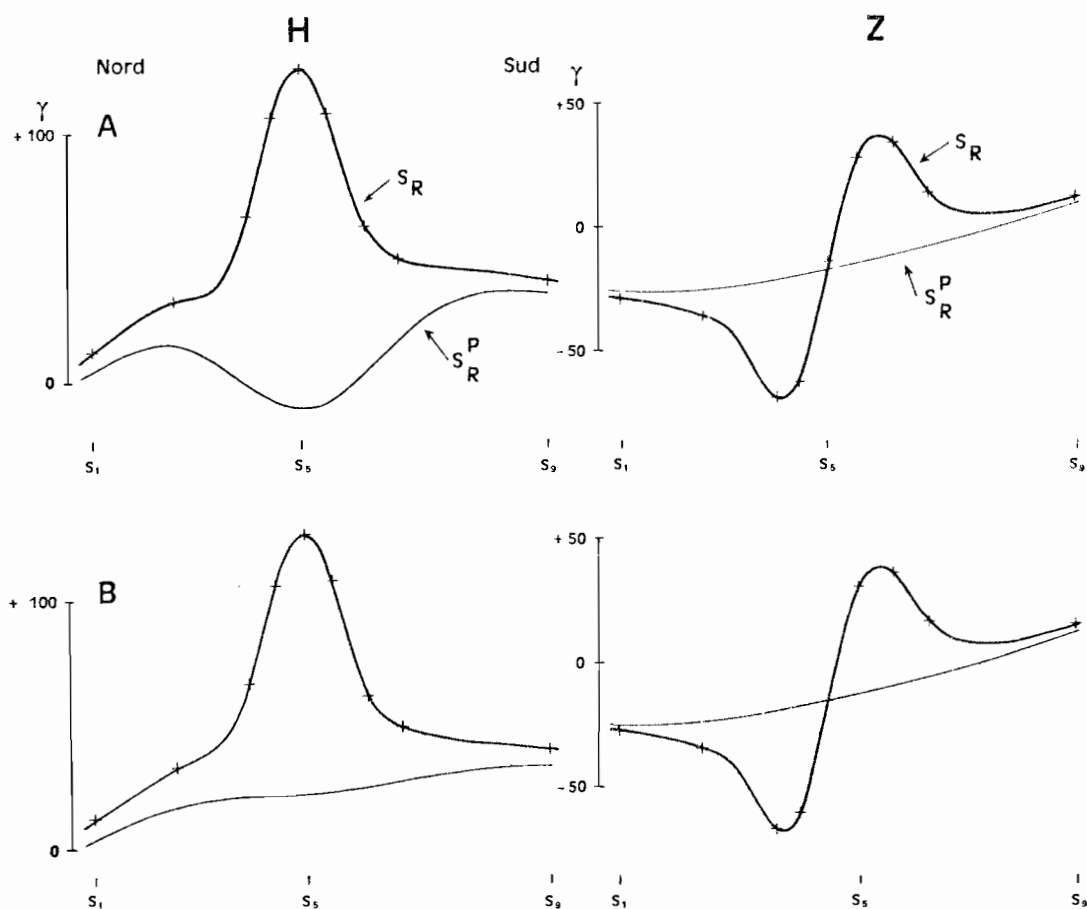


Fig. 13 - Profils des variations  $S_R^P$  (janvier 1969, 10h30) obtenues avec une définition f incluant l'hypothèse d'une image électrique à 600 km (A) ou 1200 km (B) de profondeur.



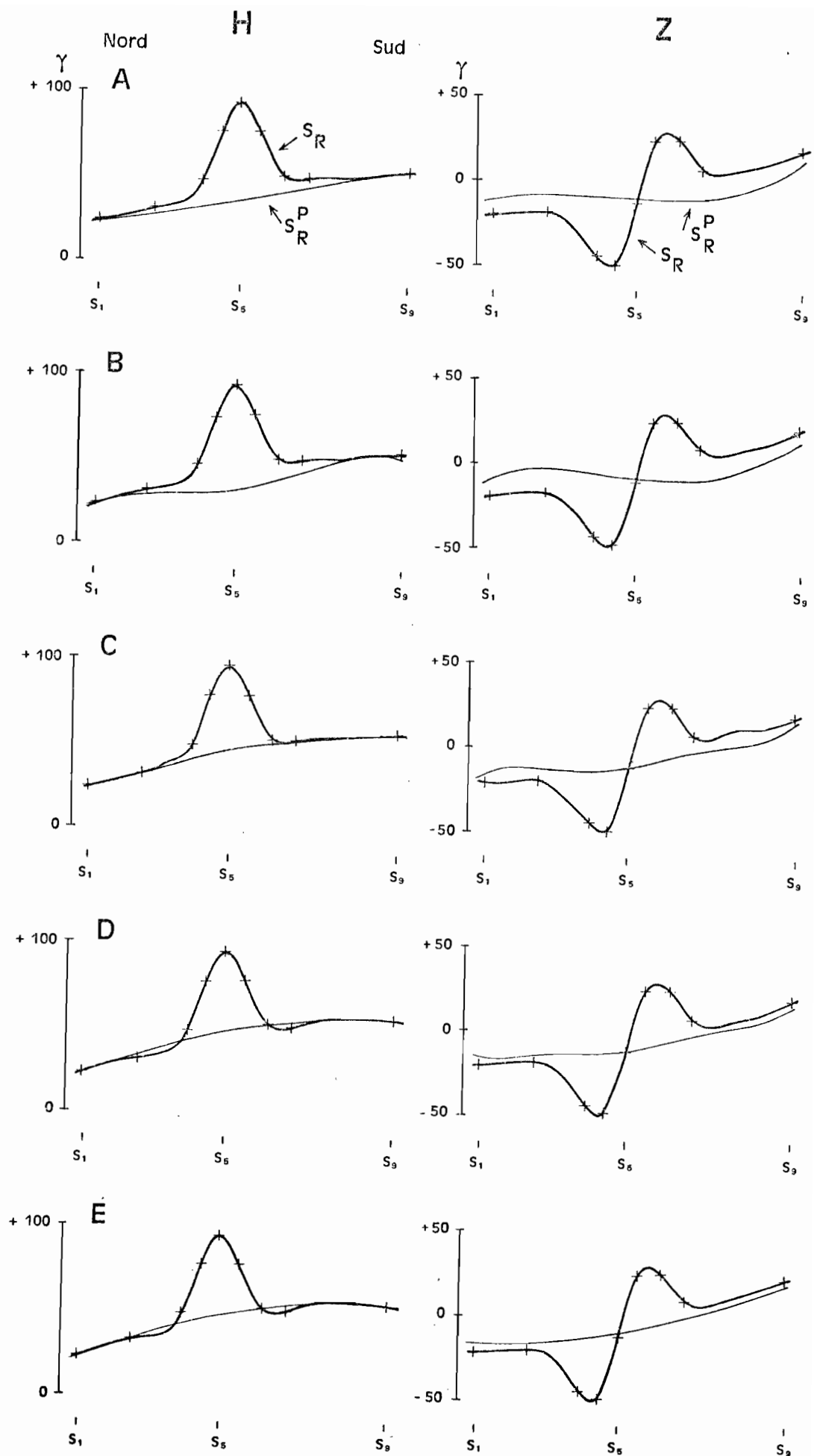


Fig. 14 - Profils des variations  $S_R^P$ , pour 12h30, janvier 1969, correspondant à diverses formes des polynômes  $F$  et  $G$ .

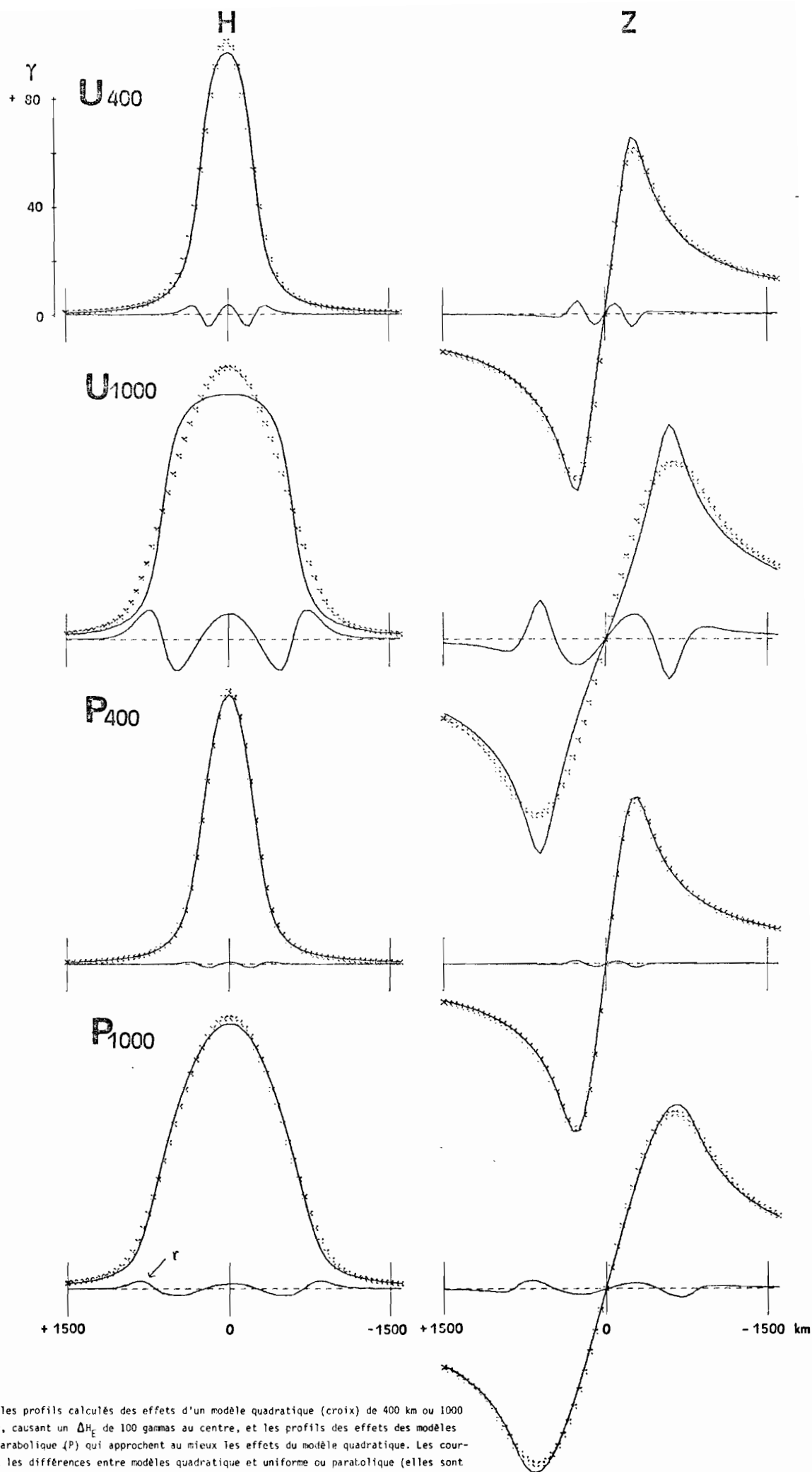
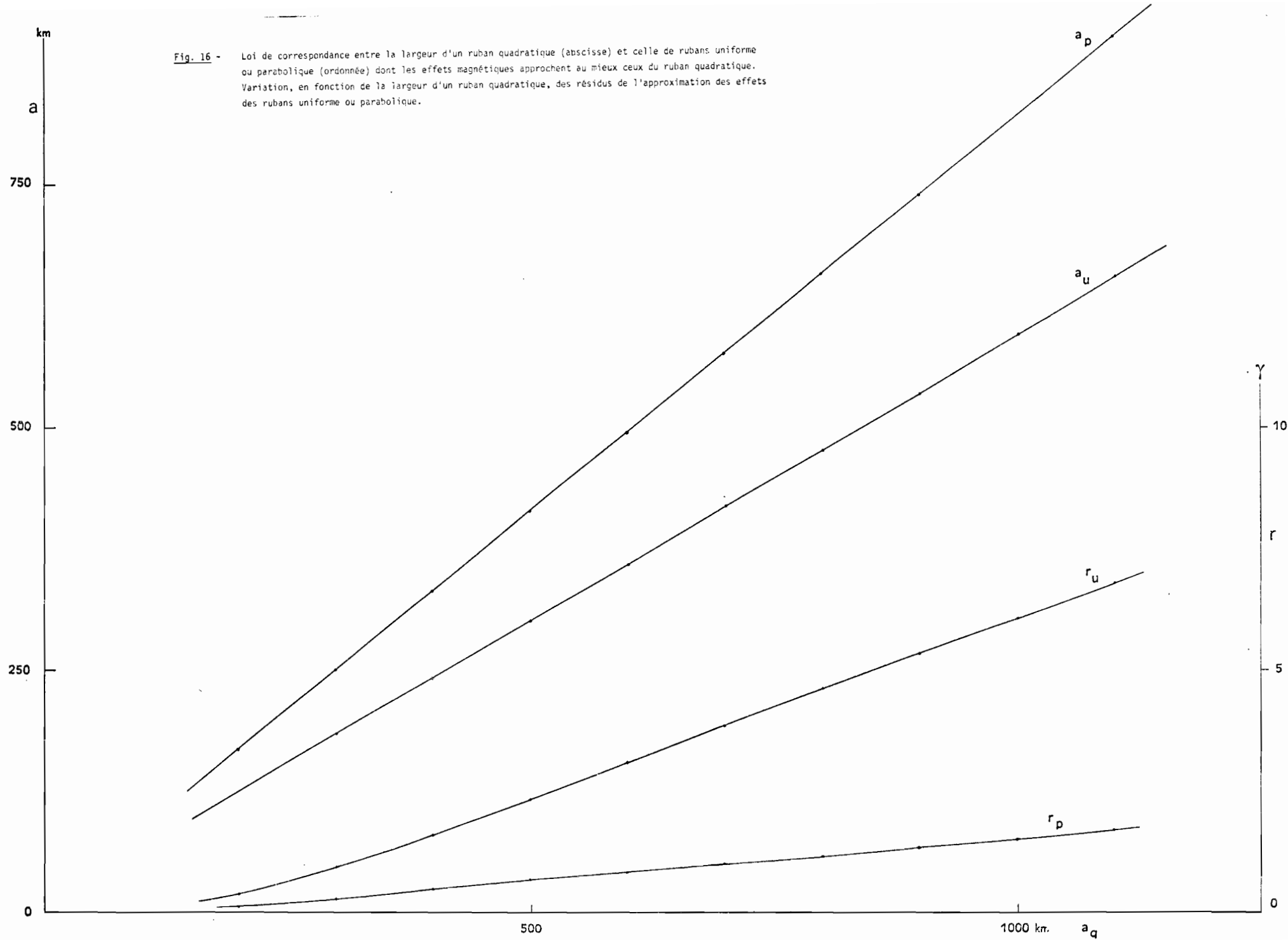


Fig. 15 - Comparaison entre les profils calculés des effets d'un modèle quadratique (croix) de 400 km ou 1000 km de demi-largeur, causant un  $\Delta H_c$  de 100 gammas au centre, et les profils des effets des modèles uniforme (U) ou parabolique (P) qui approchent au mieux les effets du modèle quadratique. Les courbes r représentent les différences entre modèles quadratique et uniforme ou parabolique (elles sont à la même échelle).

Fig. 16 - Loi de correspondance entre la largeur d'un ruban quadratique (abscisse) et celle de rubans uniforme ou parabolique (ordonnée) dont les effets magnétiques approchent au mieux ceux du ruban quadratique. Variation, en fonction de la largeur d'un ruban quadratique, des résidus de l'approximation des effets des rubans uniforme ou parabolique.



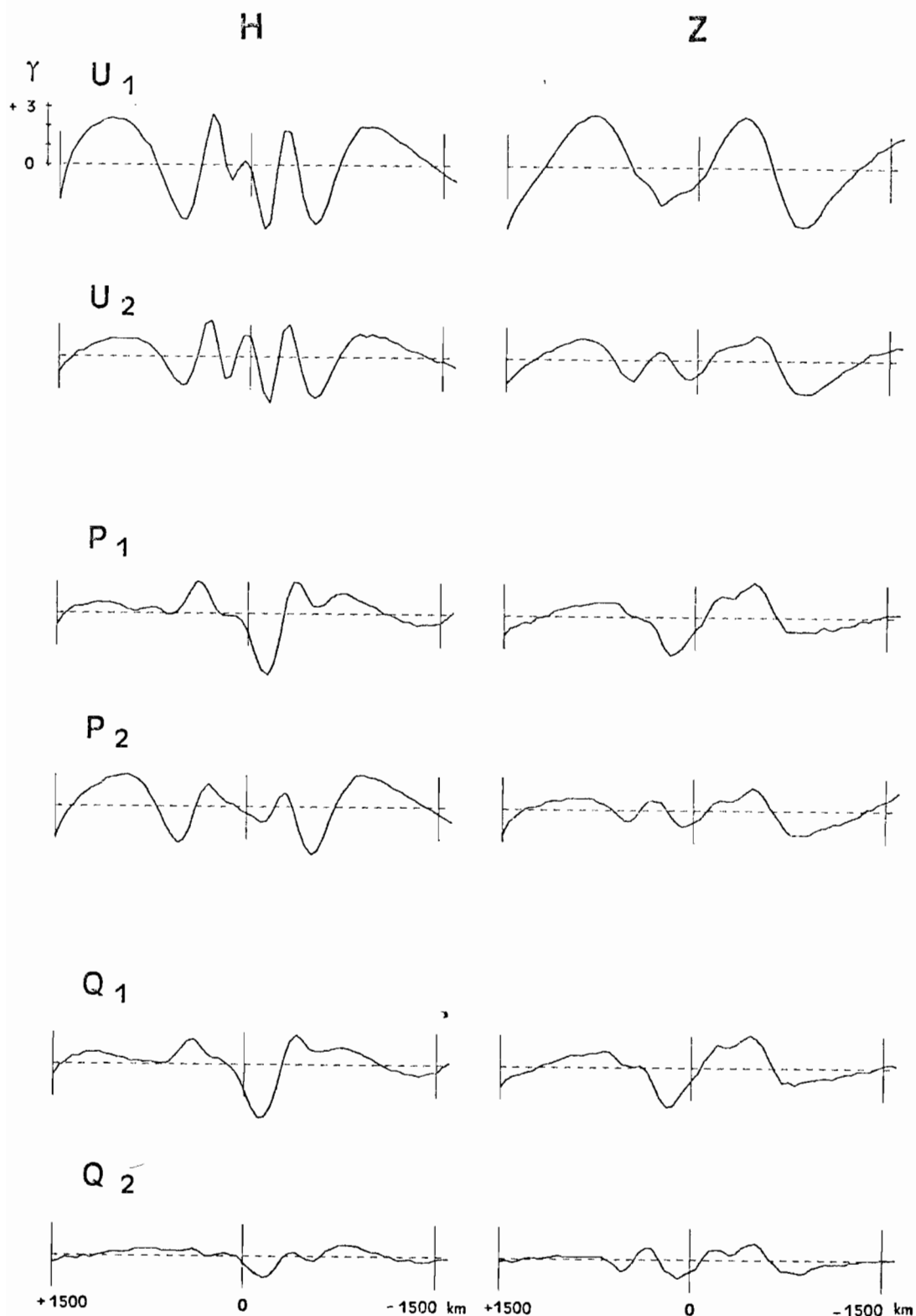


Fig. 17 - Profils des résidus résultant de l'analyse de janvier 3 12h30 (1) et de l'année à 12h30 (2) à partir des modèles uniforme (U), parabolique (P) ou quadratique (Q) ( $k = 1$  pour  $U_1$ ,  $U_2$  et  $P_2$ ,  $k = 2$  pour  $P_1$ ,  $Q_1$  et  $Q_2$ ).

Fig. 18 - Profils de la distribution des courants du modèle de RICHMOND (croix) et profils des modèles  $I(x)$  quadratique (A) ou parabolique (B), qui approchent au mieux la distribution du modèle de RICHMOND. Profils des résidus  $r$  (à la même échelle).

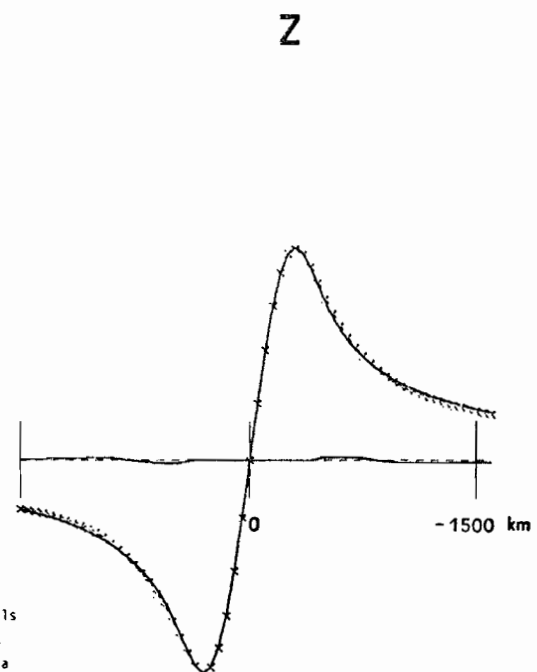
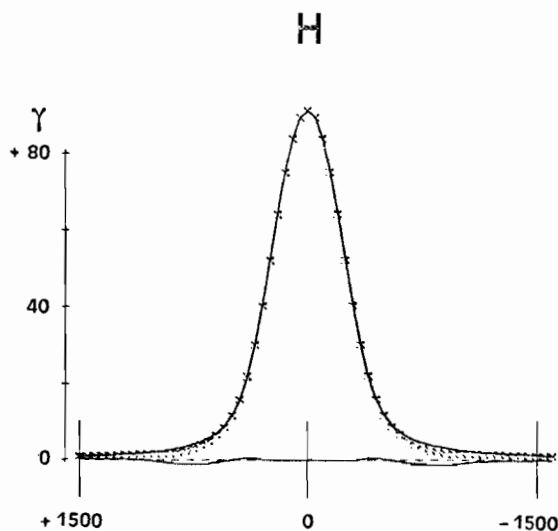
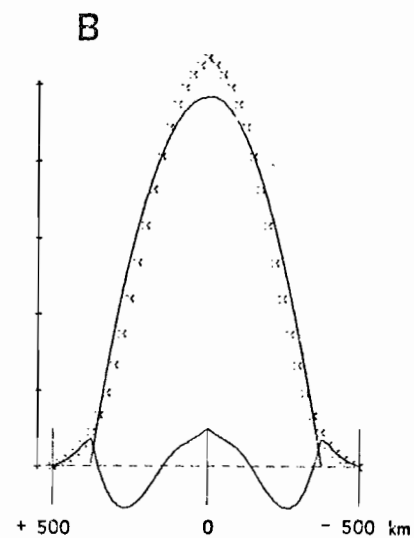
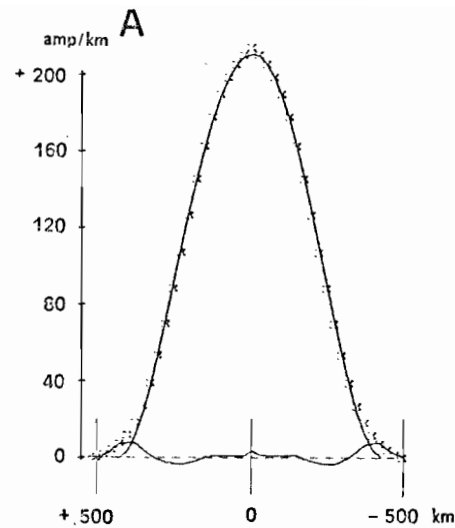


Fig. 19 - Profils des effets magnétiques du modèle de RICHMOND (croix) et profils des effets magnétiques du modèle quadratique (courbes) qui approchent au mieux les effets du modèle de RICHMOND. Profils des résidus  $r$  (à la même échelle).

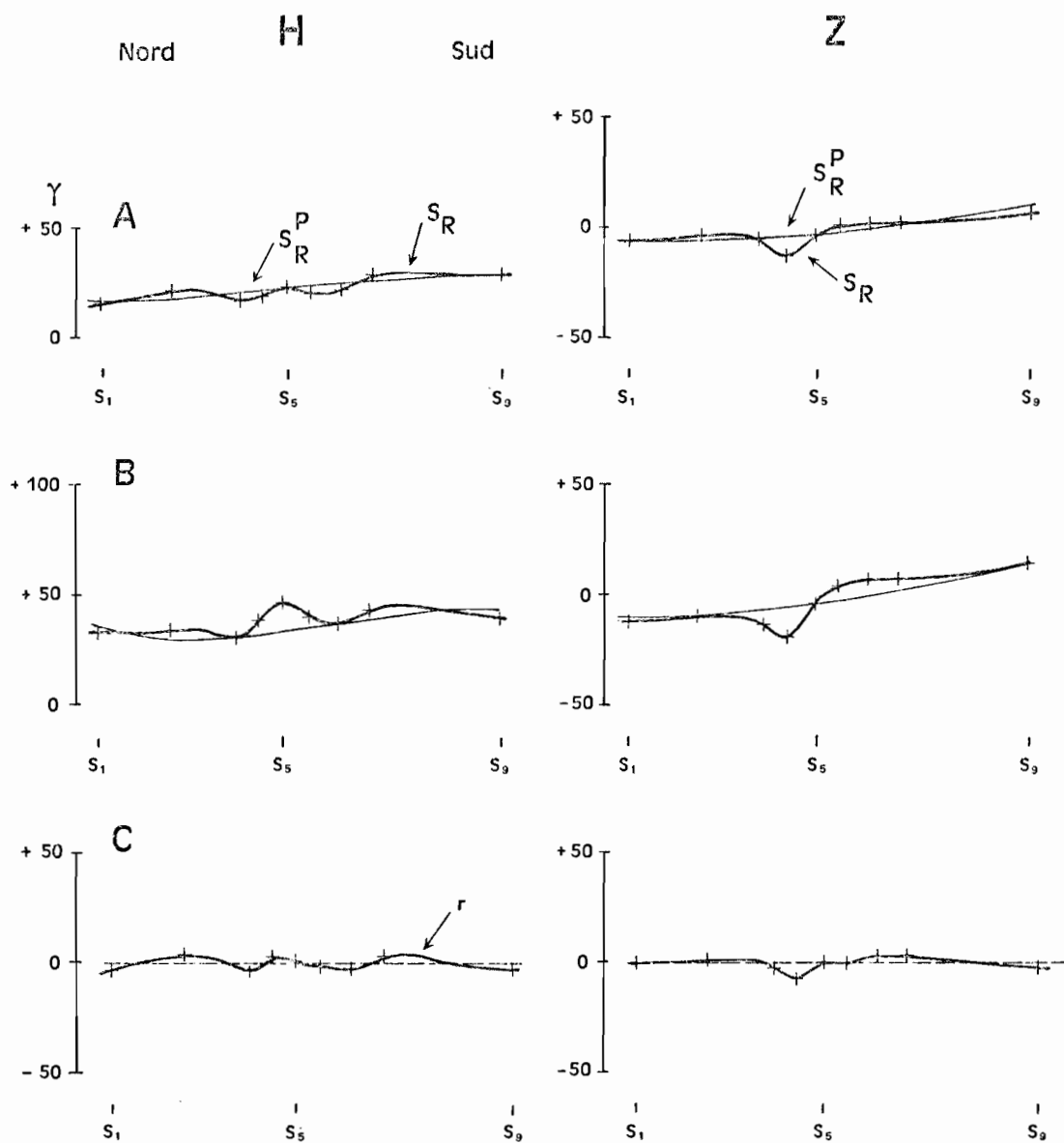


Fig. 20 - A : Exemple d'un profil de valeurs observées (moyenne mensuelle de février 1969 à 15h30) pour lequel l'analyse a divergé à partir de l'approximation de départ.  
 B : Exemple d'un profil de valeurs observées (moyenne mensuelle de février 1969 à 14h30) pour lequel, après convergence de l'analyse, le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  est supérieur à 0.4.  
 C : Profils des résidus obtenus par l'analyse des profils B.

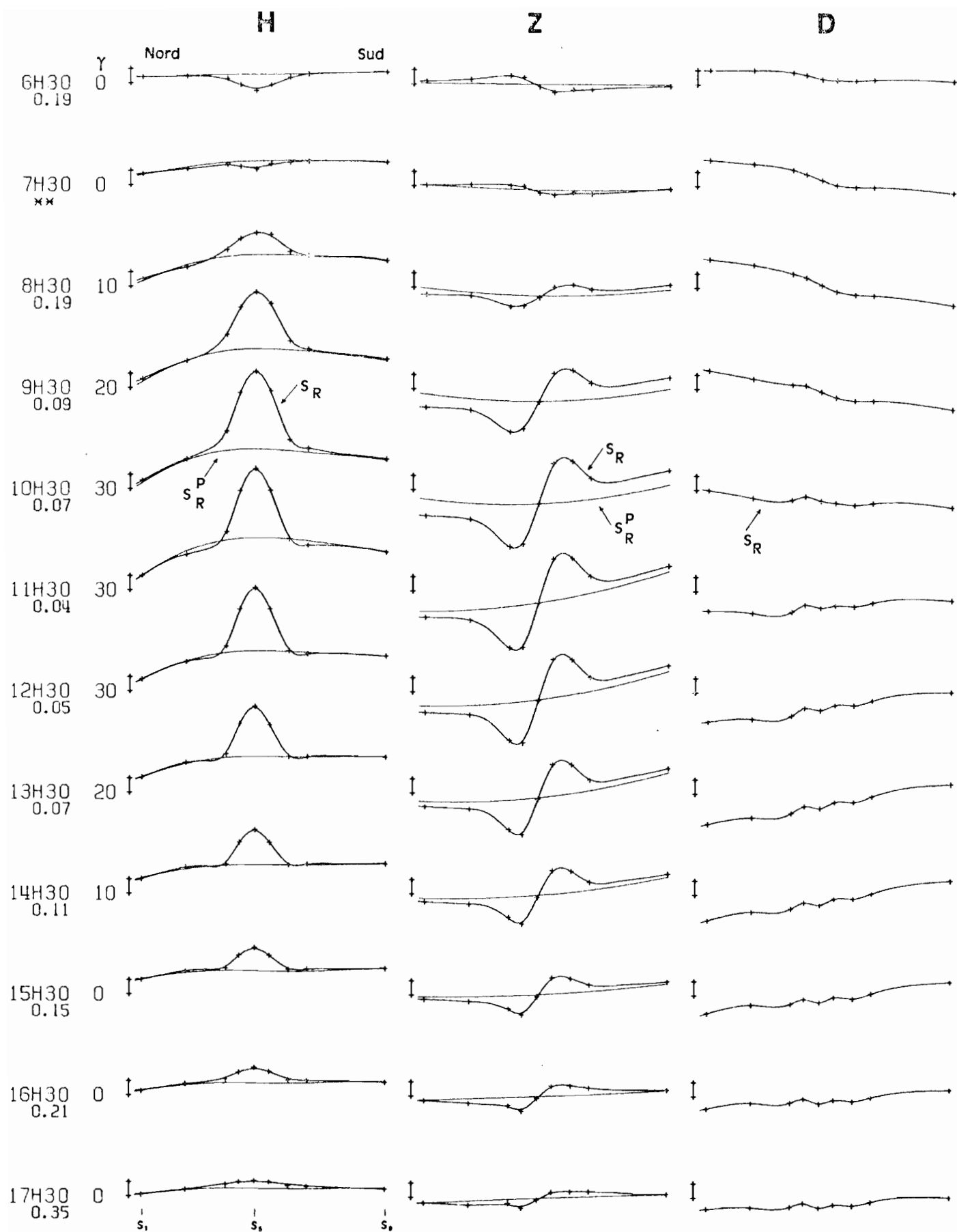


Figure 21 A - Profils du  $S_R$  (H, Z et D) et du  $S_R^P$  (H et Z) pour l'année. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas pour les 3 composantes, positives vers le haut. La base de l'échelle équivaut à 0 pour Z et 0, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}/r'_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}/r'_{18} > 0.4$ .

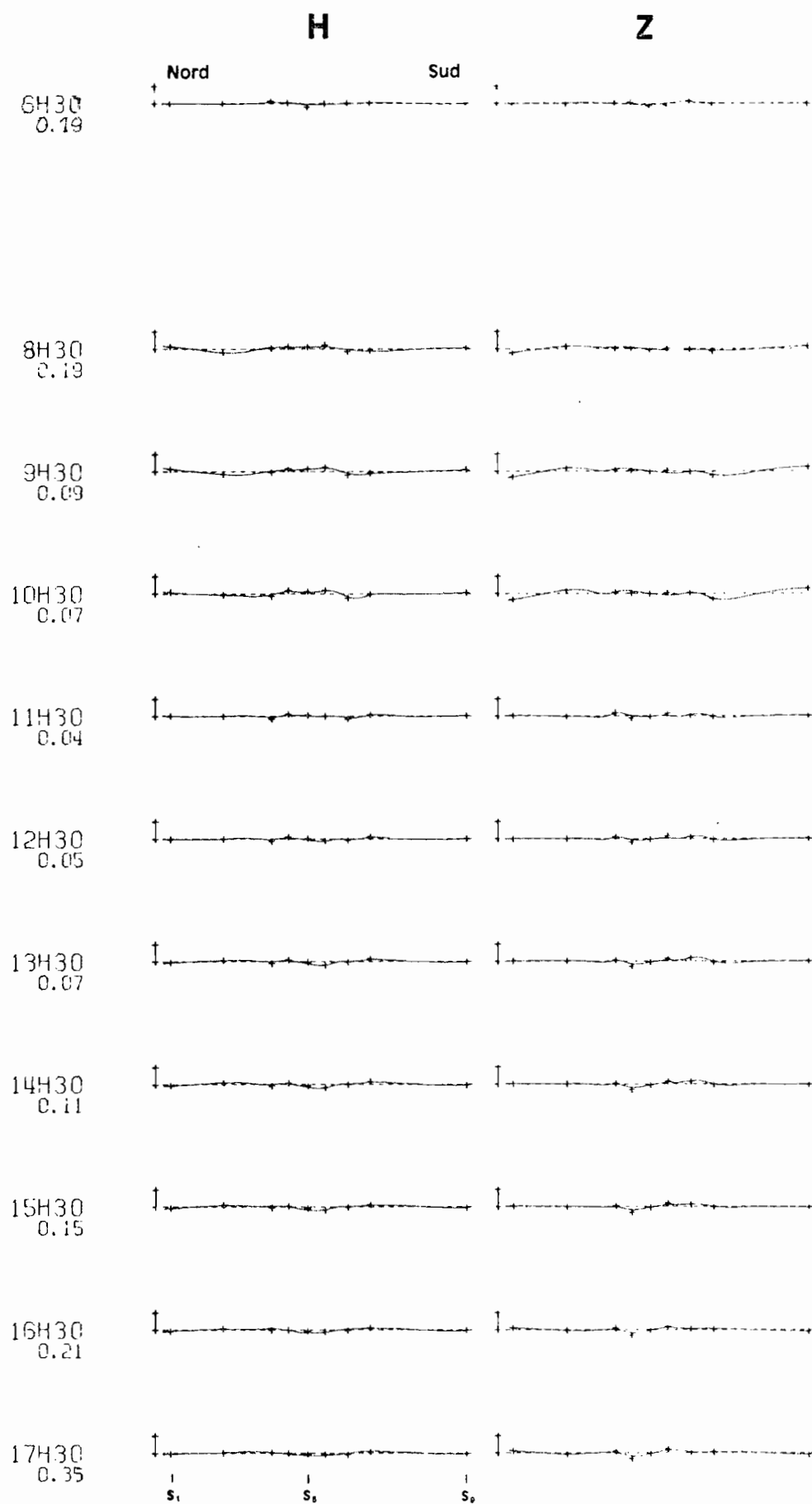


Figure 21 B - Profils des résidus, après la définition du  $S_p^0$ , pour l'année. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.



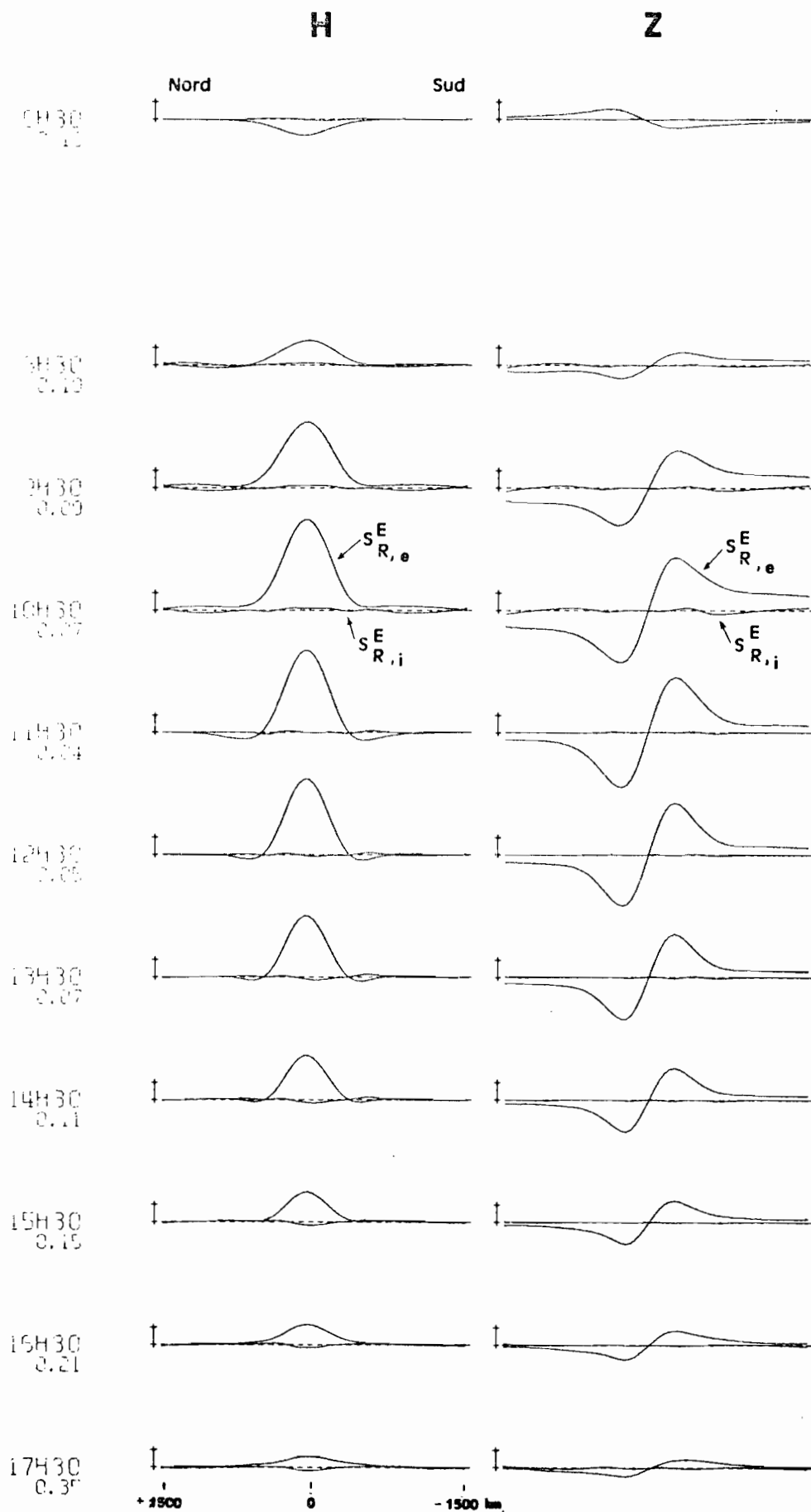


Figure 21 C - Profils des  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  pour l'année. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

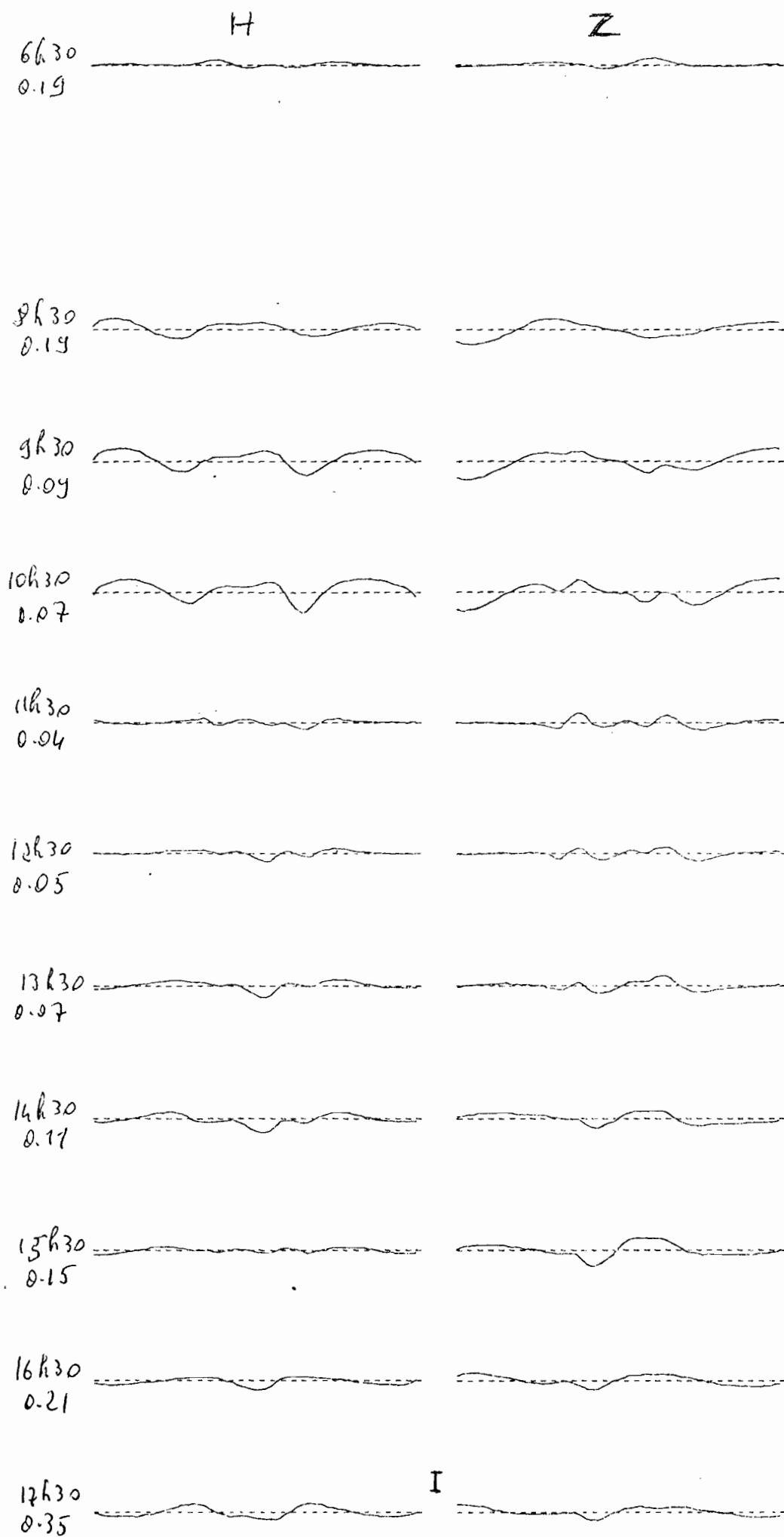


Figure 21.D - Profils des résidus  $r_{126}$  sur H et Z, au terme de l'analyse, pour l'année. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.



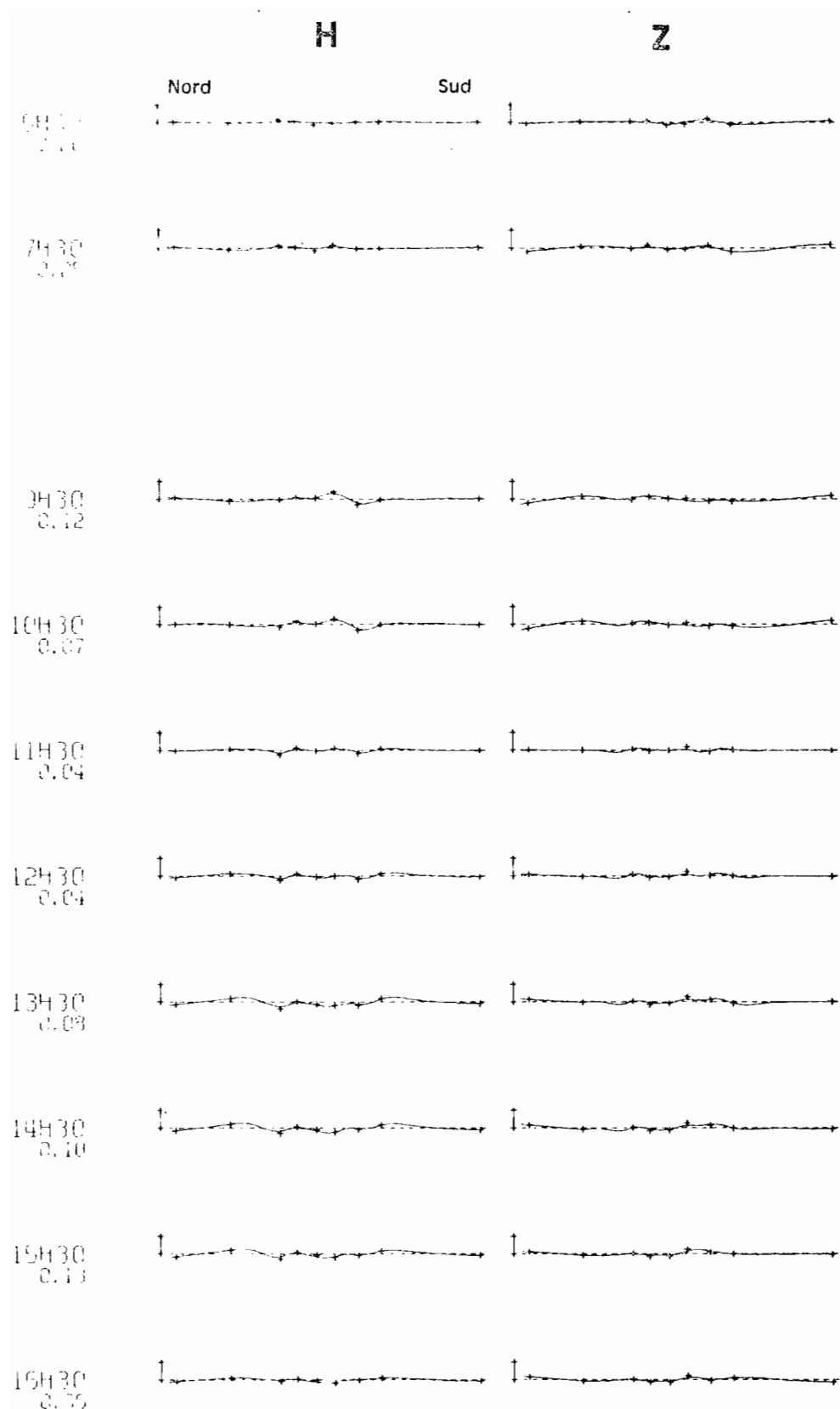


Figure 22.8 - Profils des résidus, après la définition du  $S_R^p$ , pour juillet 1969. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.



7-1

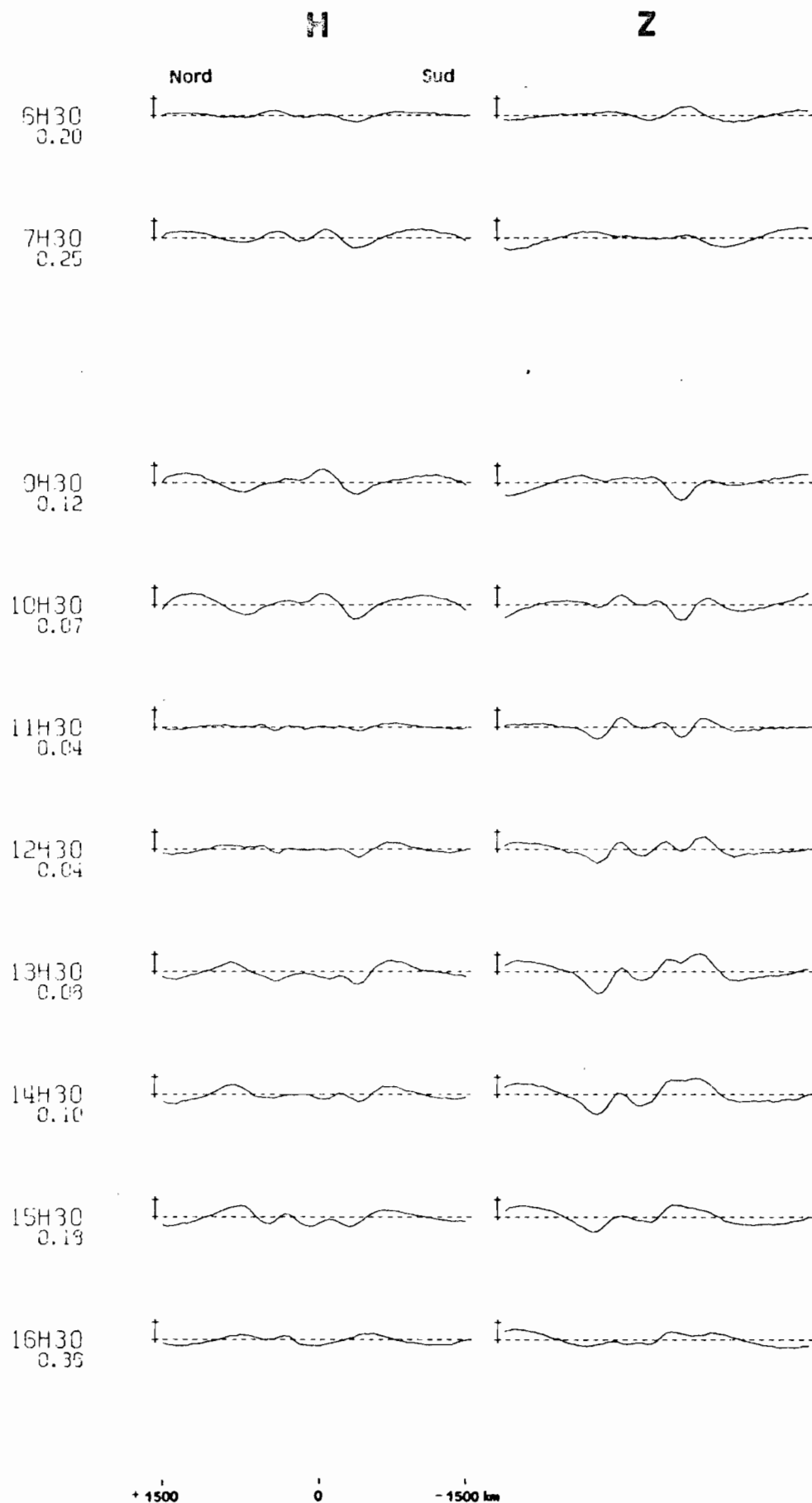


Figure 22.0 - Profils des résidus  $r_{126}$  sur H et Z, au terme de l'analyse, pour juillet 1969. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

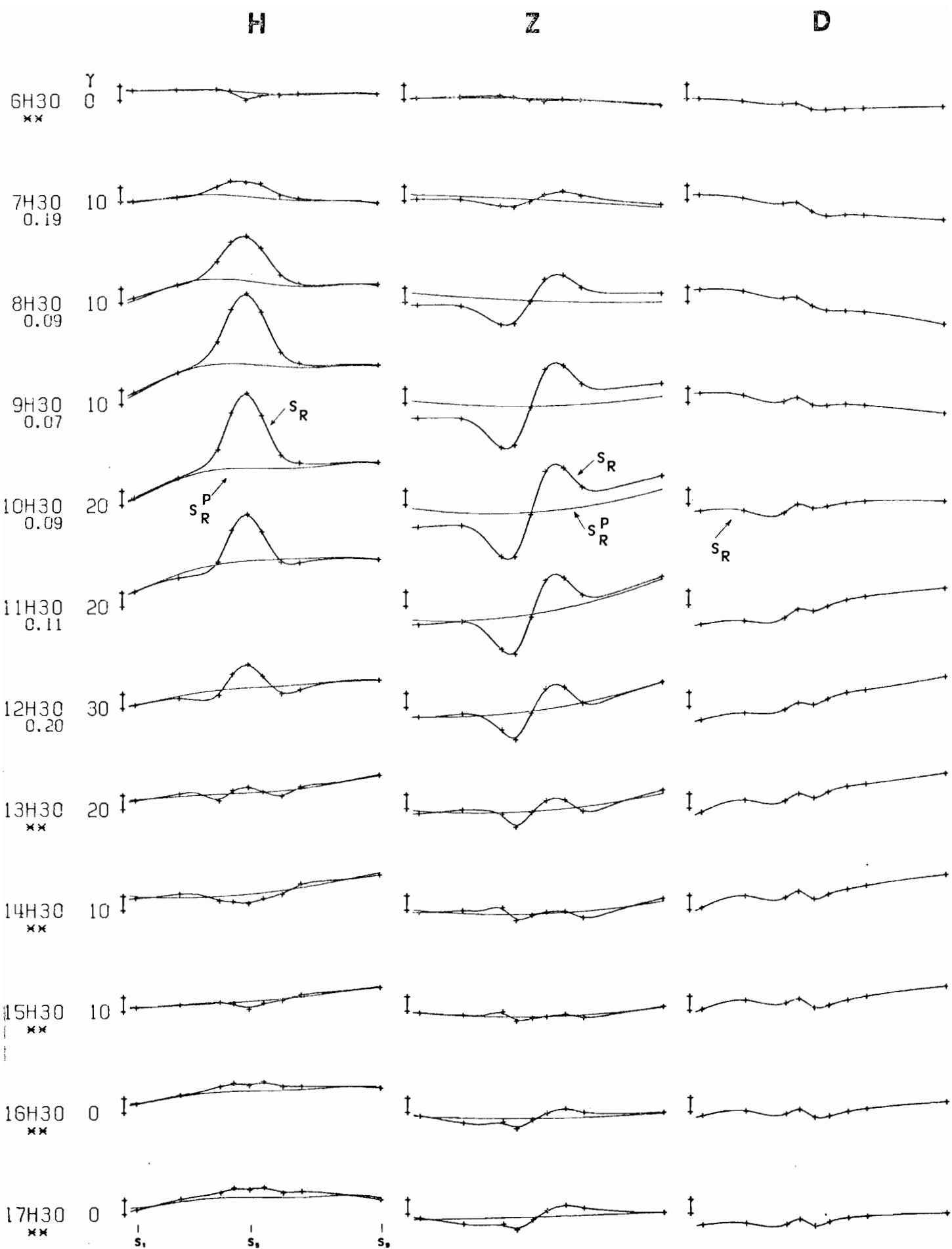


Figure 23 A - Profils du  $S_R$  (H, Z et D) et du  $S_R^P$  (H et Z) pour janvier 1970. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas pour les 3 composantes, positives vers le haut. La base de l'échelle équivaut à 0 pour Z et D, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}/r'_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}/r'_{18} > 0.4$ .

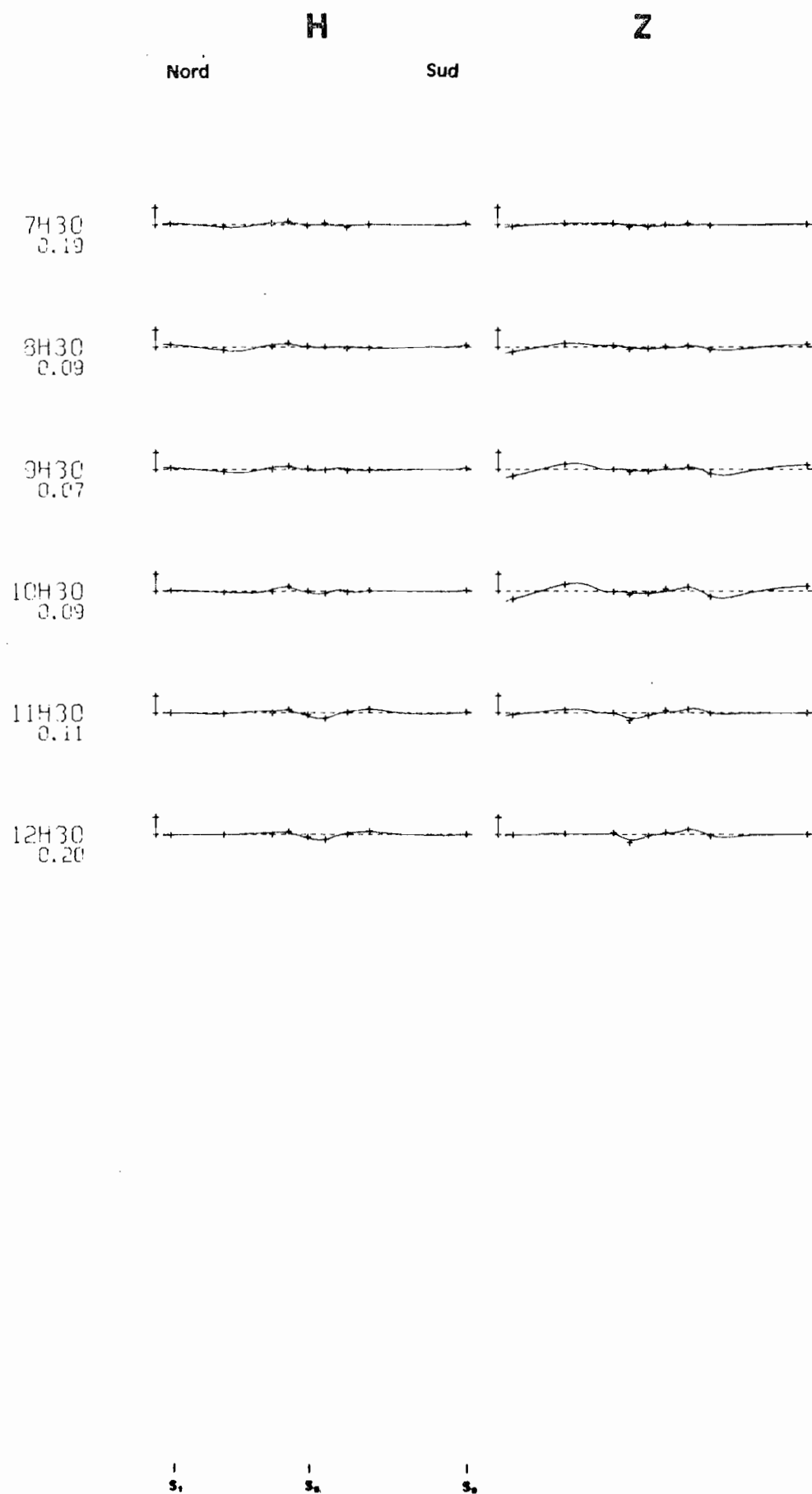


Figure 23 B - Profils des résidus, après la définition du  $S_R^P$ , pour janvier 1970. Croix : résidus par rapport aux valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.



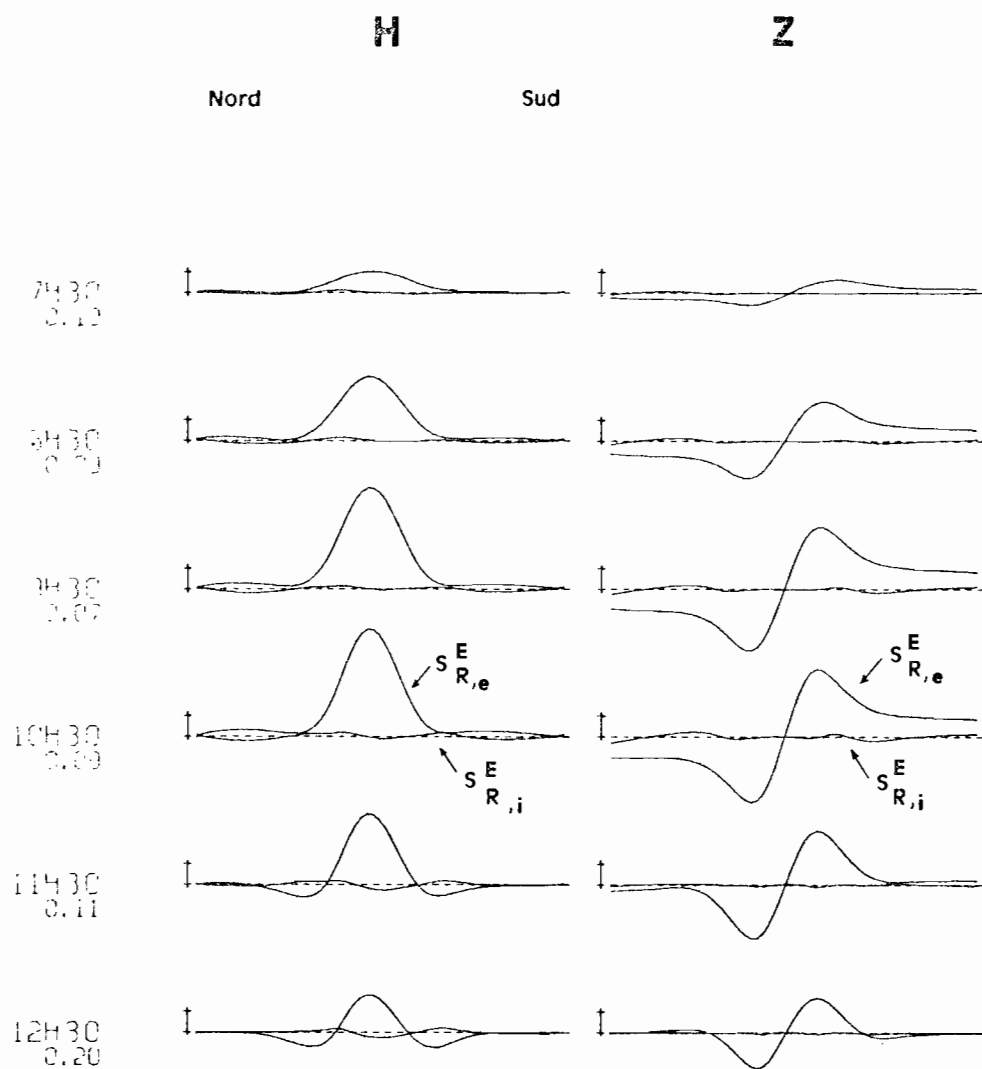


Figure 23 C - Profils des  $S_{R,e}^E$  et  $S_{R,i}^E$  pour janvier 1970. L'échelle représente 10 gamma et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

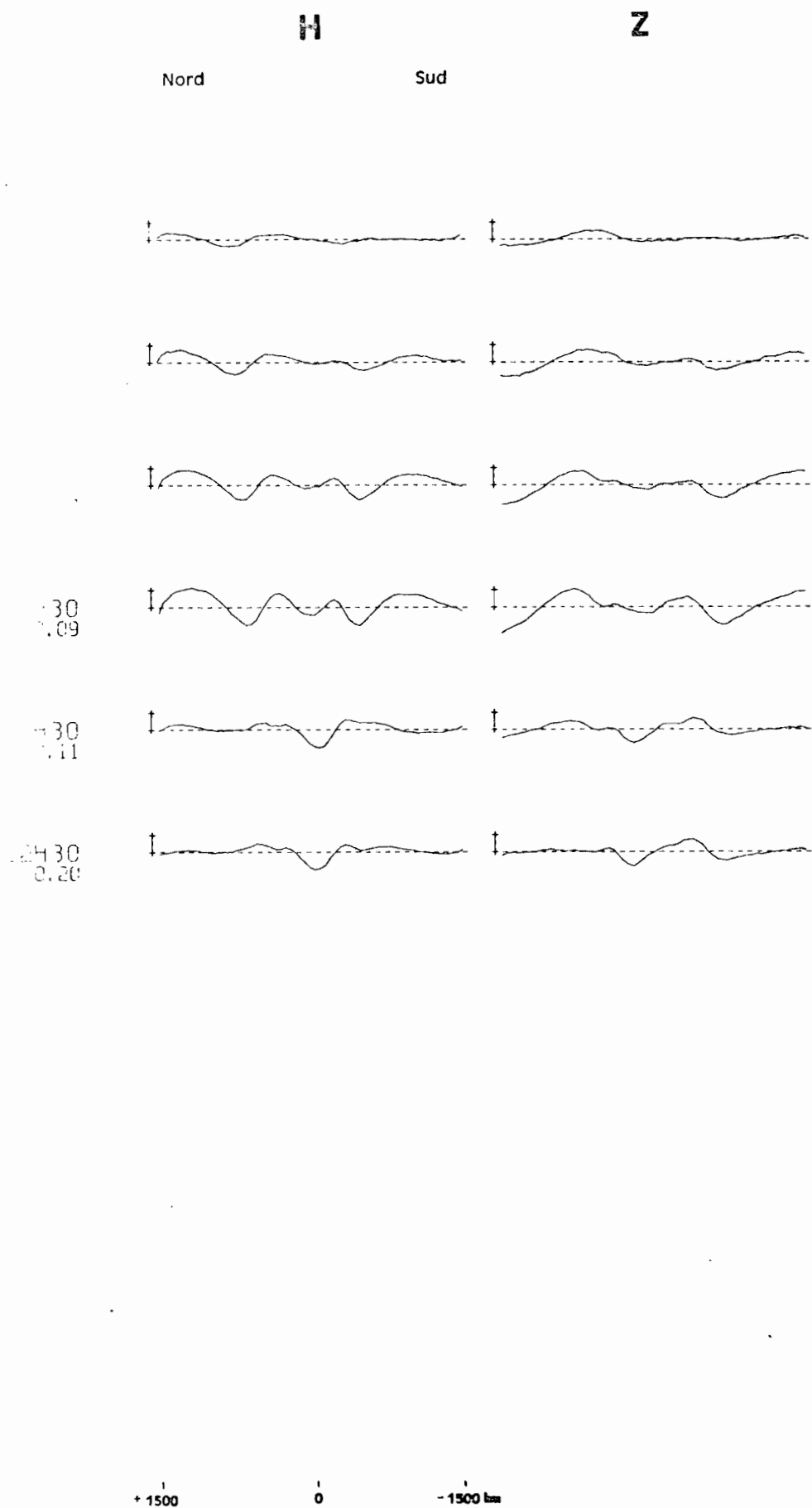


Figure 23 D - Profils des résidus  $r_{126}$  sur H et Z, au terme de l'analyse, pour janvier 1970. L'échelle représente 2 gammas et le trait en tirets représente le niveau-zéro.

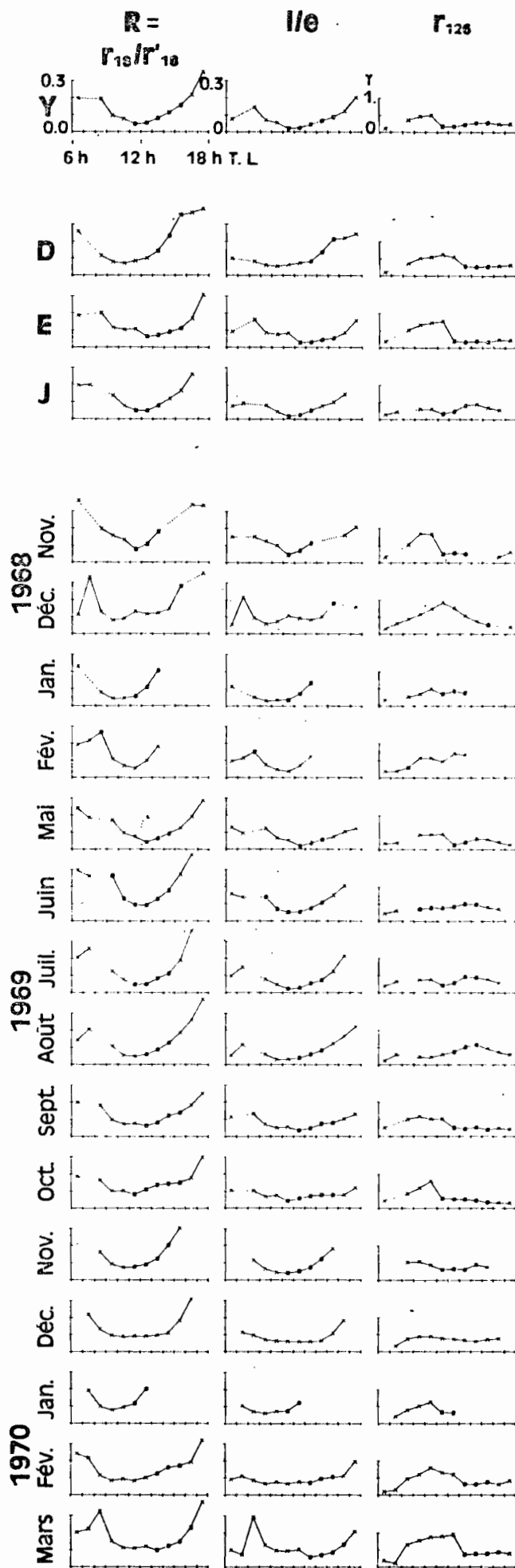


Figure 24 A - Variations journalières de 6h30 à 17h30, pour l'année (Y), les 3 saisons (D, E, J) et les mois, de  $r_{18}/r'_{18}$ ,  $I/e$  et  $r_{125}$ . Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans.

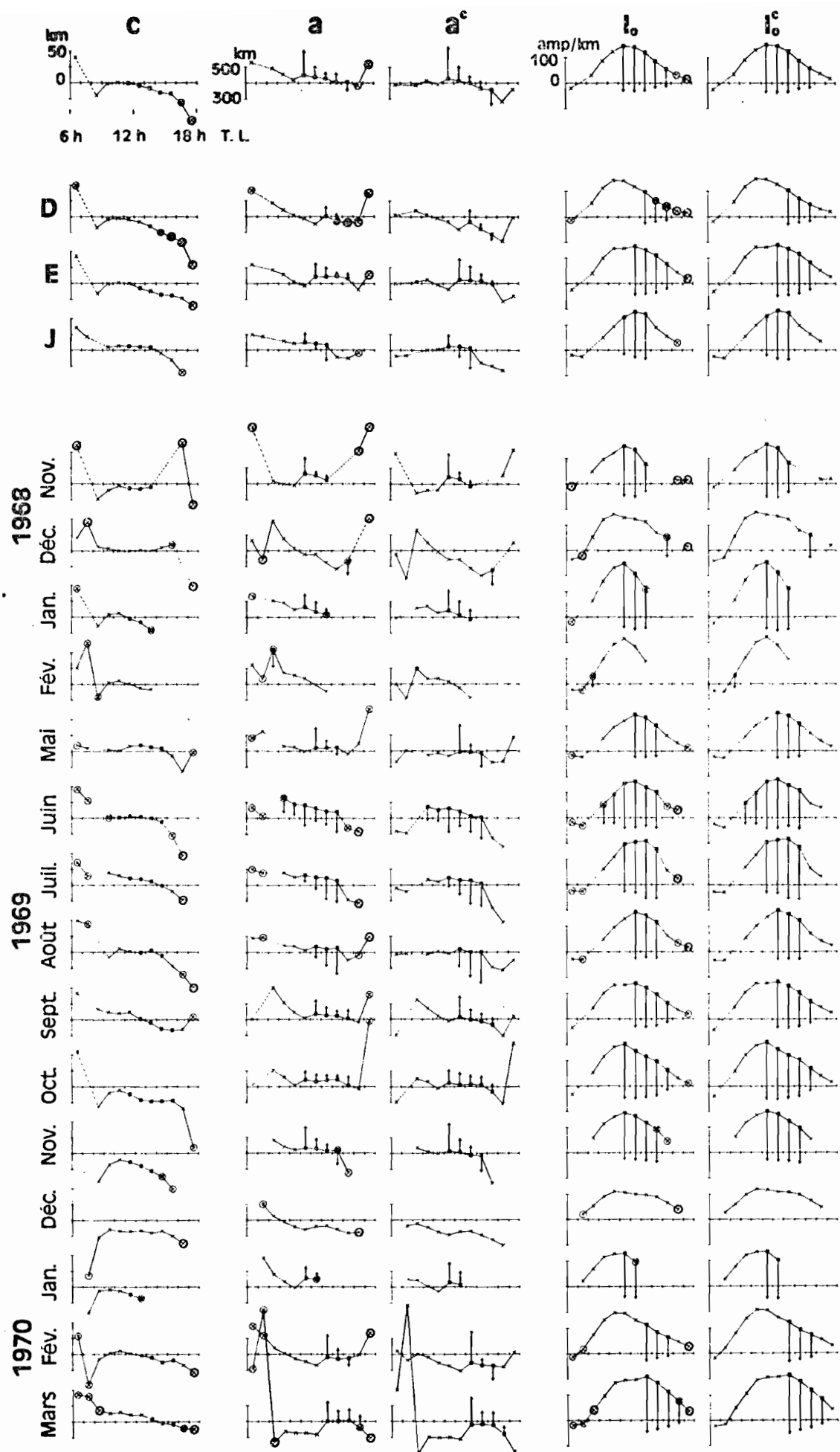


Figure 24 B - Variations journalières de 6h30 à 17h30, pour l'année, (Y), les 3 saisons (D,E,J) et les mois, de  $c$ ,  $a$  et  $l_0$ . Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. En ce dernier cas, l'extrémité de la flèche représente la valeur de  $a$  (ou  $l_0$ ) pour le ruban dirigé vers l'Ouest ; avec  $a$ , les repères d'échelles sont 600 et 1000 km au lieu de 300 et 500 km. Un (ou deux) cercle : le rapport  $r_{13}/r'_{13}$  est supérieur à 0.2 (ou 0.3).  $a^c$  et  $l_0^c$  : valeurs corrigées par l'abaque de la figure F IV (appendice F). Le zéro choisi pour  $c$  est la position du centre à 11h30 pour l'année.

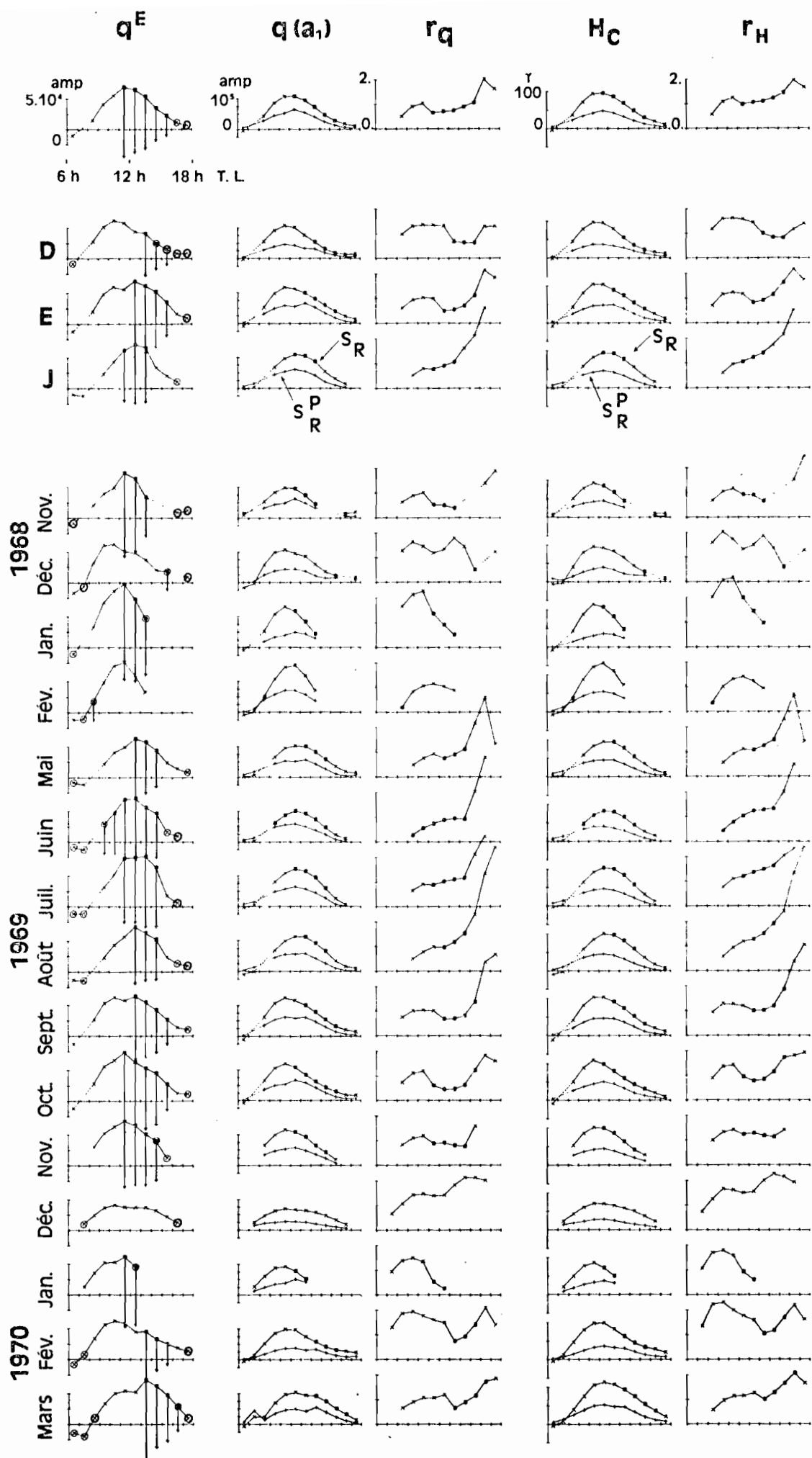


Figure 24 C - Variations journalières de 6h30 à 17h30, pour l'année (Y), les 3 saisons (D,E,J) et les mois, de  $q^E$ ,  $q(a_1)$  et  $H_C$ ,  $r_q$  et  $r_H$ . Avec  $q(a_1)$  et  $H_C$ , la courbe supérieure représente l'effet total (soit le  $S_R$ ) et la courbe inférieure représente l'équivalent du  $S_R^P$ . Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. Pour  $q^E$ , la valeur de  $I_0$  du  $2^d$  ruban est représentée par l'extrémité de la flèche. Les cercles de la figure 24 B ne sont dessinés que pour le paramètre  $q^E$ .

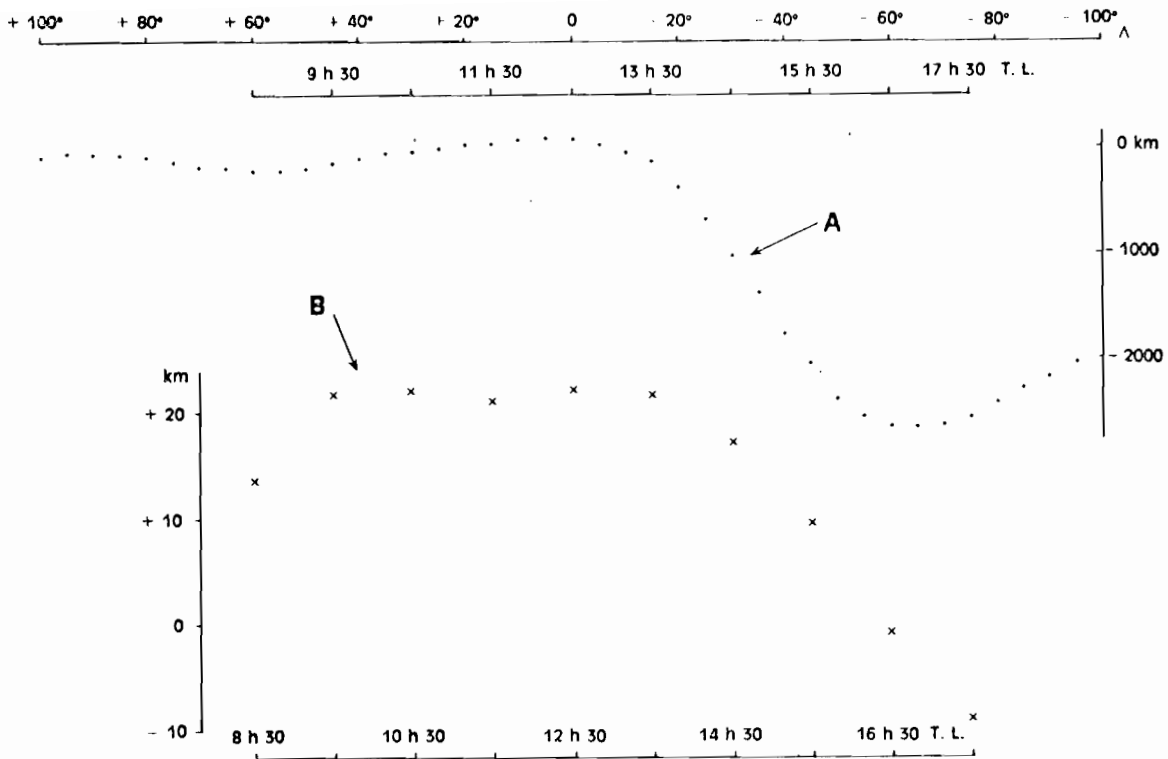


Figure 25 - A: Position de l'équateur magnétique à 105 km d'altitude - modèle POGO (8/69) - à l'époque 1969.5 en fonction de la longitude géographique et en km par rapport au parallèle 10°N. B: Valeurs  $c_b$ , moyennes des valeurs mensuelles de la position du centre après correction par les facteurs  $\alpha_{v.s.}$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ .

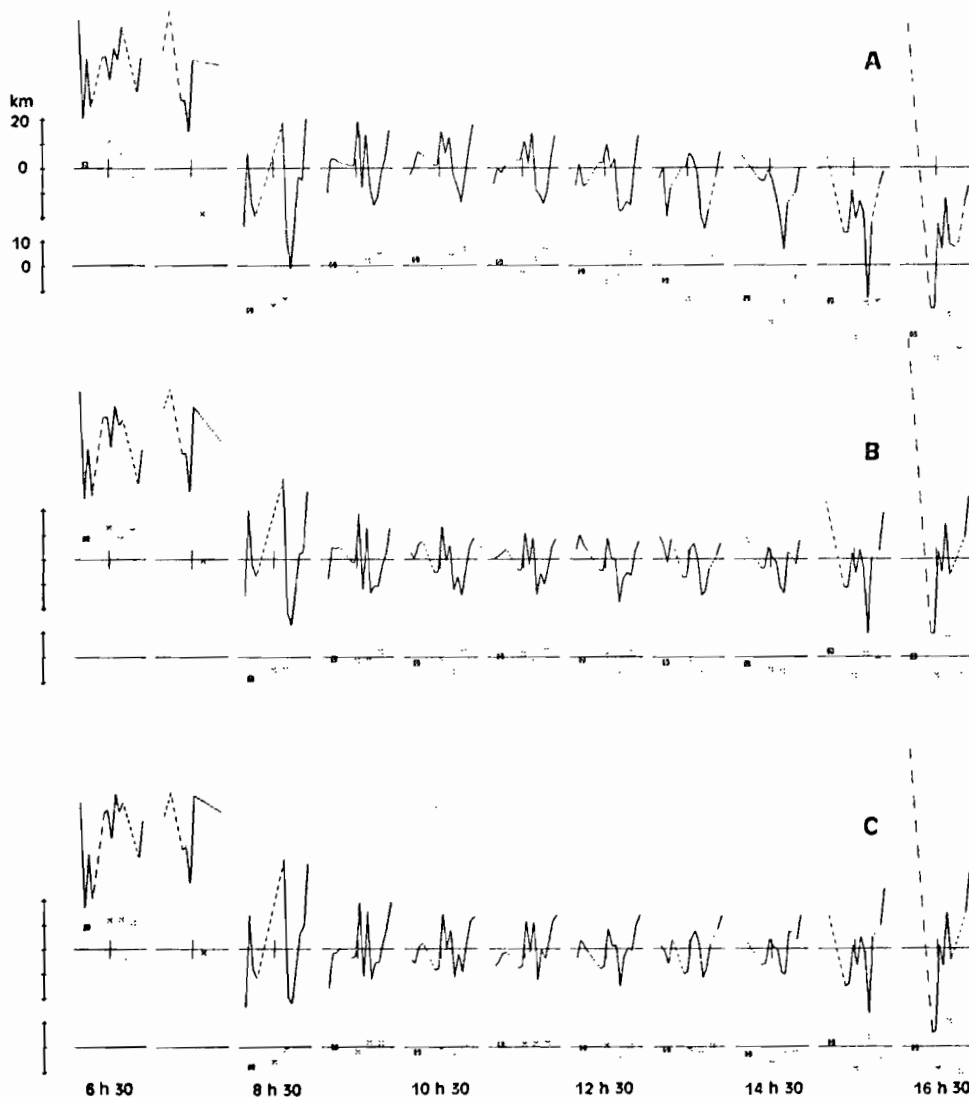


Figure 26 - Positions du centre pour les valeurs mensuelles (courbes : en ce cas, les valeurs manquantes sont jointes par des tirets, mars et avril 1969 étant inclus dans le dessin pour rétablir la séquence complète de nov. 1968 à mars 1970 ; le trait vertical indique le milieu entre juin et juillet 1969), saisonnières (croix : dans l'ordre D, E, J) et annuelles (carrés). A 6h30 et 7h30, ne sont dessinées que les valeurs pour lesquelles il y a un contre-électrojet. A : valeurs observées (zéro à 26.7 km au Nord du parallèle 10°N). B : valeurs corrigées par  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$  (zéro à 20.3 km). C : valeurs corrigées par  $\alpha_{v.s.}$ ,  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$  (zéro à 21.2 km).

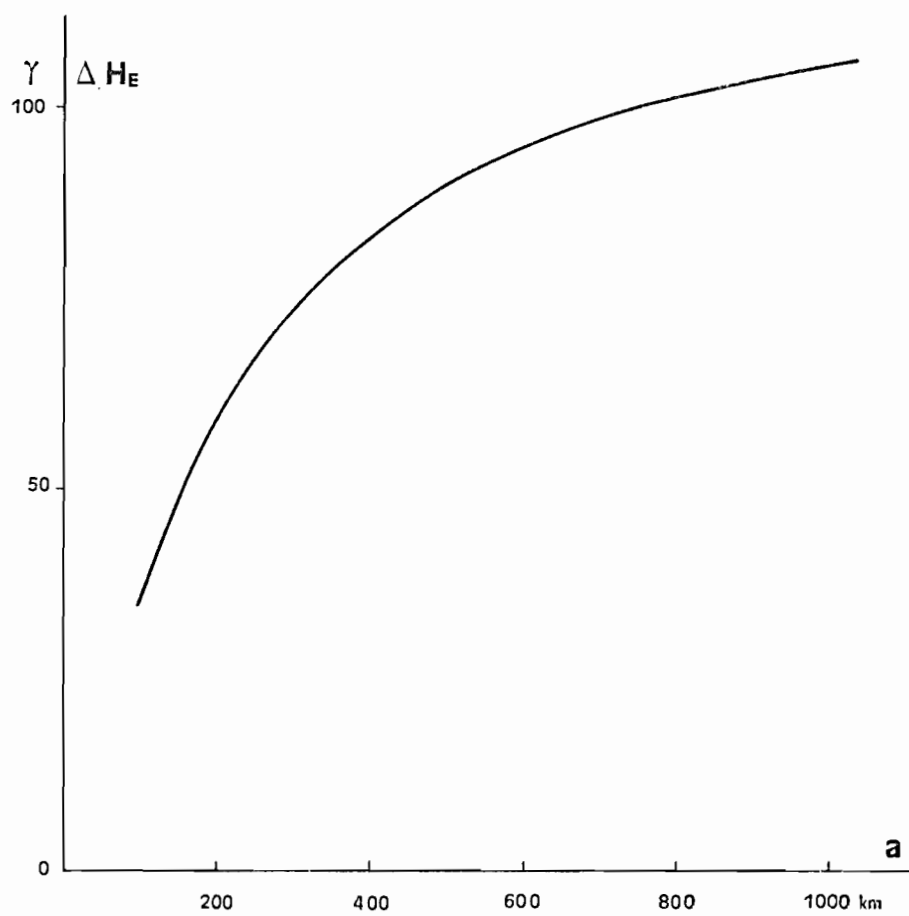


Figure 27 - Variation de  $\Delta H_E$ , à densité constante au centre  $I_0 = 200$  amp/km, pour une demi-largeur  $a$  variable

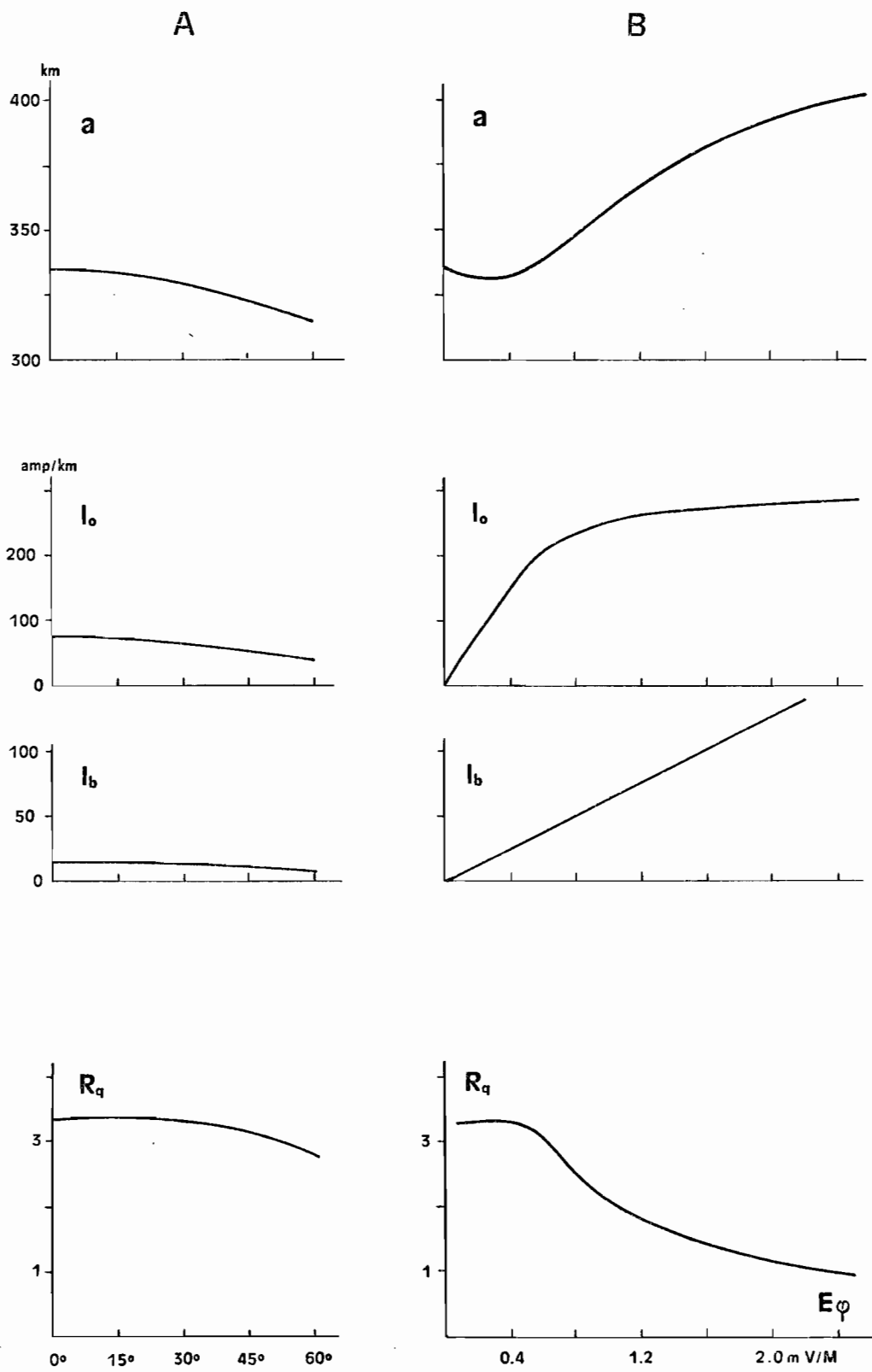


Figure 28 - Variations de  $a$ ,  $I_o$ ,  $I_b$  et  $R_q$ . A : en fonction de  $\chi$  avec  $E_\gamma = 0.2$  mV/M. B : en fonction de  $E_\phi$  avec  $\chi = 0^\circ$  et en tenant compte des instabilités.



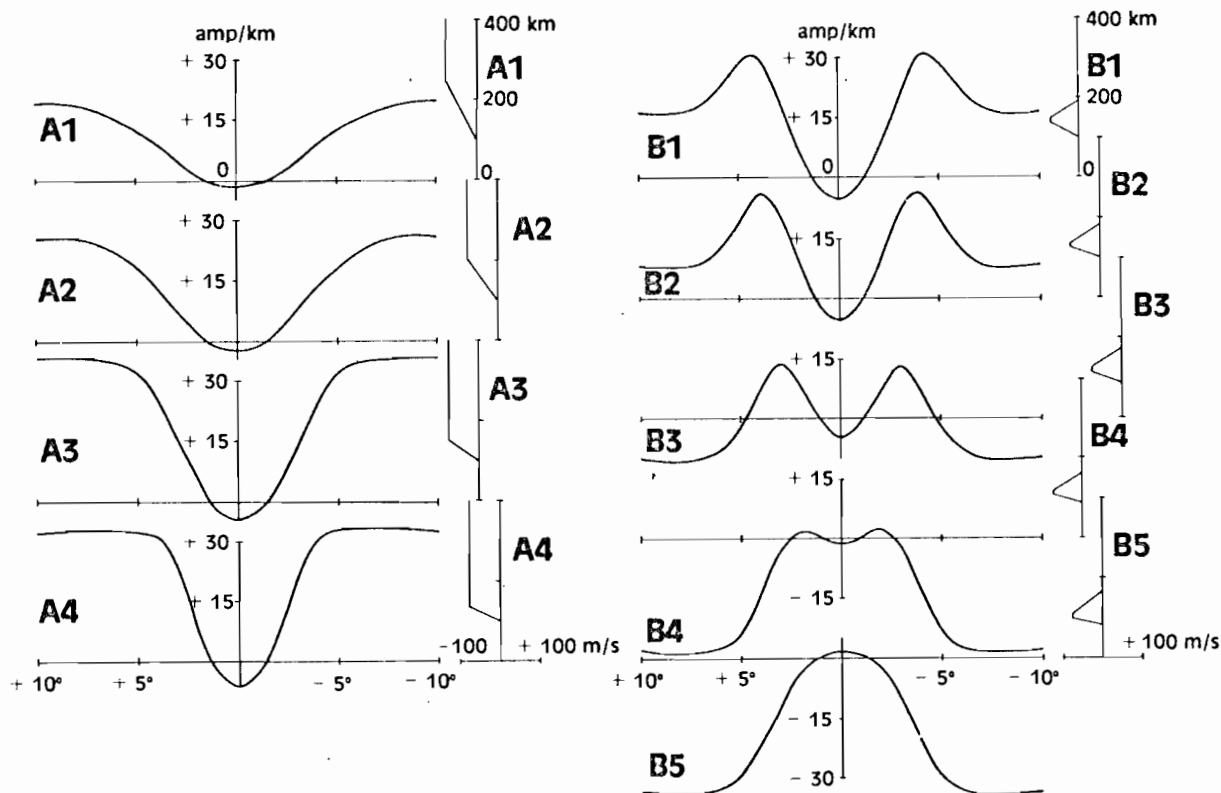


Figure 29 - Distribution des densités de courants engendrés par divers profils de vents neutres en altitude. Les extrêmes de vents correspondent à  $\pm 75$  m/sec. Les latitudes des distributions de courants sont celles d'un dipôle ;  $10^\circ$  du dipôle équivalent à 896 km sur le méridien  $20^\circ\text{E}$ .

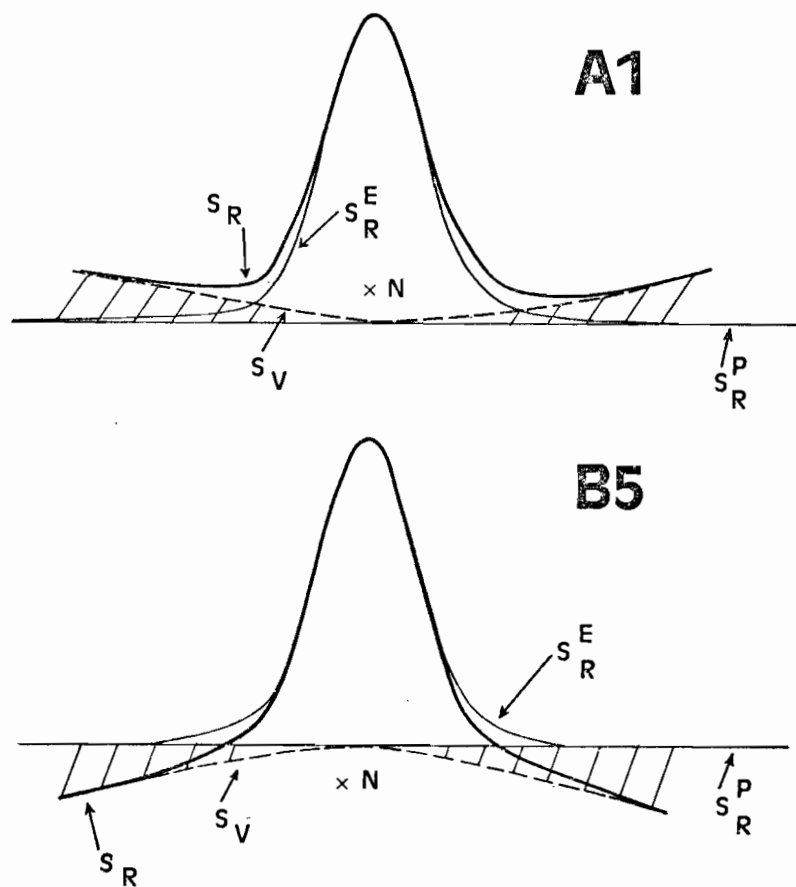


Figure 30 - Représentation schématique des effets magnétiques en H des distributions de courants causés par des profils de vent en altitude du type A1 ou B5.  $S_V$  représenterait l'effet des vents ; le  $S_R$  est la somme  $S_R^P + S_R^E + S_V$ .

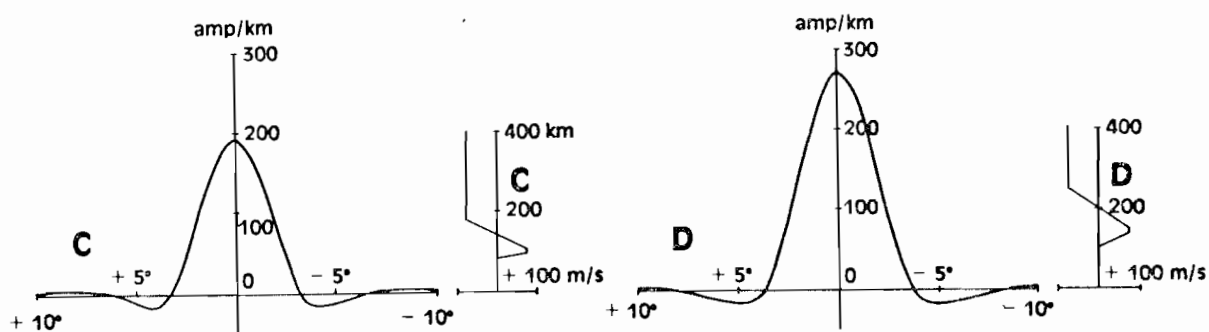


Figure 31 - Distribution des densités de courants engendrés par les effets conjugués d'un champ primaire  $E_p = 0.9 \text{ mV/M}$  et de profils de vents neutres en altitude. Le zéro choisi pour les densités est la valeur de  $I'_b$  donnée dans le tableau XX. Les latitudes des distributions de courant sont celles d'un dipôle ;  $10^\circ$  du dipôle équivalent à 596 km sur le méridien  $20^\circ \text{ E}$ .

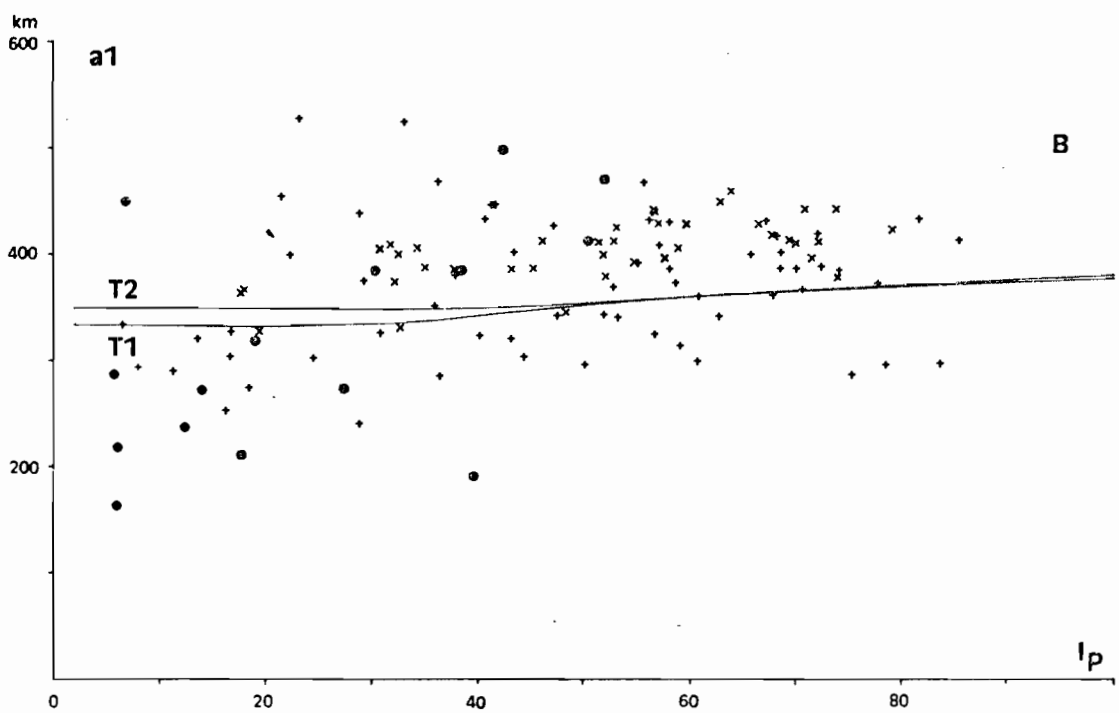
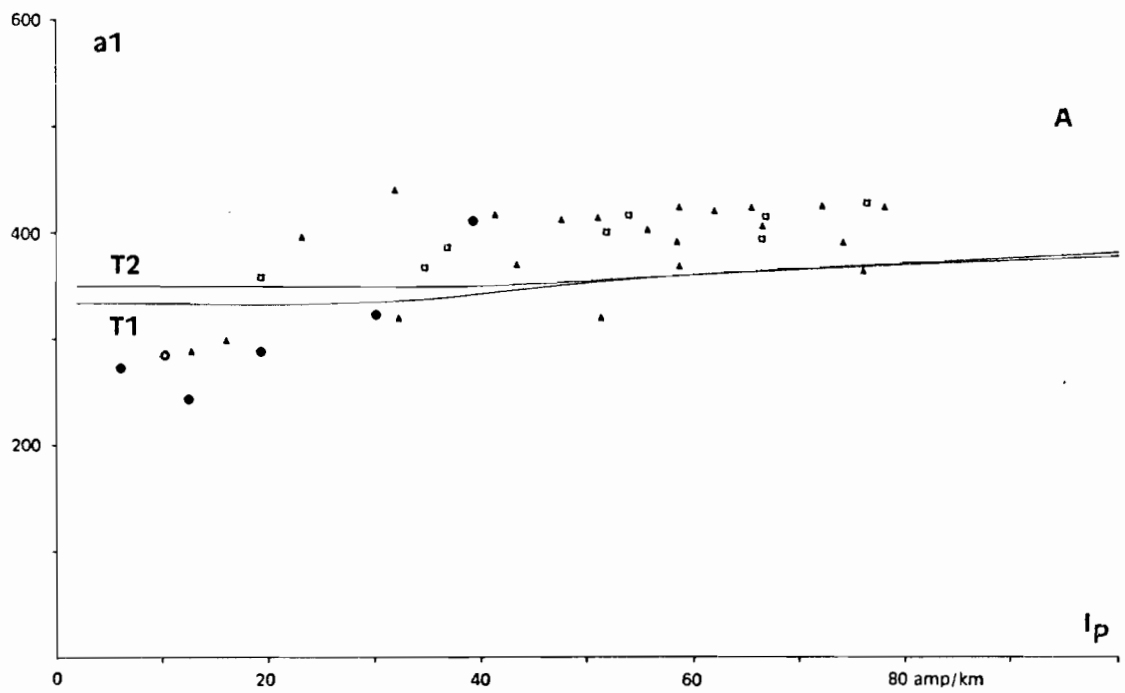


Figure 32 - Variation des largeurs  $a_1$  (ruban principal dirigé vers l'Est) en fonction de  $I_p$ . Cercles : valeurs pour lesquelles  $r_{18}/r'_{18} > 0.20$ .  $T_1$  et  $T_2$  : courbes théoriques. A : valeurs annuelles (carrés) et saisonnières (triangles). B : valeurs mensuelles : (+) ruban unique, (x) deux rubans.

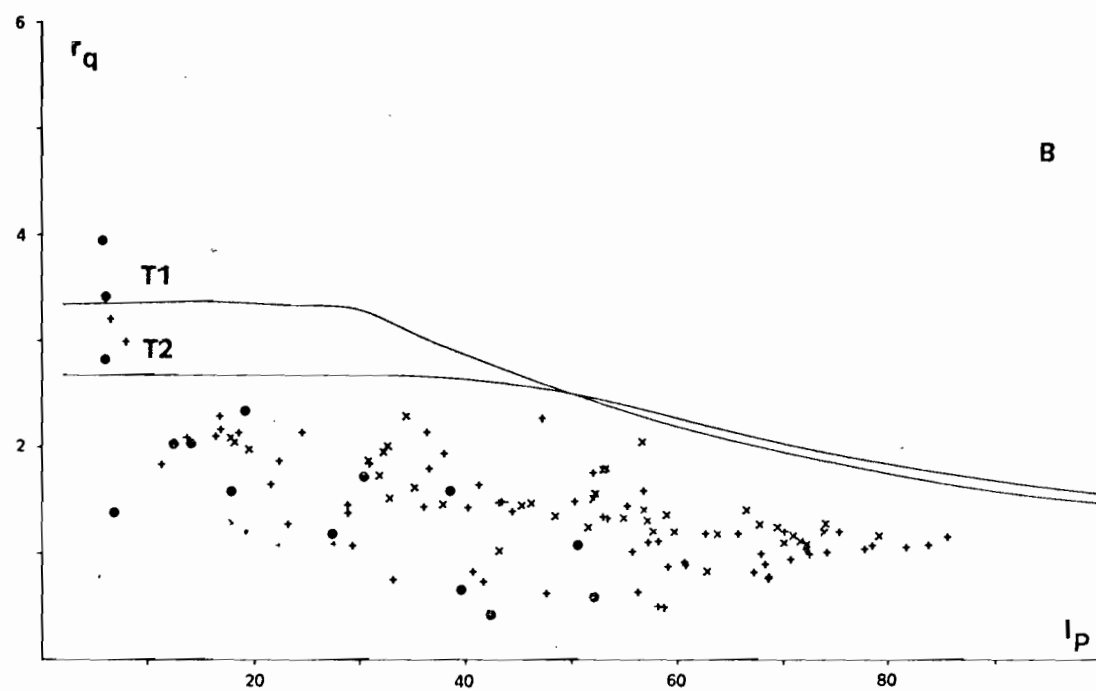
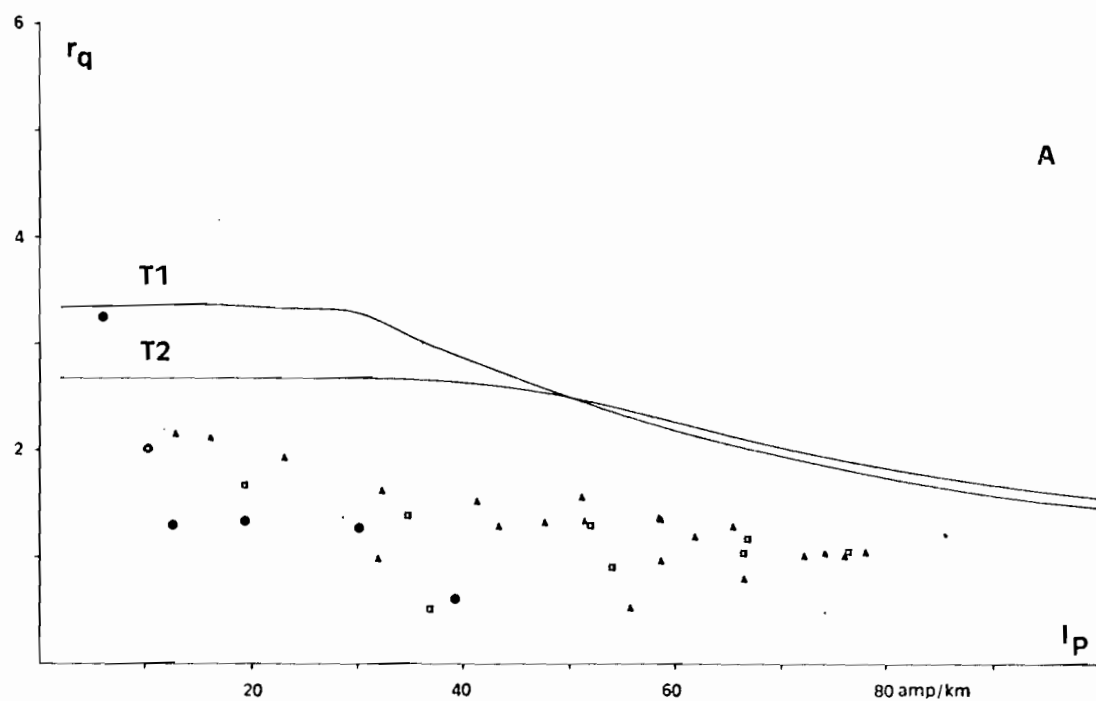


Figure 33 - Variation des rapports  $r_q$  (effet du seul ruban principal/effet du  $S_R^p$ ) en fonction de  $I_p$ . Cercles : valeurs pour lesquelles  $r_{18}/r'_{18} > 0.20$ .  $T_1$  et  $T_2$  : courbes théoriques. A : valeurs annuelles (carrés) et saisonnières (triangles). B : valeurs mensuelles : (\*) ruban unique, (x) deux rubans.

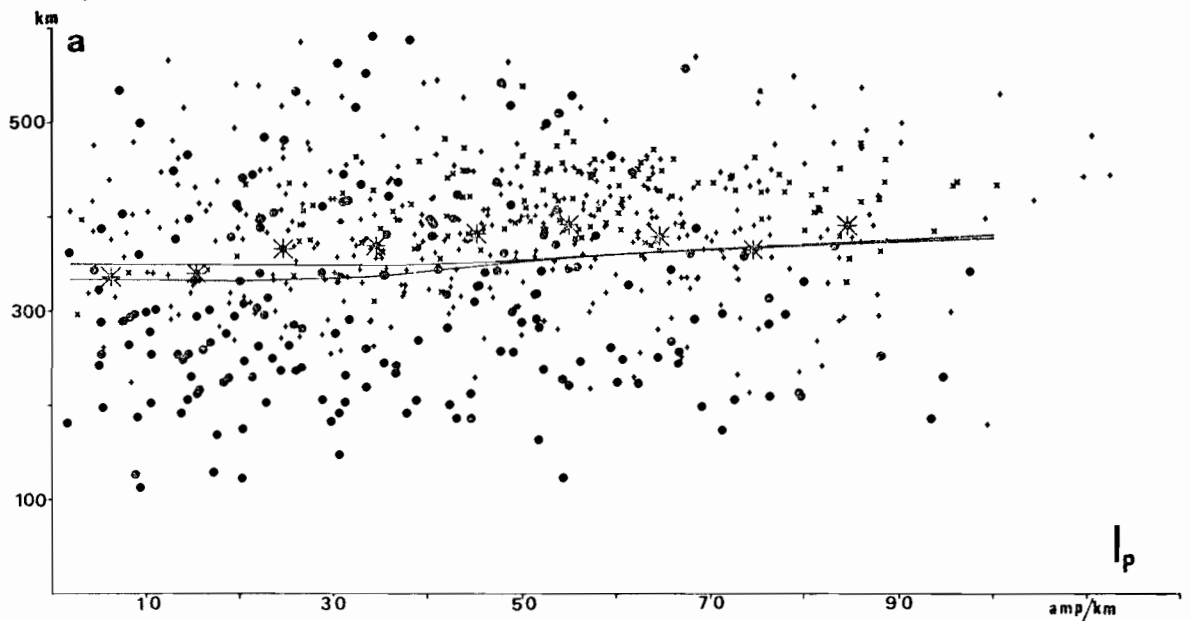


Figure 34 - Variation des largeurs  $a_1$  (ruban principal dirigé vers l'Est) en fonction de  $I_p$ . Cercles : valeurs pour lesquelles  $r_{18}/r'_{18} > 0.20$ .  $T_1$  et  $T_2$  : courbes théoriques. (\*):valeurs moyennes par tranche de 10 amp/km en  $I_p$ .

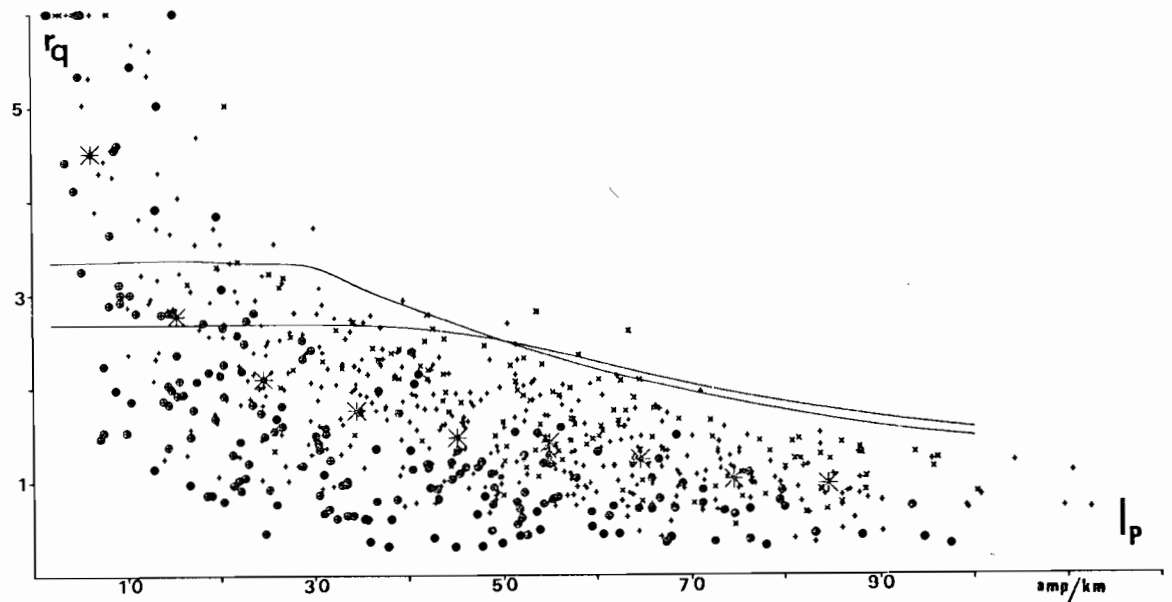


Figure 35 - Variation du rapport  $r_q$  (effet du seul ruban principal/effet du  $S_c^0$ ) en fonction de  $I_p$ . Cercles : valeurs pour lesquelles  $r_{18}/r'_{18} > 0.20$ . (+):ruban unique, (x):deux rubans.  $T_1$  et  $T_2$  : courbes théoriques. (\*):valeurs moyennes par tranche de 10 amp/km en  $I_p$ .

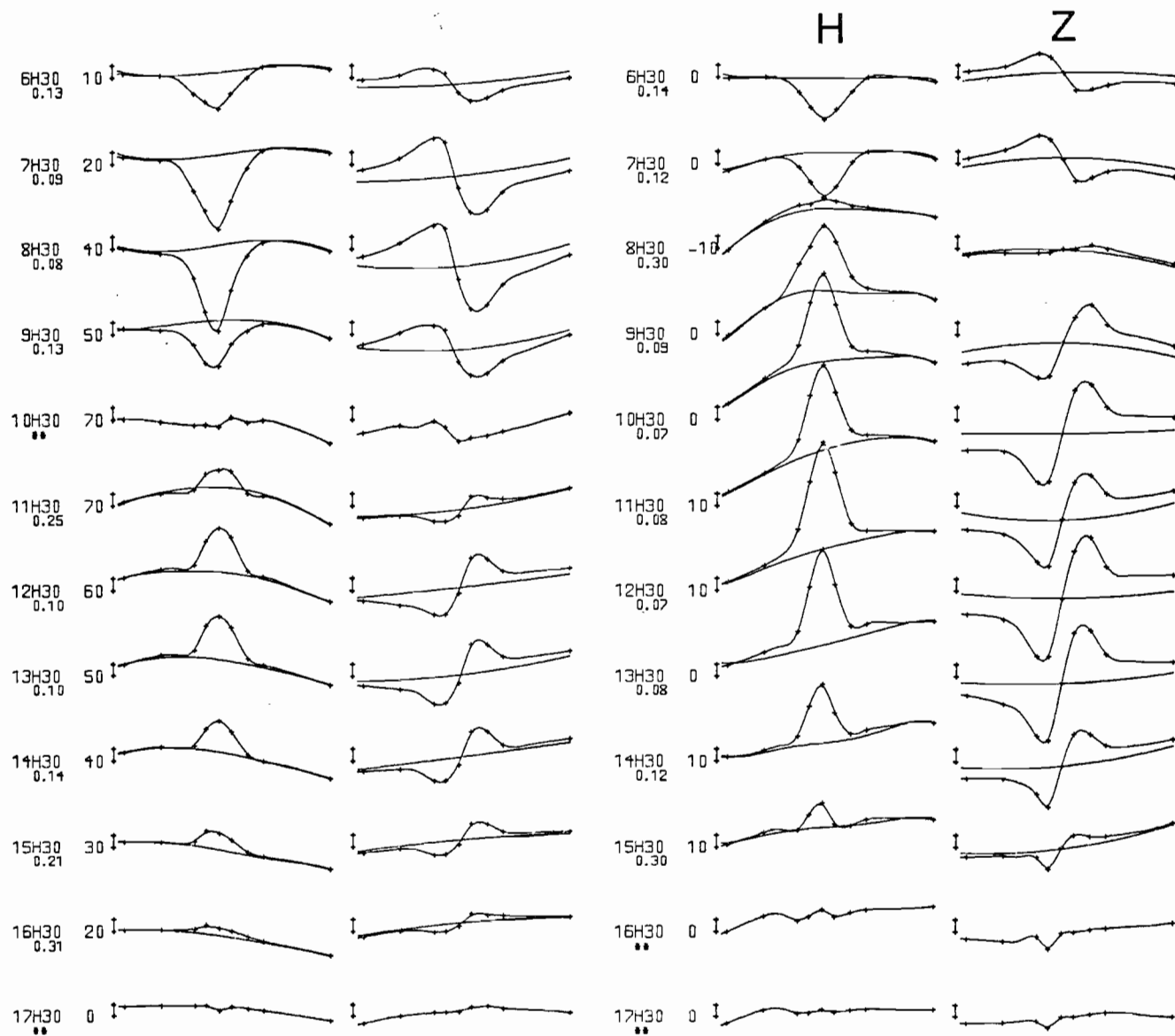


Figure 36 - Exemples de fort contre-électrojet du matin aux deux solstices. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}^P/r_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}^P/r_{18} > 0.4$  (en ce cas, le  $S_R^P$  n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires am de 6h00 à 18h00 T.U. et l'indice Am du jour.

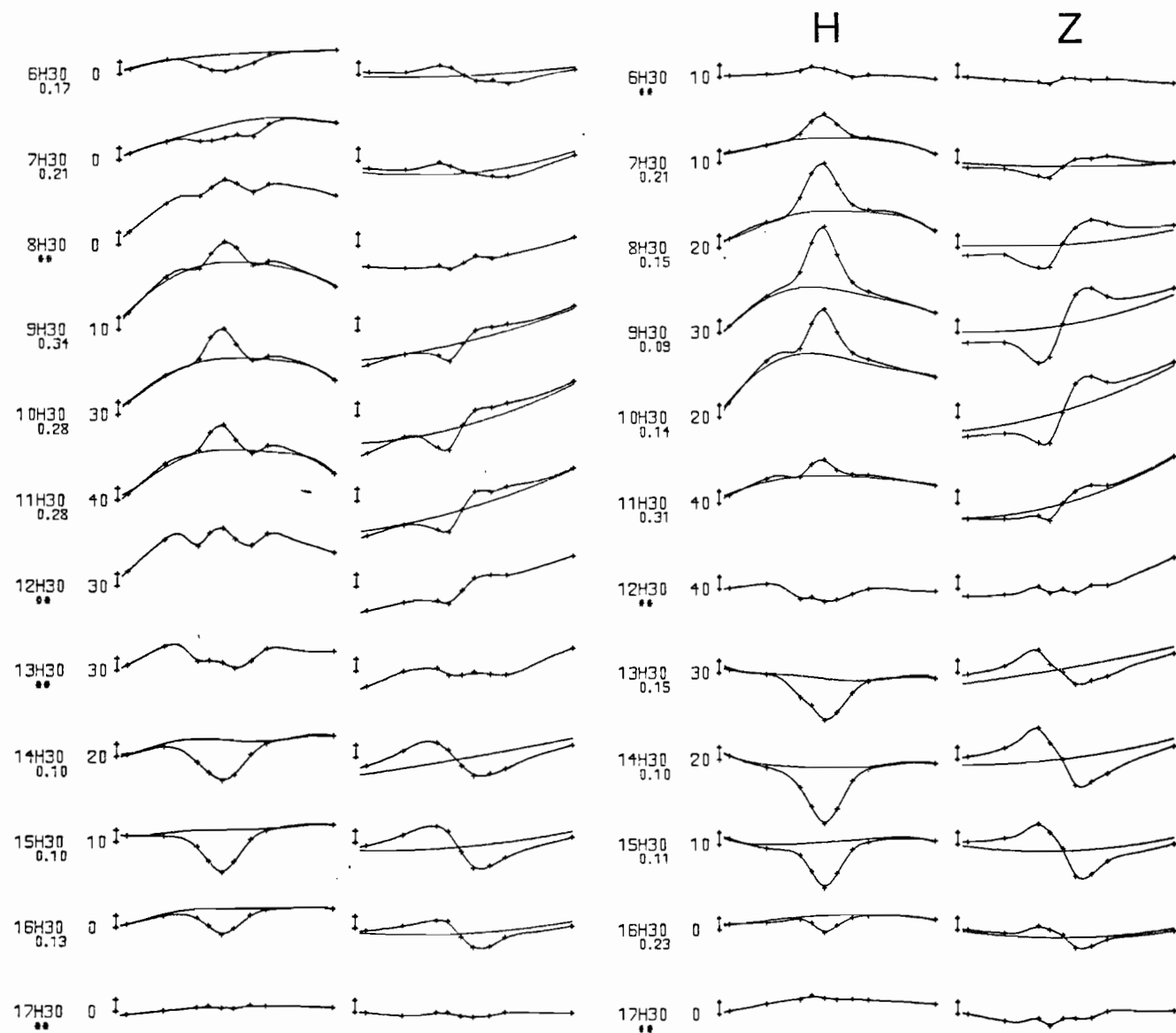


Figure 37 - Exemples de contre-électrojet de l'après-midi aux deux solstices. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}/r'_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}/r'_{18} > 0.4$  (en ce cas, le  $S_R^P$  n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires am de 6h00 à 18h00 T.U. et l'indice Am du jour.

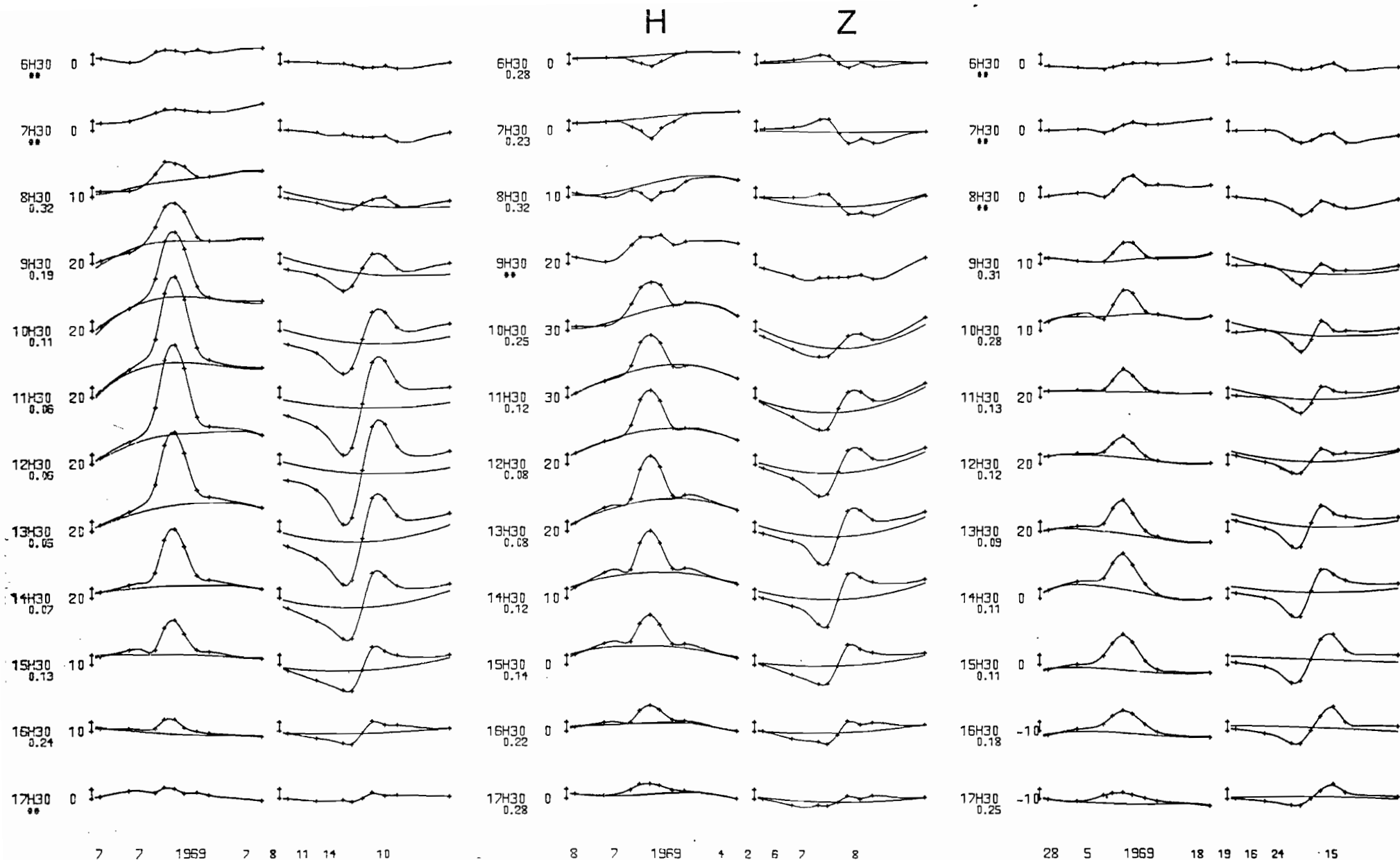


Figure 38 - Exemples de la variabilité du rapport  $r_q$  en deux jours successifs et exemple d'une perturbation en fin d'après-midi (valeurs négatives du  $S_R^P$  de H). Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}/r'_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}/r'_{18} > 0.4$  (en ce cas, le  $S_R^P$  n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires am de 6h00 à 18h00 T.U. et l'indice Am du jour.



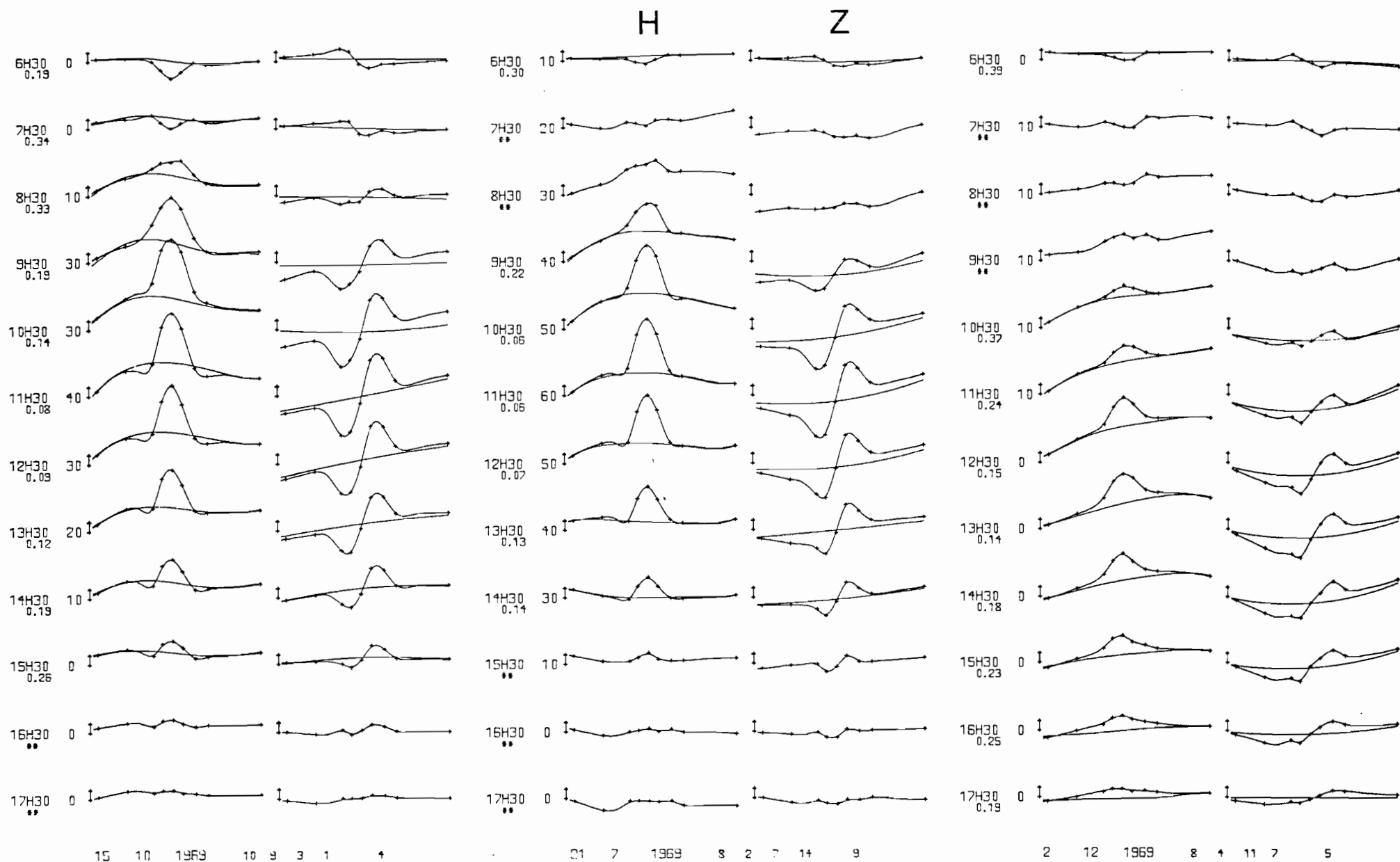


Figure 39 - Exemples possibles de profils déformés par l'effet des vents neutres. Croix : valeurs observées. L'échelle représente 10 gammas. Sa base équivaut à 0 pour Z, à la valeur indiquée pour H. Le chiffre écrit sous chaque heure T.L. est la valeur de  $r_{18}/r'_{18}$ , remplacée par des astérisques si  $r_{18}/r'_{18} > 0.4$  (en ce cas, le  $S_R^P$  n'est pas dessiné). A droite de la date, les 4 indices trihoraires am de 6h00 à 18h00 T.U. et l'indice Am du jour.



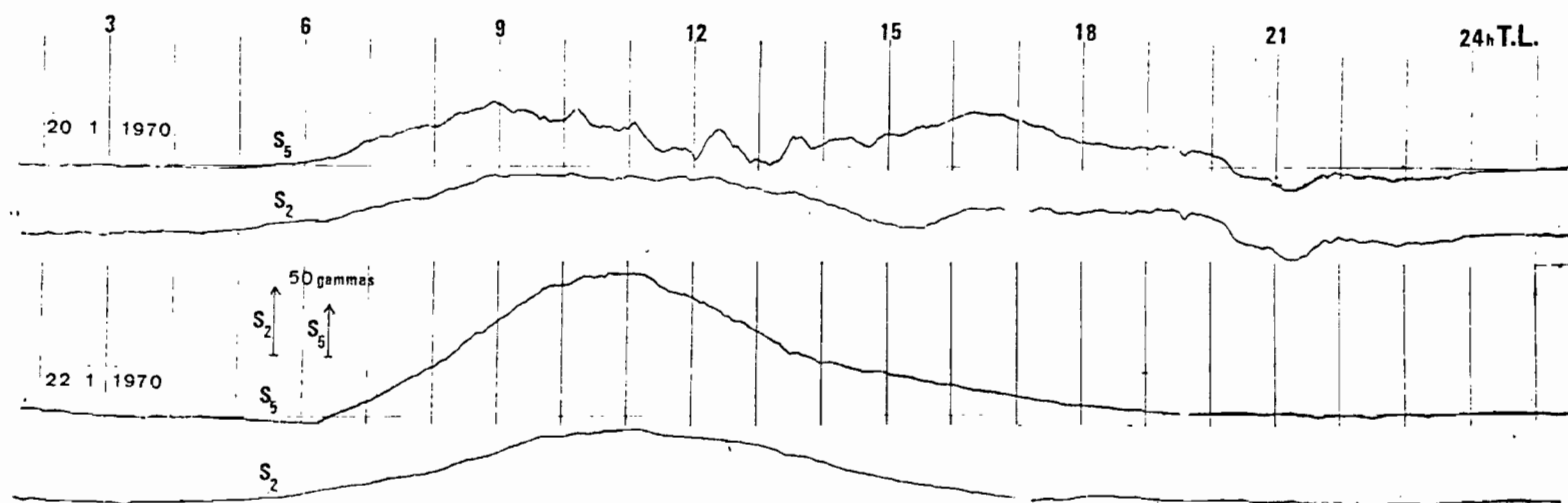


Figure 41 - Enregistrements de la composante horizontale à  $S_5$  et  $S_2$  les 20 et 22.1.1970 (voir profils de la figure 40). Les niveaux zéro choisis aux 2 stations pour un jour sont représentés par les droites joignant une nuit à l'autre.

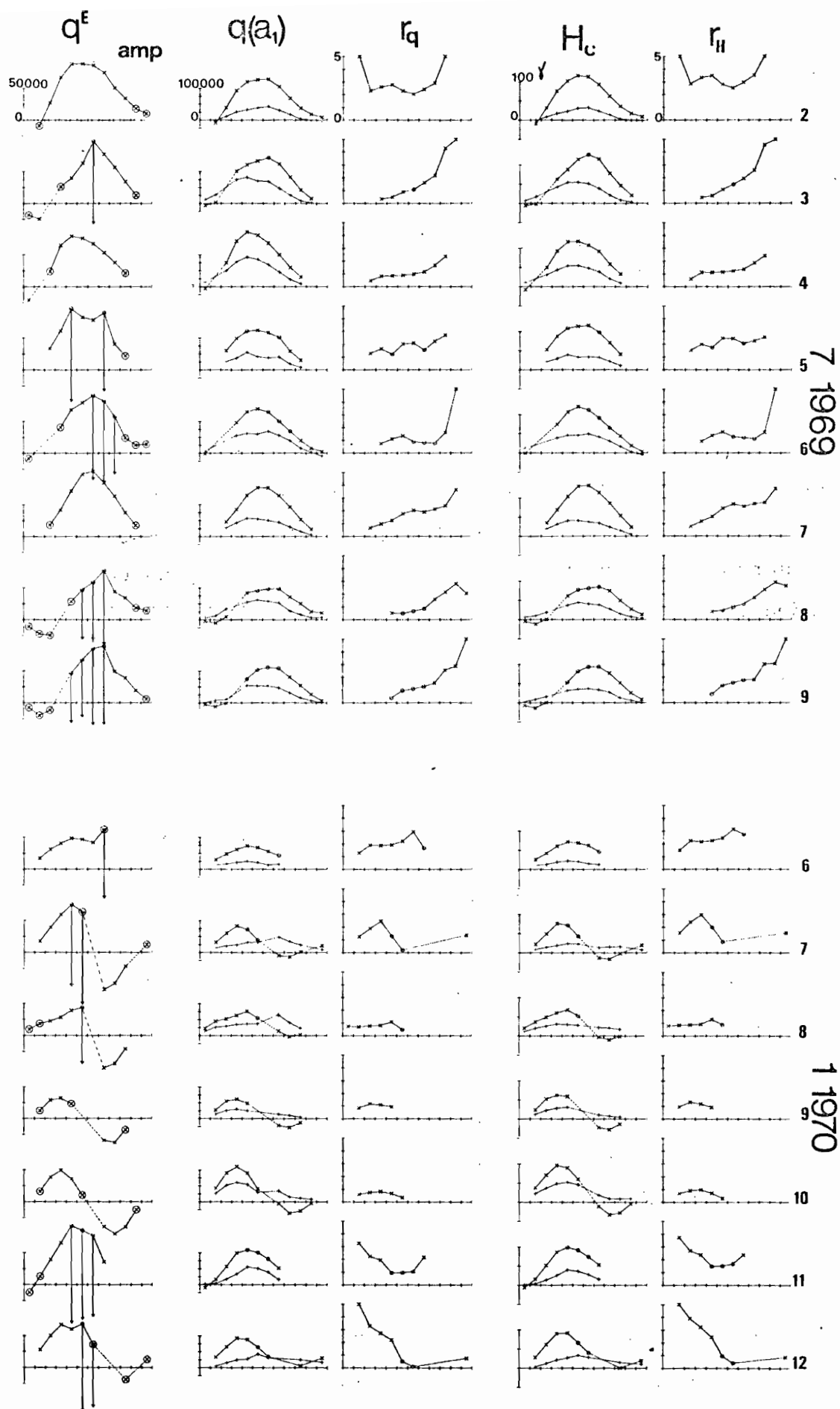


Figure 42 - Variations journalières de 6h30 à 17h30, pour deux séries de jours successifs en juillet 1969 et janvier 1970, de  $q^E$ ,  $q(a_1)$  et  $H_c$ ,  $r_q$  et  $r_H$ . Avec  $q(a_1)$  et  $H_c$ , la courbe supérieure représente l'effet total (soit le  $S_R$ ) et la courbe inférieure représente l'équivalent du  $S_R^P$ . Croix : un ruban. Carrés : 2 rubans. Pour  $q^E$ , la valeur de  $I_0$  du 2<sup>d</sup> ruban est représentée par l'extrémité de la flèche. Cercles : le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  est supérieur à 0.2.

## APPENDICE A

### Description de la méthode d'interpolation utilisée dans le chapitre II

Les formes des profils en H et Z (figure 1) sont extrêmement différentes. Il n'est donc point évident a priori que la même méthode d'interpolation soit applicable aux valeurs expérimentales  $H_T$  et  $Z_T$  définies précédemment. A cet égard, nous pouvons vérifier les validités relatives de diverses méthodes d'interpolation en les appliquant aux courbes théoriques de la figure 1, puisque nos courbes expérimentales (voir les courbes  $S_R$  de la figure 5) ont une forme analogue. Appelons  $Y_e$  les valeurs théoriques aux abscisses des neuf stations pour les effets d'un ruban externe : elles sont les équivalents de nos valeurs "expérimentales". A partir de ces  $Y_e$ , nous pouvons chercher à interpoler des valeurs  $Y_i$  de 50 en 50 km le long du profil ; nous pouvons d'autre part calculer des valeurs "théoriques"  $Y_t$  en ces mêmes points. La figure 2 représente les différences  $Y_i - Y_t$  obtenues par diverses méthodes pour H ou pour Z, les abscisses des neuf valeurs  $Y_e$  étant indiquées en bas ( $S_1$  à  $S_9$ ). On notera que l'échelle d'ordonnées de cette figure est dilatée quatre fois par rapport à celle de la figure 1.

Une première méthode, très grossière, consisterait en une interpolation linéaire entre les neuf valeurs  $Y_e$ . Le résultat obtenu est illustré en a sur la figure 2. Une méthode plus fine consiste à lisser les valeurs  $Y_e$  à l'aide de fonctions spline (REINSCH, 1967) ; celles-ci donnent la possibilité de calculer des valeurs interpolées en des points quelconques. Les différences  $\Delta$  ainsi obtenues sont représentées en b sur la figure 2. Il serait vain de prétendre obtenir des différences très faibles tout au long des profils en H et Z, en particulier dans la région centrale où les erreurs relatives, dûes au mode d'interpolation, deviennent évidemment plus faibles. Les autres diffé-

.../...

rences  $\Delta$ , représentées sur la figure 2 ( $b_1$  et  $b_{1,2}$  pour H,  $b'_1$  pour Z) correspondent à des essais pour améliorer l'interpolation sur les bords du profil où les erreurs relatives deviennent beaucoup plus importantes.

Pour la composante Z, l'absence de valeurs observées entre les stations  $S_8$  et  $S_9$  (côté Sud) peut être compensée valablement par l'adjonction d'une valeur  $Y_e$  supplémentaire, qui correspondrait à une station fictive  $F'_1$  située à égale distance des stations  $S_8$  et  $S_9$  et qui serait égale à la moyenne des valeurs  $Y_i$  obtenues par les interpolations de type a et b. Un nouveau lissage, par les fonctions spline, appliqué aux 9 valeurs  $Y_e$  et à cette valeur supplémentaire donne le résultat illustré en  $b'_1$ .

Pour la composante H, c'est sur le bord Nord que les interpolations a et b sont les moins satisfaisantes. L'adjonction d'une première valeur supplémentaire  $Y_e$ , qui correspondrait à une station fictive  $F_1$  située à égale distance des stations  $S_1$  et  $S_2$  et qui serait égale à la moyenne des valeurs  $Y_e$  en  $S_1$  et  $S_2$ , permet déjà d'obtenir une première amélioration ; un lissage, par les fonctions spline, appliqué aux 9 valeurs  $Y_e$  et à la valeur ainsi obtenue en  $F_1$  donne le résultat illustré en  $b_1$ . Pour réduire les différences  $\Delta$  subsistant entre les stations  $S_2$  et  $S_3$ , nous avons ajouté une seconde station fictive  $F_2$ , à distance égale de  $S_2$  et  $S_3$ . Selon la figure 1, la station  $S_3$  se trouve dans une région où l'effet de l'électrojet sur H croît rapidement et la moyenne des valeurs  $Y_e$  en  $S_2$  et  $S_3$  ne serait pas représentative (les différences  $\Delta$  de l'interpolation linéaire a entre  $S_2$  et  $S_3$  illustrent bien ce fait). Nous avons choisi en conséquence d'introduire, pour cette station fictive, une valeur calculée. Selon la courbe théorique de la figure 1, la différence entre les effets sur la composante H aux abscisses  $S_2$  et  $F_2$  est égale à 3.1 gammas lorsque l'amplitude au centre est de 100 gammas ; il est clair que même une erreur de l'ordre de 20 % sur une estimation de l'effet de H au centre, soit  $H_c$  (obtenu, par exemple, par la valeur  $Y_e$  observée à la station centrale  $S_5$ , moins la moyenne des valeurs  $Y_e$  observées aux stations  $S_2$  et  $S_8$

- voir figure 1) n'introduira sur la valeur supplémentaire  $Y_e$  de la station fictive  $F_2$  qu'une erreur de quelques dixièmes de gammas si nous choisissons pour cette valeur une quantité égale à la somme  $Y_{e,S_2} + (3.1 \times H_c)/100$ . Le lissage, après adjonction de cette seconde station  $F_2$  donne le résultat illustré en  $b_{1,2}$ .

Les valeurs interpolées  $Y_i$  au centre du profil présentent encore des écarts importants avec les valeurs  $Y_t$ . Il serait sans doute assez vain de chercher à réduire encore ces écarts à partir d'une densité de stations aussi faible dans les régions où la variation au long des profils est rapide. Sur les bords, les écarts sont relativement faibles. Nous montrerons dans notre discussion sur l'opérateur de KERTZ que ceci est important, car des erreurs sur les bords introduisent des effets parasites plus grands que des erreurs dans la région centrale.

---

## APPENDICE B

### Les fonctions spline

Soit une série de valeurs  $y_i$ , d'abscisses  $x_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ). On désire interpoler entre les points  $x_i, y_i$  par une courbe qui passe par ces points, mais l'on ignore la forme de la fonction capable de représenter cette série de valeurs. On ne peut utiliser un polynôme car il faudrait que la série de  $n$  valeurs soit représentée exactement par le polynôme de degré  $(n - 1)$ .

La fonction spline  $S(x)$  d'interpolation d'ordre 2, formée de morceaux de cubiques dont les tangentes en chaque point  $x_i, y_i$  ont des pentes égales, vérifie les conditions suivantes :

a/  $S(x_i) = y_i$ ,

b/  $S(x)$ ,  $S'(x)$  et  $S''(x)$  sont des fonctions continues dans l'intervalle  $(x_1, x_n)$ ,

c/  $S(x)$  est une droite à l'extérieur de l'intervalle  $(x_1, x_n)$ .

Selon les conditions b et c et l'ordre 2 choisi pour  $S(x)$ , la fonction  $S''(x)$  est une courbe continue formée de segments de droite et est nulle en  $x \leq x_1$  et  $x \geq x_n$ . Selon la condition b, les tangentes aux points  $x_i$  entre les deux morceaux de cubique sont égales. Enfin les  $S(x_i)$  sont connus. Ces divers éléments permettent le calcul de  $S(x)$  en chaque point  $x$ .

La fonction spline d'ordre 2 peut aussi bien être utilisée comme fonction d'ajustement ou de lissage. En ce cas, le calcul consiste à rechercher la fonction  $S(x)$  qui minimise

$$\int_{x_1}^{x_n} (S'(x))^2 dx \quad (e)$$

parmi toutes les fonctions  $S(x)$  telles que

$$\sum_{i=1}^n \left( \frac{S(x_i) - y_i}{\Delta y_i} \right)^2 \leq F \quad (f)$$

où  $\Delta y_i$  est une estimation de l'erreur faite sur  $y_i$ .

.../...



La signification de la condition f est évidente : elle impose aux fonctions  $S(x)$  de ne pas s'écarter des valeurs  $y_i$  au-delà d'une certaine limite. La condition e choisit, parmi les  $S(x)$  possibles, celle qui oscille le moins.

Nous avons retenu une valeur de  $\delta$  correspondant à un écart-type des  $\Delta y_i$  de 0.5 gamma. Cette valeur est l'ordre de grandeur des résidus moyens les plus faibles que nous obtiendrons lors des analyses définitives. Imposer une limite aussi faible revient en fait à contraindre le lissage à prendre en compte les erreurs d'observation qui sont, en général, beaucoup plus grandes (quelques gammas).

---

## APPENDICE C

### Description des sous-étapes de l'analyse

Sous-étape I - Première évaluation des paramètres concernant l'électrojet.

En interpolant par la fonction spline entre les  $H_T$  des stations  $S_2$  à  $S_8$ , nous faisons une évaluation de  $\Delta H_E^I$  en retranchant la moyenne des  $H_T$  en  $S_2$  et  $S_8$  à l'extremum du profil  $S_R$  de la composante H. Puis, par interpolation entre les  $Z_T$  des stations  $S_2$  à  $S_8$ , nous évaluons la distance  $D'$  entre les extremums du profil  $S_R$  de Z. Des paramètres  $I_0$  et  $a$  en sont déduits pour le  $S_R^E$ , le centre  $c$  étant fixé à 0 km et l'altitude  $h$  à 105 km.

Sous-étape II - Définition d'un premier  $S_R^P$  et première interpolation aux stations fictives F.

A l'aide de ces diverses quantités et dans l'hypothèse d'un ruban unique, nous calculons un  $S_R^P$  provisoire par un procédé analogue à celui décrit dans la définition e du tableau VII (5 points pour le  $S_R^P$  de H, 3 points pour le  $S_R^P$  de Z). L'interpolation aux stations fictives ( $F_1$  à mi-distance entre  $S_1$  et  $S_2$ ,  $F_2$  à mi-distance entre  $S_2$  et  $S_3$ ,  $F_3$  et  $F_4$  au 1<sup>er</sup> tiers et au 2<sup>d</sup> tiers entre  $S_8$  et  $S_9$ ) repose alors sur le principe suivant. Selon la figure 1, ces stations sont situées sur les ailes des profils, et, à l'exception de  $F_2$  pour la composante Z, les effets du  $S_R^E$  y sont relativement faibles et ne varient que lentement avec la latitude. En conséquence, une évaluation provisoire des paramètres de l'électrojet à l'aide desquels nous calculons son effet supposé en ces stations fictives par les fonctions  $P_M$  et  $Q_M$  n'introduit que des erreurs faibles. Soient  $E_F$  les effets du  $S_R^E$  en ces stations fictives, et  $E_S$  les effets analogues aux stations réelles  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_8$  et  $S_9$ . Le  $S_R^P$  provisoire de la définition e est lui-même obtenu en retranchant aux  $H_T$  des 4 stations  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_8$  et  $S_9$  les quantités  $E_S$  dans la zone où se trouvent les stations fictives F. Lorsque nous ajoutons les quantités  $E_F$  aux valeurs de ce  $S_R^P$  aux abscisses  $x_f$

.../...

des stations F, obtenant ainsi des valeurs  $H_T$  en ces stations, les erreurs d'évaluation sur les  $E_S$  et les  $E_F$  sont cohérentes entre elles (elles sont toutes calculées par la même fonction  $P_M$ ) et l'erreur sur l'interpolation aux stations F ne provient que de l'aspect provisoire de la définition du  $S_R^P$  utilisé. Un procédé analogue est utilisé pour la composante Z (avec la fonction  $Q_M$ ). Nous disposons ainsi de 13 valeurs  $H_T$  (ou  $Z_T$ ) à partir desquelles nous calculons par la fonction spline 63 valeurs provisoires  $H_{T,n}$  (ou  $Z_{T,n}$ ).

### Sous-étape III - Approximation de départ pour les coefficients f, g et u.

D'une part, à partir du  $S_R^P$  défini en II, nous calculons par moindres carrés des coefficients  $f_i$  et  $g_i$  qui représentent une approximation de départ pour les fonctions F et G. Les coefficients  $I_0$  et a sont réévalués à partir des 63 valeurs  $H_{T,n}$  (ou  $Z_{T,n}$ ). L'amélioration porte alors surtout sur  $I_0$ , évalué à l'aide de la différence entre l'extremum du profil de H et la valeur du  $S_R^P$  de H en ce point. De plus des coefficients sont systématiquement introduits pour un second ruban. Leur évaluation est faite par une exploration du profil du  $S_R$  de H dans la région des stations  $S_6$ ,  $S_7$  et  $S_8$ . L'existence d'un second ruban (comparer les profils de 10h30 et 12h30 de la figure 12) déforme rapidement le profil dans cette région en faisant varier les amplitudes respectives de  $S_7$  et  $S_8$ . La partie Sud du profil est choisie parce que, avant que l'interpolation définitive ne soit achevée, le profil est mieux défini au Sud qu'au Nord à ces latitudes. La densité  $I_{0,2}$  (ruban de sens contraire au ruban principal) est alors définie par la quantité  $-rI_{0,1}$ , le facteur r étant fonction de la forme du profil dans cette région. La demi-largeur  $a_2$  est prise égale à 2 fois la demi-largeur  $a_1$ .

### Sous-étape IV - Premier calcul des coefficients f, g et u et interpolation définitive.

Un premier calcul des coefficients  $f_i$ ,  $g_j$  et  $u_{1,k}$  est alors effectué avec le système d'équations (9). Les coefficients  $f_i$  et  $g_j$  obtenus permettent

un nouveau calcul du  $S_R^P$  aux stations F, et les coefficients  $u_{l,k}$ , un nouveau calcul des quantités  $E_F$  en ces mêmes points. Les valeurs  $H_T$  et  $Z_T$  ainsi déterminés aux stations F constituent l'interpolation définitive, à moins que les critères choisis ne décident de l'abandon du second ruban (en ce cas, le calcul est repris avec un seul ruban à la sous-étape III). Cette interpolation, basée sur une première analyse globale, est certainement assez précise. De nouvelles valeurs  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$  sont alors calculées par la fonction spline au travers des 13 couples de valeurs  $H_T$  et  $Z_T$ .

#### Sous-étape V - Définition du $S_R^P$ définitif.

Un nouveau calcul des coefficients  $f_i$ ,  $g_j$  et  $u_{l,k}$  est effectué, les approximations de départ étant les dernières valeurs obtenues. La détermination du  $S_R^P$ , résultant des nouveaux  $f_i$  et  $g_j$ , est alors considérée comme définitive.

En général, les résidus au moment de la première approximation de départ (sous-étape III) et ceux obtenus au terme de la sous-étape V sont dans un rapport qui varie de 6 à 2.

Les valeurs  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$  dont les abscisses sont situées sur les ailes des profils sont moins certaines que celles situées au centre parce que les premières dépendent de l'interpolation aux stations fictives. Pour tenir compte de ce fait, un poids double est systématiquement attribué aux valeurs  $H_{T,n}$  et  $Z_{T,n}$  comprises entre +700 et -700 km et un poids un aux autres valeurs dans tous les calculs des coefficients  $f_i$ ,  $g_j$  et  $u_{l,k}$  (i. e. aussi bien dans les sous-étapes IV et V que dans la sous-étape VIII).

#### Sous-étape VI - Calcul des effets de bord pour l'usage de l'opérateur de Kertz

Nous avons vu au chapitre II l'importance de la condition de nullité, aux bords du profil, des variations analysées. Pour apprécier l'effet de bord dans chaque cas, nous analysons par l'opérateur de Kertz les valeurs  $S_R^E$  obtenues au terme de la sous-étape V. Elles sont purement externes puisqu'elles résultent

des fonctions  $P_M$  et  $Q_M$ . Les effets internes obtenus sont une mesure exacte de l'effet de bord.

Sous-étape VII - Séparation des effets internes et externes, détermination du  $S_{R,e}^E$ .

Les différences  $H_{T,n} - F(f_i, x_n)$  et  $Z_{T,n} - G(g_j, x_n)$  sont analysées par l'opérateur et l'effet de bord retranché. Les  $S_{R,e}^E$  obtenus sont considérés comme une meilleure représentation du  $S_R^E$  (quasi-lissage des observations et cohérence plus grande entre composantes) que les différences analysées. Les  $S_{R,i}^E$  peuvent être examinés pour contrôle.

Sous-étape VIII - Détermination des paramètres de l'électrojet.

Les profils  $S_{R,e}^E$  sont analysés avec le système d'équations (10) linéarisé et des paramètres définitifs de l'électrojet en sont déduits. L'approximation de départ est donnée par les coefficients  $u_{1,k}$  obtenus au terme de la sous-étape V. L'estimation concernant l'existence d'un ou deux rubans a toujours été assez nette au terme de la sous-étape V pour qu'il soit inutile de revenir à la sous-étape III au terme de la sous-étape VIII.

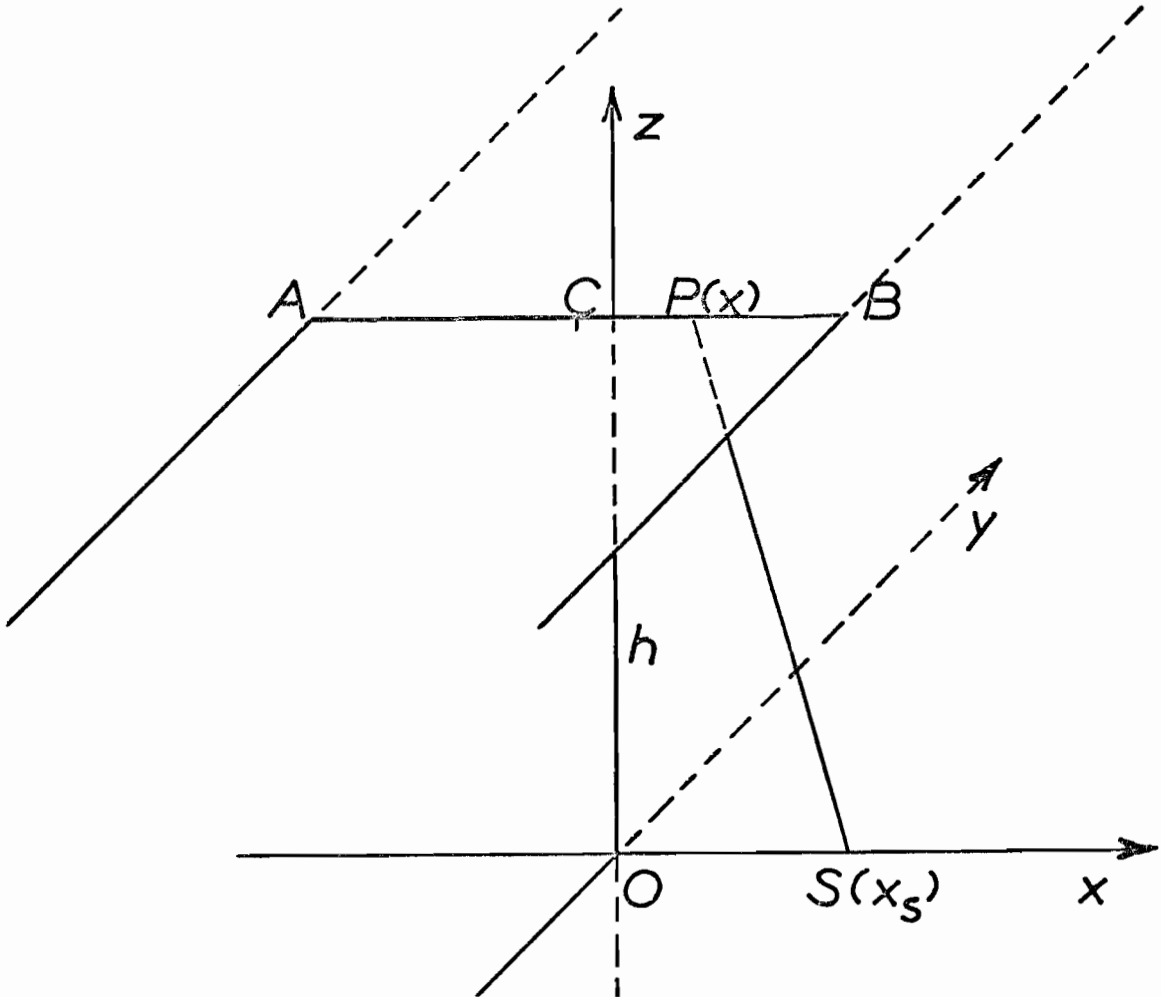
---

## APPENDICE D

### Calcul des effets magnétiques de diverses distributions de courants

Selon la loi de BIOT-SAVART, le champ magnétique causé par un courant rectiligne de longueur infinie parcouru par un courant  $i$ , en un point  $S$  situé à une distance  $d$  sur la normale à ce courant rectiligne est  $2i/d$ . Les lignes de force sont formées de cercles centrés sur l'élément de courant.

Considérons un plan méridien d'axes  $Ox$ ,  $Oz$  et un ruban de courants rectilignes parallèles à  $Oy$  et situés à une altitude constante  $h$ . Le ruban



est borné en  $A$  et  $B$  et la loi de distribution de la densité des courants est  $I(x)$ . Au point  $S$  d'abscisse  $x_s$ , l'effet magnétique d'un élément de

courant localisé en P d'abscisse x est égal à :

$$2 \frac{(\vec{x} \wedge \vec{PS}) I(x) dx}{|\vec{PS}|^2}$$

$\vec{i}$  étant un vecteur unitaire définissant le sens du courant <sup>sur</sup> l'axe Oy.

En projetant sur les axes Ox et Oz, on obtient les effets sur les composantes horizontale (Ox) et verticale (Oz), soit :

$$dH = -2 \frac{h I(x) dx}{(x_s - x)^2 + h^2}$$

$$dZ = -2 \frac{(x_s - x) I(x) dx}{(x_s - x)^2 + h^2}$$

Les intégrales de ces quantités entre A et B donnent l'effet magnétique total du ruban au point S(x<sub>s</sub>). Supposant que la distribution de courants est symétrique par rapport à un point d'abscisse C et que la demi-largeur est a, on peut écrire

$$H = -2 \int_{c-a}^{c+a} \frac{h I(x)}{(x_s - x)^2 + h^2} dx \quad (1)$$

$$Z = -2 \int_{c-a}^{c+a} \frac{(x_s - x) I(x)}{(x_s - x)^2 + h^2} dx \quad (2)$$

La symétrie de profils de H ou l'antisymétrie de profils de Z parallèles à l'axe Ox, par rapport au point d'abscisse c, apparaît bien sur ces intégrales : elles proviennent respectivement des termes en h (ou en x<sub>s</sub> - x) du numérateur. De même, on a une antisymétrie des profils de H ou une symétrie des profils de Z parallèles à l'axe Oz, par rapport à l'altitude de cote h.

Considérons alors les 3 lois de distribution de courants que nous utiliserons :

$$I_U(x) = I_0 \quad (3)$$

$$I_P(x) = I_0 (1 - x^2/a^2) \quad (4)$$

$$I_Q(x) = I_0 (1 - x^2/a^2)^2 \quad (5)$$

Lors de l'intégration, on fera un changement de variable du type :

$$u = \frac{x_s - x}{h}$$

Les termes constants des lois en  $I(x)$  donnent des termes en  $\text{Arctg } u$  pour  $H$  et en  $\text{Log}(1 + u^2)$  pour  $Z$ . Les termes non constants donnent des intégrales de la forme :

$$\int \frac{u^i}{1+u^2} du$$

qui doivent être décomposées en fractions rationnelles intégrables. Ils donnent de nouveau des termes en  $\text{Arctg } u$  ou en  $\text{Log}(1+u^2)$  et des termes en  $u^i$ .

Les formules ci-dessous expriment la valeur des intégrales définies (1) et (2) pour les trois modèles. Les signes tiennent compte d'une part de la convention des géomagnéticiens selon laquelle la composante  $Z$  est comptée positivement vers le bas, correspondent d'autre part à un courant  $i$  dirigé vers l'Est (dans le schéma D1, construit avec un trièdre direct, le vecteur unitaire  $\vec{i}$  est dirigé vers l'Ouest si l'on suppose que  $Ox$  est dirigé vers le Nord). Les champs magnétiques sont exprimés en gammas pour des densités  $I$  en amp/km. Afin de faciliter l'écriture de ces formules, le formalisme suivant est utilisé ( $R_A$  et  $R_B$  étant les valeurs de  $u$  aux points A et B) :

$$x_s = x_s - c$$

$$R_A = \frac{x_s - a}{h}$$

$$R_B = \frac{x_s + a}{h}$$

On a alors :

$$H_U = 0.2 I_0 ( \text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A ) \quad (6)$$

$$Z_U = -0.1 I_0 [ \text{Log } (1+R_B^2) - \text{Log } (1+R_A^2) ] \quad (7)$$



$$\begin{aligned}
 H_P &= 0.2 \frac{I_0}{a^2} (a^2 - x_s^2 + h^2) (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\
 &\quad + 0.2 \frac{I_0}{a^2} h x_s [\text{Log}(1+R_B^2) - \text{Log}(1+R_A^2)] \\
 &\quad - 0.4 \frac{I_0}{a} h
 \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
 Z_P &= -0.1 \frac{I_0}{a^2} (a^2 - x_s^2 + h^2) [\text{Log}(1+R_B^2) - \text{Log}(1+R_A^2)] \\
 &\quad + 0.4 \frac{I_0}{a^2} h x_s (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\
 &\quad - 0.4 \frac{I_0}{a} x_s
 \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
 H_Q &= 0.2 \frac{I_0}{a^4} [(a^2 - x_s^2)^2 + (2a^2 - 6x_s^2)h^2 + h^4] (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\
 &\quad + 0.2 \frac{I_0}{a^4} [2(a^2 - x_s^2)x_s h + 2x_s h^3] [\text{Log}(1+R_B^2) - \text{Log}(1+R_A^2)] \\
 &\quad + 0.2 \frac{I_0}{a^4} \frac{h^4}{3} (R_B^3 - R_A^3) \\
 &\quad - 0.4 \frac{I_0}{a^4} x_s h^3 (R_B^2 - R_A^2) \\
 &\quad - 0.2 \frac{I_0}{a^4} [(2a^2 - 6x_s^2)h^2 + h^4] (R_B - R_A)
 \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}
 Z_Q &= -0.1 \frac{I_0}{a^4} [(a^2 - x_s^2)^2 + (2a^2 - 6x_s^2)h^2 + h^4] [\text{Log}(1+R_B^2) - \text{Log}(1+R_A^2)] \\
 &\quad + 0.8 \frac{I_0}{a^4} [(a^2 - x_s^2)x_s h - x_s h^3] (\text{Arctg } R_B - \text{Arctg } R_A) \\
 &\quad - 0.1 \frac{I_0}{a^4} \frac{h^4}{2} (R_B^4 - R_A^4) \\
 &\quad + 0.8 \frac{I_0}{a^4} \frac{h^3}{3} x_s (R_B^3 - R_A^3) \\
 &\quad + 0.1 \frac{I_0}{a^4} [(2a^2 - 6x_s^2)h^2 + h^4] (R_B^2 - R_A^2) \\
 &\quad - 0.8 \frac{I_0}{a^4} x_s [(a^2 - x_s^2)h + h^3] (R_B - R_A)
 \end{aligned} \tag{11}$$

Les propriétés symétriques et antisymétriques des profils peuvent être retrouvés sur ces formules en remarquant que les expressions  $\text{Arctg}R_B - \text{Arctg}R_A$  sont paires en  $X_S$  et impaires en  $h$ , les expressions  $\text{Log}(1/R_B^2) - \text{Log}(1/R_A^2)$  sont impaires en  $X_S$  et paires en  $h$ , enfin les expressions  $R_B^n - R_A^n$  sont paires en  $X_S$  et impaires en  $h$  (pour  $n$  impair) et impaires en  $X_S$  et paires en  $h$  (pour  $n$  pair).

On peut considérer que les lignes de force de ces rubans de courants tendent vers des cercles concentriques à l'élément central du ruban à de très grandes distances ou lorsque la largeur  $2a$  tend vers zéro.

Nous ferons deux séries de remarques concernant soit le calcul de paramètres simples tels que  $\Delta H_E$ , etc..., soit la linéarisation des équations (8) du texte principal (chap. III, p. 47).

1/ - dans le cas du ruban uniforme, la valeur de  $H_U$  au centre se simplifie ( $X_S = 0$ ) et l'on a :

$$\Delta H_E = 0.4 I_0 \text{Arctg} \frac{a}{h} \quad (12)$$

La dérivée de  $Z_U$  est simple et s'annule pour :

$$X_S = \pm \sqrt{a^2 + h^2} \quad (13)$$

La distance  $D$  entre extremums est donc  $2 \sqrt{a^2 + h^2}$  et l'on a :

$$\Delta Z_E = 0.2 I_0 \log \frac{(a + \sqrt{a^2 + h^2})^2 + h^2}{(a - \sqrt{a^2 + h^2})^2 + h^2} \quad (14)$$

Les expressions de  $\Delta H_E$  avec les 2 autres modèles sont déjà plus complexes. Dans le cas de  $D$  et  $\Delta Z_E$ , elles ne peuvent plus être écrites parce qu'on ne peut trouver analytiquement l'abscisse où la dérivée s'annule. Lors de nos analyses, les quantités  $D$  des modèles parabolique ou quadratique, utilisées par exemple dans la sous-étape I, ont été obtenues en lissant les courbes

théoriques et en cherchant l'abscisse de l'extremum.

Une approximation grossière des rapports trouvés entre les largeurs a des différents modèles U, P et Q (fig. 15 ou 16), donnant les formes de profils qui sont les plus proches les unes des autres, peut cependant être faite de la manière suivante.

Les quantités intégrées q de courants circulant dans les différents modèles sont respectivement égales à :

$$q_U = 2aI_0 \quad (15)$$

$$q_P = \frac{4a}{3}I_0 \quad (16)$$

$$q_Q = \frac{16a}{15}I_0 \quad (17)$$

Supposons que nous cherchions une largeur  $a'_P$  pour le ruban parabolique P telle que la quantité de courants correspondante soit égale à celle qui circulerait dans un ruban quadratique Q de largeur  $a_Q = a_P$ .

On a :

$$a'_P = (q_Q/q_P)a_P = 0.8 a_Q \quad (18)$$

Une quantité analogue pour le ruban uniforme serait égale à :

$$a'_U = (q_Q/q_U)a_U = 0.533 a_Q \quad (19)$$

Le rapport presque constant trouvé (voir fig. 16) par une approximation des effets magnétiques d'un ruban parabolique par un ruban quadratique est très proche (0.82). Il s'en écarte un peu plus pour le ruban uniforme (0.65). Ceci est normal parce que la configuration d'un modèle à l'autre varie trop dans le second cas.

2/ - Au point de vue de la linéarisation des fonctions 6 à 11 par rapport à  $I_0$ , c, a et h, nous ferons deux remarques.

Si nous analysons des profils théoriques (calculés pour une certaine valeur des coefficients) avec une certaine approximation de départ, même relativement mauvaise, nous retrouvons toujours les coefficients ayant servi

au calcul. Ceci montre que les dérivées des fonctions par rapport à ces coefficients ont bien une variation linéaire pour une petite variation de ceux-ci.

D'autre part, il est évident que le coefficient  $c$  a un comportement différent des autres : c'est lui, et lui seul, qui détermine le centre de symétrie (ou d'antisymétrie) des fonctions. Il est donc indépendant des autres et aisé à déterminer à partir du moment où les profils analysés présentent effectivement ce caractère symétrique (ou antisymétrique).

Par contre les expressions 6 à 11 (où  $c$  peut être considéré comme nul) montrent que la valeur du champ dépend en tout point des 3 autres coefficients. Si les profils analysés présentent des écarts par rapport à un profil théorique, ce qui est le cas des profils observés, la recherche par moindres carrés de la solution minimale se fera à travers une interdépendance des divers coefficients. Nous exposerons dans les appendices E et F quelques-unes des conséquences découlant de ce fait. Donnons de suite cet exemple : supposons que nous fixions le paramètre  $h$  à une altitude erronée ; ceci influe sur la largeur et l'intensité calculées.

---

## APPENDICE E

### Choix concernant divers paramètres de l'électrojet

#### 1 - L'altitude h

Lors de premiers essais de détermination de l'altitude, nous obtenions des valeurs variant entre 95 et 125 km. Ceci provient surtout de ce qu'une faible variation d'altitude cause une variation de forme du profil qui ressemble à celle causée par une variation de largeur. Nous avons donc fixé à 105 km l'altitude de la couche infiniment mince que nous prenons comme modèle. Nous évaluerons dans l'appendice F l'erreur ainsi introduite sur le calcul des autres coefficients.

#### 2 - Le centre c

Nous supposons a priori, avec nos modèles, que la distribution de courants est symétrique. Ceci est justifié en grande partie puisque le phénomène physique est essentiellement gouverné par la configuration des lignes de force de part et d'autre de l'équateur. Le gradient d'inclinaison est linéaire dans une large région pour le champ principal (il peut différer largement du gradient d'un dipôle). C'est plutôt l'intensité du champ qui peut ne pas varier symétriquement (le maximum n'est pas à l'équateur). Nous décrirons d'autres causes pouvant introduire des dissymétries au chapitre IV. En ces divers sens, la distribution réelle des courants peut ne pas être parfaitement symétrique, et le centre que nous obtenons peut n'être qu'un centre apparent de symétrie.

Nous avons d'abord cherché à déterminer un centre de symétrie pour chacun des 2 rubans. Souvent lorsque le second ruban était très faible, nous obtenions, pour celui-ci, un centre rejeté très loin de l'équateur. Des erreurs d'observation pouvaient suffire à causer de tels déplacements. Aussi en sommes-nous venus à imposer le même centre aux 2 rubans. C'est pourquoi le calcul des coefficients à partir des systèmes d'équations (9) se fait avec la condition  $c_1 = c_2$ .

.../...

### 3 - Le nombre de rubans

La forme des profils observés varie dans de larges proportions. Elle correspond apparemment tantôt à un ruban unique dont les courants sont dirigés vers l'Est (l'électrojet), tantôt à un ruban unique dont les courants sont dirigés vers l'Ouest (contre-électrojet), mais aussi à la superposition de deux tels rubans. Ceci impose de tenter l'analyse de chaque profil en prenant comme approximation de départ des coefficients pour deux rubans. Mais laisser toujours libres les coefficients du ruban le plus faible peut donner des résultats aberrants : lors de l'analyse, le second ruban pourra ne correspondre, à travers la minimisation des résidus, qu'à une simulation d'erreurs d'observations ou à une contamination du  $S_R^E$  par le  $S_R^P$ . On obtiendra, par exemple, des intensités  $I_0$  faibles avec des largeurs soit très grandes, soit très petites. Ceci se produit en particulier lors de l'analyse des profils de fin d'après-midi qui ne sont pas toujours bien définis, ou encore lorsque les profils correspondent à une forme de transition entre un pur électrojet et un pur contre-électrojet.

TABLEAU E1

2 rubans conservés	1 seul ruban conservé à cause du critère					échecs
	a	b	c	d	e	
25.6	1.1	38.9	2.2	3.9	10.0	18.3
		(12.2)				

Pourcentages, sur 180 analyses de moyennes mensuelles, du jeu des divers critères (la valeur entre parenthèses, sous le critère b, indique les cas où le critère b a joué en présence d'un contre-électrojet faible).

En conséquence, nous avons choisi un certain nombre de critères pour les coefficients du second ruban. Lorsqu'ils n'étaient pas satisfaits, l'analyse était reprise avec un seul ruban à partir de la sous-étape IV (incluant donc l'interpolation). Le tableau E1 indique, pour les 180 analyses de moyennes mensuelles que nous présenterons dans le chapitre suivant, la proportion de cas

où chaque critère a joué. Sont également indiquées les proportions de cas où les 2 rubans étaient conservés au terme de l'analyse et ceux où l'analyse a échoué (voir ci-dessous). Les critères sont les suivants :

- critère a :  $I_{0,2} \times I_{0,1} < 0$
- critère b :  $|I_{0,2}| > |I_{0,1}| \times 0.15$
- critère c :  $a_2 > a_1 \times 1.5$
- critère d :  $a_2 < a_1 \times 2.75$

Enfin, le critère e, d'une nature différente, consiste, si l'analyse a échoué avec 2 rubans (on est resté sur l'approximation de départ), à reprendre l'analyse avec un seul ruban.

C'est le critère b qui agit le plus souvent. Il faut noter cependant que dans 7 sur 10 de ces cas, le critère a joué parce qu'il y avait divergence dans l'essai d'analyse avec 2 rubans. L'approximation de départ, estimée dans la sous-étape III, pouvait effectivement être telle que le critère b n'était pas satisfait ; le but de la tentative d'analyse avec 2 rubans était alors de vérifier que le second ruban est pratiquement inexistant. A ce point de vue, le pourcentage de cas où le critère b a rempli son rôle est de 12,2 % seulement.

#### 4 - Echecs de l'analyse

Une première raison d'un échec définitif de l'analyse est que l'on diverge à partir de l'approximation de départ. Parmi les 18,3 % d'échecs du tableau E1, 5,5 % sont imputables à cette raison. Ceci se produit presque toujours lorsque les profils correspondent à une forme de transition, plus ou moins bien définie, entre un ruban principal dirigé vers l'Est et un ruban principal dirigé vers l'Ouest, ou lorsque les amplitudes des profils deviennent trop petites. La figure 20 (courbe A) donne un exemple du premier cas pour le profil des valeurs observées en février 1969 à 15h30.

Nous avons indiqué au chapitre III 2.3.1. le critère choisi pour rejeter une analyse dans laquelle un début de convergence s'est produit, mais

où les coefficients calculés représentent trop mal le  $S_R^E$  observé (ce fait étant apprécié par le rapport  $r_{18}/r'_{18}$  défini au même endroit). La figure 20 donne un exemple (février 1969 à 14h30) de profils des valeurs observées (courbe B) et des résidus obtenus au terme de la sous-étape V (courbe C). Il s'agit clairement d'un cas où l'électrojet est très faible et est mal défini. C'est en de tels cas que ce critère d'échec a généralement joué (12.8 % des 18.2 % du tableau E1). Nous pourrions dans certains cas utiliser le rapport  $r'_{18}/r_{18}$  défini ci-dessus pour noter qu'un poids moins grand doit être donné à une analyse parce que ce rapport est peu inférieur à 0.4 (en milieu de journée, il descend souvent jusqu'à une valeur de l'ordre de 0.05).

---



APPENDICE F

Estimations concernant les erreurs sur le calcul  
des paramètres

1 - L'altitude h

Deux sources d'erreurs systématiques peuvent provenir de ce paramètre : la fixation arbitraire de h à 105 km d'altitude, l'approximation plane.

1.1 L'altitude à 105 km

En fixant arbitrairement l'altitude à 105 km, alors que l'altitude réelle peut être différente, nous modifions les valeurs a ou  $I_0$  obtenus par l'analyse (voir appendice D à propos de la dépendance entre coefficients). Pour évaluer la différence, calculons les effets, aux 9 stations, d'un ruban de demi-largeur 400 km, de densité  $I(x)$  créant un  $\Delta H_E$  égal à 100 gammas au centre du profil et localisé à des altitudes h légèrement inférieures ou supérieures à 105 km, puis comparons les coefficients a et  $I_0$  obtenus par l'analyse faite avec une altitude h = 105 km (selon la méthode décrite au paragraphe 2) aux coefficients  $\bar{a}$  et  $\bar{I}_0$  qui auraient été obtenus par une analyse faite à l'altitude réelle h du ruban. Le tableau F1 donne pour diverses altitudes les rapports  $(a - \bar{a})/\bar{a}$  et  $(I_0 - \bar{I}_0)/\bar{I}_0$ , qui mesurent l'erreur relative introduite par l'altitude fixée à 105 km. Un calcul analogue fait pour un  $\Delta H_E$  au centre de 30 gammas donne des erreurs relatives très proches.

TABLEAU F1

$\bar{h}(\text{km})$	96	99	102	105	108	111	114
$(a - \bar{a})/\bar{a}$	-2.0	-1.4	-0.7	0.0	+0.7	+1.4	+2.2
$(I_0 - \bar{I}_0)/\bar{I}_0$	+4.8	+3.1	+1.6	0.0	-1.5	-3.0	-4.7

Erreurs relatives (en pourcentages) introduites  
sur la demi-largeur a et la densité  $I_0$  au centre  
par la fixation de l'altitude à 105 km.

.../...

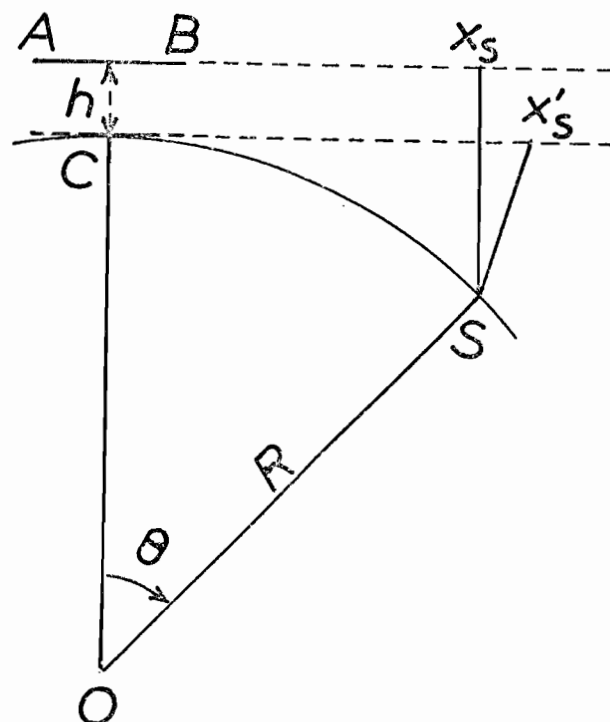
Il est très improbable que l'altitude moyenne de l'électrojet soit à plus de  $\pm 5$  kilomètres de l'altitude fixe choisie (105 km), et qu'elle puisse varier beaucoup de jour-à-jour. En conséquence, l'erreur systématique introduite sur les autres paramètres de l'électrojet par le fait que nous ne calculons pas l'altitude est vraiment très faible, de l'ordre de 1 % à 2 % seulement.

## 1.2. L'approximation plane

Nos stations d'observation sont situées sur une surface sphérique, ou encore, puisque nous avons opéré une réduction en temps local (cf. chapitre II, paragraphe 3), sur un grand cercle méridien. Pour des motifs de simplicité du calcul, nous analysons à altitude constante au long du profil : ceci signifie que les stations sont rabattues sur la tangente au grand cercle à l'équateur magnétique.

Aux extrémités du profil, l'erreur sur l'altitude  $h$  devient considérable : la station S (voir figure F1) se trouve à environ 200 km de la tangente à l'équateur et on devrait utiliser une altitude d'environ 300 km. De plus, l'abscisse réelle  $x_s$  de la station, égale à  $R \sin \theta$ , est plus faible que l'abscisse  $x'_s$ , que nous utilisons et qui correspond au développement de l'axe de cercle CS suivant la tangente, soit  $R\theta$  (différence de l'ordre 15 km aux extrémités du profil).

Fig. F1



La figure FII représente les différences en H et Z entre les effets au sol (c'est-à-dire sur le grand cercle) et aux points rabattus du sol sur la tangente à l'équateur, pour un ruban de demi-largeur 400 km et créant un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre. Vers le centre, de petites variations interviennent ; comparées aux erreurs, introduites par notre interpolation (fig. FIII : différence entre les valeurs interpolées et les valeurs calculées pour un ruban ayant les mêmes caractéristiques), elles sont négligeables. Aux extrémités du profil, les différences en Z sont très faibles parce que la différence en altitude n'intervient que peu ; en H, une différence systématique existe, parce que la pente de la ligne de force du champ créé par le ruban s'écarte de la normale à la tangente quand la distance à cette tangente augmente le long du grand cercle.

La principale différence avec un calcul fait en tenant compte de la sphéricité décalerait le  $S_R^P$  de la composante H d'environ 1 gamma (vers le bas) sur les ailes du profil (voir, par exemple, la courbe E de la figure 14).

## 2. L'interpolation

L'interpolation, à partir des 9 stations, ne peut restituer le profil qui aurait été observé si des stations plus nombreuses, et uniformément distribuées, avaient pu être utilisées. Nous en examinerons les effets d'une part sur la détermination du centre, d'autre part sur la détermination de la largeur  $2a$  et de la densité  $I_0$ , ces deux paramètres étant traités simultanément puisqu'ils réagissent l'un sur l'autre. Enfin, nous examinerons le cas de la superposition de deux rubans.

Dans chaque cas, nous calculons avec certains coefficients ( $a'_k$ ,  $c'_k$ ,  $I'_{0k}$ ) les effets du modèle quadratique aux 9 stations. Ces valeurs calculées sont analysées selon la méthode décrite chapitre III.2. Les différences entre les coefficients ( $a_k$ ,  $c_k$ ,  $I_{0,k}$ ) résultant de l'analyse et les coefficients précédents donnent une estimation des erreurs systématiques introduites.

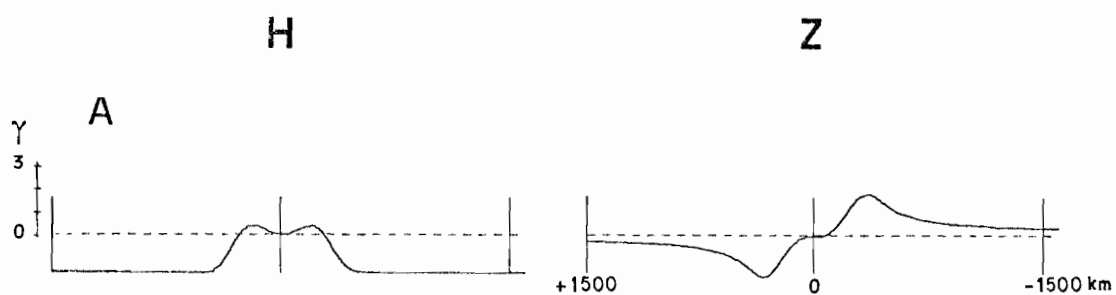


Fig. FII - Profils des différences entre les effets magnétiques, sur un grand cercle méridien et sur la tangente au grand cercle, d'un ruban quadratique de demi-largeur  $a = 400$  km et de densité  $I_0$  créant un  $\Delta H_c$  de 100 gammas au centre du profil.

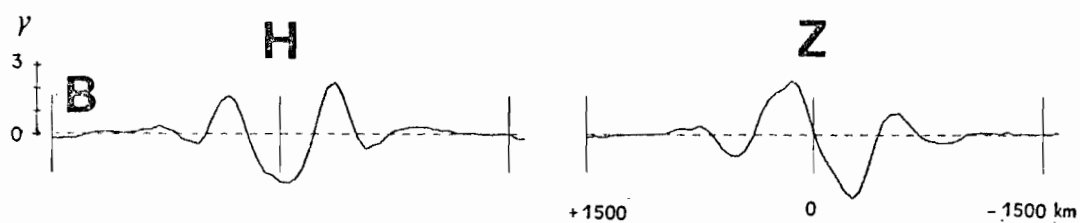


Fig. FIII - Profils des différences entre les valeurs interpolées (selon la méthode décrite au paragraphe 2) et les valeurs calculées d'un ruban de mêmes caractéristiques que celui utilisé dans la fig. FII.

## 2.1. Le centre c

Nous analysons les effets calculés aux 9 stations d'un ruban quadratique de demi-largeur  $a' = 400$  km (ou 1000 km) et créant un  $\Delta H_E$  au centre de 100 gammas pour des centres  $c'$  variant entre - 150 km et + 150 km par pas de 50 km (les valeurs expérimentales que nous obtiendrons sont situées très à l'intérieur de cette bande de  $\pm 150$  km). Notons que, pour ces analyses, l'approximation de départ a été maintenue à 0 km pour le centre c. Nous analysons encore ces mêmes effets pour un ruban centré en  $c' = 0$  et créant des  $\Delta H_E$  au centre variant entre 10 et 100 gammas au centre. Le tableau F2 donne les différences  $c - c'$  obtenues.

TABLEAU F2

$\Delta H_E = 100 \text{ gammas}$								
$c' \text{ (km)}$	-150	-100	-50	0	+50	+100	+150	$a'$
$(c-c')$	+0.4	+1.1	+0.6	+0.2	-0.4	-1.2	-1.4	400
$(c-c')$	+1.2	+2.6	+4.1	+7.2	+10.5	+14.1	+19.8	1000
$c' = 0 \text{ km}$								
$H_E (\gamma)$	10	20	40	60	80	100		$a'$
$(c-c')$	+14.5	+4.6	+1.9	+0.6	+0.3	+0.2		400
$(c-c')$	+13.9	+8.8	+3.5	+9.8	+6.8	+7.2		1000

Erreurs faites, en km, sur le calcul des coefficients c pour diverses valeurs de  $c'$  (avec  $\Delta H_E = 100$  gammas) ou pour diverses valeurs de  $\Delta H_E$  (avec  $c' = 0$ ).

D'une part, avec un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre (c'est-à-dire une variation d'amplitude assez grande au long des profils), la détermination du centre est excellente en précision avec une demi-largeur de 400 km ; elle devient moins bonne avec une demi-largeur de 1000 km. De telles largeurs n'interviennent, nous le verrons, que dans le cas de la superposition de 2 rubans, où le ruban moins large suffit à bien définir le centre (rappelons que nous avons imposé la condition  $c_1 = c_2$ ). Notons d'ailleurs que le signe de  $(c-c')$  ne dépend pas du signe de  $I_{0,k}$ .

D'autre part, lorsque le  $\Delta H_E$  devient inférieur à 20 gammas (c'est-à-dire une variation d'amplitude faible au long des profils), la détermination devient moins bonne. Les profils pour lesquels l'anomalie "électrojet" est faible sont évidemment plus difficiles à analyser.

## 2.2 La largeur et l'intensité

Nous analysons les effets, calculés aux 9 stations, d'un ruban quadratique centré en  $c' = 0$  et créant un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre ( $I'_0$  est donc calculé sur cette base), pour des demi-largeurs  $a'$  variant entre 300 et 1000 km par pas de 100 km. Les plus grandes d'entre elles correspondent à des largeurs observées pour le contre-électrojet. Le tableau F3 donne, en fonction de  $a'$ , les rapports  $(a - a')/a'$  et aussi les rapports  $(I_0 - I'_0)/I'_0$ .

TABLEAU F3

$a'$ (km)	300	400	500	600	700	800	900	1000
$(a - a')/a'$	+7.5	+4.7	+4.0	+3.0	+2.5	+1.6	+0.1	-1.0
$(I_0 - I'_0)/I'_0$	-5.2	-3.1	-2.0	-1.4	-1.3	-1.5	-1.8	-2.0

Erreurs relatives (en pourcentage) introduites sur la demi-largeur  $a$  ou la densité  $I_0$  au centre en fonction de la demi-largeur  $a'$  pour un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre

Les erreurs relatives sont du même ordre de grandeur sur les deux paramètres ( $a$  et  $I_0$ ) mais sont plus grandes pour les largeurs faibles.

Si nous analysons maintenant les effets, calculés aux 9 stations, d'un ruban quadratique de largeur constante ( $a' = 400$  km) pour des intensités  $I'_0$  variables (nous les mesurons par la valeur du  $\Delta H_E$  créé au centre), nous obtenons les résultats du tableau F4.

TABLEAU F4

$\Delta H_E (\gamma)$	20	40	60	80	100
$(I_0 - I'_0)/I'_0$	-9.4	-6.6	-4.5	-3.7	-3.1
$(a - a')/a'$	+18.2	+9.6	+6.8	+5.6	+4.7

Erreurs relatives (en pourcentage) introduites sur la densité  $I_0$  au centre ou la demi-largeur  $a$  en fonction de la densité  $I'_0$  ( $\sim \Delta H_E$ ) pour une demi-largeur de 400 kilomètres.

Les erreurs relatives sont encore de même ordre de grandeur sur les deux paramètres mais tendent à devenir très grandes pour les intensités faibles.

Autrement dit, lorsque nous analyserons des profils du matin ou de l'après-midi, l'importance des erreurs systématiques introduites par l'interpolation devient vraiment non négligeable et pourrait conduire à des conclusions erronées sur la variation de tel ou tel paramètre (par exemple, la variation journalière de la largeur du ruban).

Nous pouvons, en conséquence, envisager d'introduire une correction systématique sur les paramètres  $a$  et  $I_0$ . L'abaque de la figure FIV en illustre l'importance en même temps que le mode. Le quadrillage avec les traits en tirets représente le domaine des couples de valeurs  $(a', I'_0)$ . Considérons un couple correspondant à l'intersection de deux traits (le point A', par exemple). Nous analysons les effets calculés aux 9 stations d'un ruban quadratique de paramètres  $a'$  et  $I'_0$  et obtenons des valeurs  $a$  et  $I_0$  ; dans le plan  $(a', I'_0)$ , ces valeurs correspondent au point A. Le vecteur  $\vec{AA'}$  représente la correction à appliquer. Les courbes continues, construites par interpolation, sont les lieux géométriques des points tels que A, c'est-à-dire les transformées des traits en tirets, lieux des points tels que A'. Des courbes de niveau, pour diverses valeurs de  $\Delta H_E$  au centre du profil, ont été superposées (une même valeur de  $\Delta H_E$  correspond évidemment à une infinité de couples  $a, I_0$ ). Il est clair que la correction est assez faible pour  $\Delta H_E > 40$  gammas ;

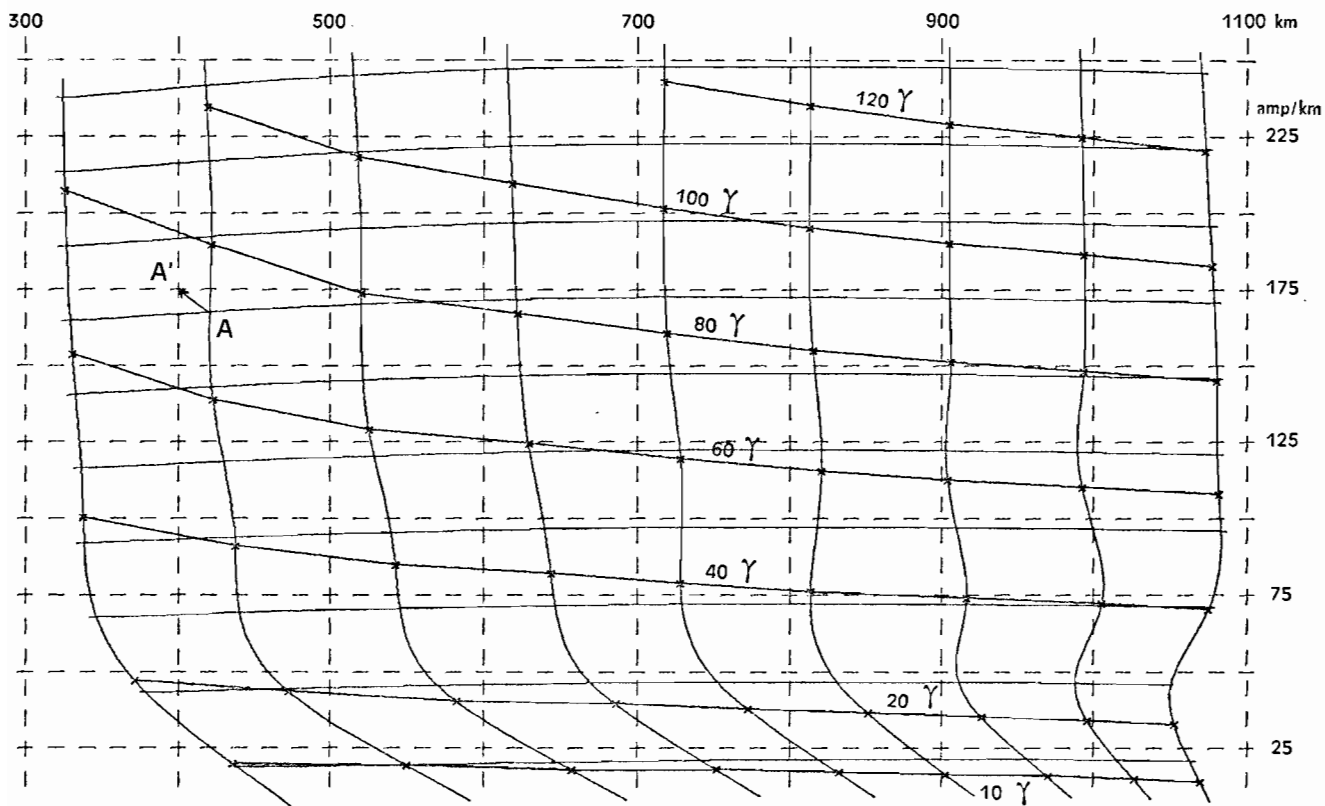


Fig. FIV - Abaque des erreurs systématiques introduites par l'interpolation dans la détermination des paramètres  $a$  et  $I_0$ . Traits en tirets : valeurs des paramètres  $a'$  et  $I_0'$  ; courbes : valeurs des paramètres  $a$  et  $I_0$ . Les courbes de niveau (120 $\gamma$ , 100 $\gamma$ , ...) indiquent dans le domaine ( $a, I_0$ ) les parties de ce domaine où le  $\Delta H_c$  créé au centre du profil est compris entre 120 et 100  $\gamma$ , 100 et 80  $\gamma$ , ...



elle devient de plus en plus importante, spécialement en  $a$ , pour les valeurs plus faibles. Lorsque nous étudierons les variations temporelles de tel ou tel paramètre, nous comparerons les paramètres non corrigés et les paramètres corrigés.

### 2.3. La superposition de 2 rubans

Nous analysons les effets, calculés aux 9 stations, de la superposition de deux rubans quadratiques, de demi-largeurs  $a_1 = 400$  km et  $a_2 = 600, 800, 1000$  km, d'intensité  $I_{o,1}$  (causant un  $\Delta H_E$  de 100 gammas au centre) et d'intensité  $I_{o,2}$  de signe contraire à  $I_{o,1}$ , telle que  $I_{o,2}/I_{o,1} = 1/4, 1/2$  et  $3/4$ .

Le tableau F5 indique les erreurs relatives sur les paramètres  $a_k$  et  $I_{o,k}$  des deux rubans. Les symboles tels que  $D_{a,k}$  correspondent aux erreurs relatives  $((a_k - a'_k)/a'_k)$ . La notation "échec" signifie que l'analyse n'a pas réussi.

TABLEAU F5

$a'_1$ (km)	400	400	400
$a'_2$ (km)	600	800	1000
$I'_{o,2}/I'_{o,1}$ $k$	$D_{a,k}$ $D_{I_{o,k}}$	$D_{a,k}$ $D_{I_{o,k}}$	$D_{a,k}$ $D_{I_{o,k}}$
0,25	échec	+0.5    -10.0 +13.4    -28.0	+4.0    -3.3 -1.3    -3.0
0,50	-4.8    -29.7 +23.3    -53.4	-1.3    -12.6 +7.0    -21.0	+3.7    -3.3 -2.6    -2.1
0,75	échec	échec	échec

Erreurs relatives  $D_{a,k}$  ou  $D_{I,k}$  (en pourcentages)  
introduites sur les paramètres  $a_k$  ou  $I_{o,k}$  dans  
le cas de la superposition des deux rubans

Les résultats de l'analyse sont mauvais lorsque le rapport  $a_2/a_1$  est égal à 1.5 (c'est une des raisons du critère  $c$  défini au paragraphe 2.4.3.) et l'analyse échoue systématiquement lorsque le rapport  $I'_{o,2}/I'_{o,1}$  devient trop grand. La séparation des 2 rubans s'effectue bien lorsque

$a_2/a_1 = 2.5$  (les  $D_{a,k}$  ou  $D_{I_{o,k}}$  sont proches des valeurs équivalentes obtenues dans le tableau XIV pour  $a' = 400$  et  $1000$  km). Les erreurs sont plus grandes pour  $a_2/a_1 = 2.0$ . Nous aurons à en tenir compte lorsque nous discuterons les paramètres obtenus à partir des profils observés eux-mêmes. De plus, étant donné le critère  $b$  que nous avons imposé (voir paragraphe 3, appendice E), il peut se faire que l'estimation des paramètres du ruban principal soit erronée. Rappelons (voir, chapitre III, 1.2., le tableau IX et la discussion jointe) que l'effet d'un contre-électrojet, superposé à l'électrojet, est de diminuer la distance entre les extremums du profil de  $Z$ . A priori, en ce cas, la largeur doit <sup>être</sup> sous-estimée. C'est ce que confirme l'analyse de valeurs calculées correspondant à la superposition de deux rubans, de largeur  $a_1 = 400$  km et  $a_2 = 1000$  km, et de densité  $I_{o,1}$  et  $I_{o,2}$  telles que  $I_{o,2}/I_{o,1} = 0.05$  ou  $0.10$ . En de tels cas, notre analyse définit un seul ruban, et les erreurs relatives sur  $a_1$  et  $I_{o,1}$  sont respectivement de  $-3.5\%$  et  $-2.8\%$ , ou  $-7.2\%$  et  $-5.5\%$ . Lors de l'examen de variations journalières des paramètres  $a_k$  ou  $I_{o,k}$ , nous aurons à tenir compte d'un tel fait si l'on passe de 2 rubans à un seul ruban.

### 3. Erreurs causées par les observations elles-mêmes

Pour apprécier l'importance d'erreurs causées par des valeurs erronées en l'une ou l'autre des stations, nous injectons sur les effets calculés, aux 9 stations  $S_i$ , d'un ruban quadratique centré en  $c' = 0$ , de demi-largeur  $400$  km et causant un  $\Delta H_E$  de  $100$  gammas au centre, une erreur de  $5$  gammas sur l'une des composantes de l'une des stations.

Le tableau F6 donne soit les différences  $D_c$  pour le centre, soit les erreurs relatives  $D_a$  et  $D_{I_o}$ . Les symboles  $D_c$  (ou  $D_a$  et  $D_{I_o}$ ) se réfèrent aux différences (ou aux erreurs relatives) entre les valeurs  $c$  (ou  $a$  et  $I_o$ ) obtenues par l'analyse et les valeurs correspondantes résultant d'une analyse où l'erreur n'est pas injectée.

TABLEAU F6

		S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>5</sub>	S <sub>6</sub>	S <sub>7</sub>	S <sub>8</sub>	S <sub>9</sub>
H	D <sub>c</sub> (km)	+0.3	-1.2	+0.5	+2.1	+0.8	-1.8	-0.6	+0.9	-0.1
	D <sub>a</sub> (%)	+0.4	-1.4	+0.8	+1.1	-1.1	+0.6	+1.2	-1.5	+0.1
	D <sub>I<sub>0</sub></sub> (%)	+0.2	-0.4	-0.6	+0.2	+1.3	+0.4	-0.7	-0.3	+0.1
Z	D <sub>c</sub> (km)	+1.4	-2.7	-3.9	+2.1	+6.3	+2.9	-2.8	-3.4	+0.8
	D <sub>a</sub> (%)	+1.3	-1.4	-2.9	+3.1	+0.8	-3.7	+1.5	+2.0	-0.7
	D <sub>I<sub>0</sub></sub> (%)	+0.3	+0.4	-0.1	-3.0	-0.7	+3.7	+1.0	-0.6	-0.7

Erreurs D<sub>c</sub>, D<sub>a</sub> ou D<sub>I<sub>0</sub></sub> provenant d'une erreur de 5 gammas sur la valeur observée pour une composante en une station (un seul ruban quadratique, c = 0, a = 400 km, ΔH<sub>E</sub> = 100 gammas).

En moyenne, les erreurs d'observation sur la composante Z ont un effet plus grand sur la détermination des paramètres que les erreurs d'observation sur la composante H. Cet effet est beaucoup plus faible que celui que nous avons décrit dans le paragraphe précédent, qui concernait des erreurs systématiques provenant de l'interpolation elle-même et qui peut être corrigée.

Notons de plus que, lors de l'analyse, la sous-étape VII (séparation des effets internes et externes) a pour effet de rendre plus cohérents les champs des deux composantes en réalisant un quasi-lissage des valeurs observées. On peut donc considérer que l'effet des erreurs d'observation proprement dites sur la détermination des paramètres est relativement faible. Ceci provient d'ailleurs en partie de ce que ces erreurs sont, lors de l'analyse, réparties entre S<sub>R</sub><sup>P</sup> et S<sub>R</sub><sup>E</sup> ; ceci est particulièrement vrai pour la composante H aux stations les plus éloignées du centre.

#### 4. Effets du quasi-lissage par l'opérateur de Kertz

Nous avons indiqué que, en principe, la détermination des paramètres de l'électrojet telle qu'elle est obtenue au terme de la sous-étape V (résolution du système 8) aurait pu suffire. L'intérêt d'opérer une séparation des effets externes et internes est surtout, avons-nous dit, le quasi-lissage réalisé par l'opérateur de Kertz. La preuve peut en être donnée ainsi.

Au terme de la sous-étape V, les résidus  $r_{126}$  ont une certaine valeur, soit  $r_{126,1}$ . Ils correspondent aux différences entre les valeurs analysées et les valeurs calculées par le système 9 (fonction F et G d'une part, P et Q d'autre part) aux 63 points du profil pour les 2 composantes. Lorsque dans l'étape VIII, l'analyse est recommencée avec le système 10 (seules fonctions P et Q), des résidus, soit  $r_{126,2}$ , sont calculés avec l'approximation de départ, c'est-à-dire les paramètres  $u_{1,k}$  obtenus au terme de la sous-étape V. Or, pour les 147 analyses de valeurs mensuelles qui n'ont pas échoué (appendice E, tableau E1), la valeur moyenne de  $r_{126,1}$  est 1.29 gammas, et la valeur moyenne de  $r_{126,2}$  est de 0.86 gammas, soit une réduction d'environ 50 % des résidus. Ceci signifie que les changements introduits dans les valeurs analysées par l'opérateur de Kertz sont très efficaces : les petites variations résiduelles sont lissées. Appelons  $r_{126,3}$  les résidus au terme de la sous-étape VIII, c'est-à-dire avec les paramètres définitifs. Leur valeur n'est pas changée dans 19 cas sur 147, c'est-à-dire que cette dernière analyse est alors inutile. La valeur moyenne des  $r_{126,3}$  est égale à 0.80, ce qui montre que le gain au cours de l'analyse est souvent faible entre les valeurs de  $r_{126,2}$  et  $r_{126,3}$  (43 cas seulement sur les 147 correspondent à une diminution supérieure à 10 %).

Pour les moyennes mensuelles analysées, nous avons vérifié qu'aucune variation systématique n'existait entre les paramètres obtenus avant et après l'usage de l'opérateur de Kertz ; il réalise bien un pur lissage qui généralement contribue à diminuer sensiblement les résidus (1.29 à 0.80 gammas pour les 147 analyses mensuelles) et dans un certain nombre de cas, à améliorer la détermination des paramètres.

## APPENDICE G

### Valeur nulle de la composante verticale du rotationnel du champ $S_R$

La nullité de la composante verticale du rotationnel du champ  $S_R$  peut être vérifiée de la manière suivante.

Cette propriété s'exprime par la relation

$$\frac{\partial H}{\partial \varphi} = \frac{\partial D}{\partial \theta} \quad (1)$$

où  $\partial H$  et  $\partial D$  sont les variations des composantes horizontales  $H$  et  $D$  pour des variations de longitude  $\partial \varphi$  et de latitude  $\partial \theta$ .

Nous disposons, au long d'un profil en latitude ( $\theta$ ), d'enregistrements dans le temps, qui peuvent être considérés comme équivalents à une variation en longitude ( $\varphi$ ) si l'on suppose que le champ  $S_R$  est lui-même constant dans un système de référence fixe par rapport au Soleil. Nous parlerons alors de  $S_R(\varphi)$ . Lorsque nous considérerons la variation en temps local, nous parlerons de  $S_R(t)$ .

La variation  $\frac{\partial H}{\partial \varphi}$  est plus importante dans la région où la composante horizontale est très sensible aux effets magnétiques de l'électrojet, par exemple entre les stations  $S_3$  et  $S_7$  (voir fig. 21 A). C'est là que nous chercherons à vérifier la propriété en question.

Nous procéderons ainsi. Soit  $n$  et  $n+1$  les numéros de 2 stations. Nous prenons  $\Delta D$  égal à la différence entre les valeurs observées aux deux stations à une heure donnée  $h$  (par exemple 9h30) ;  $\Delta \theta$  est alors égal à la différence de latitude des 2 stations. Nous considérons ce  $\frac{\Delta D}{\Delta \theta}$  comme estimant la vitesse de variation, à l'heure  $h$ , en une station fictive  $F_{n,n+1}$  située à mi-distance entre  $S_n$  et  $S_{n+1}$ . Nous prenons d'autre part  $\Delta H$  égal à la moyenne de la différence entre les valeurs observées  $H_{h+1}$  et  $H_{h-1}$  aux heures  $h+1$  et  $h-1$  (soit

10h30 et 8h30) à la station S<sub>n</sub> et de la différence analogue à la station S<sub>n+1</sub> ; la quantité  $\Delta\varphi$  est alors égale à 30° de longitude (soit 3333 km). Un tel  $\frac{\Delta H}{\Delta\varphi}$  est considéré comme une estimation de la vitesse moyenne de variation à la station fictive F<sub>n,n+1</sub> sur l'intervalle  $\Delta\varphi$ .

Pour minimiser les erreurs, nous pouvons sommer ces  $\frac{\Delta D}{\Delta\theta}$  et ces  $\frac{\Delta H}{\Delta\varphi}$  pour des stations fictives telles que F<sub>3,4</sub>, F<sub>4,5</sub>, F<sub>5,6</sub> et F<sub>6,7</sub>. Nous prendrons alors la distance moyenne entre ces stations, soit 194 km, comme valeur de  $\Delta\theta$ , et nous devons vérifier que la relation

$$\sum_{n=3,6} \frac{\Delta H}{\Delta\varphi} = \sum_{n=3,6} \frac{\Delta D}{\Delta\theta} \quad (2)$$

est exacte.

Puisque  $\Delta\varphi$  et  $\Delta\theta$  sont constants, ils peuvent être mis en facteurs, et la relation (2) qui exprime la condition de nullité de la composante verticale du champ S<sub>R</sub>( $\varphi$ ) peut s'écrire :

$$\sum_{n=3,6} \Delta D / \sum_{n=3,6} \Delta H = 0.0582 \quad (3)$$

où la valeur numérique représente la valeur du rapport  $\Delta\theta/\Delta\varphi$ .

Nous utilisons les valeurs mensuelles des 15 mois du tableau XI pour h variant de 6h30 à 17h30 (par conséquent, les valeurs observées à 5h30 ou 18h30 sur la composante H entrent dans le calcul des  $\Delta H$  de 6h30 ou 17h30), soit 180 valeurs. Tandis que la somme des  $\Delta H$  représente la moyenne des différences de 5 couples de valeurs observées (pondérées cependant par les facteurs 1/2, 1, 1, 1 et 1/2), la somme des  $\Delta D$  revient à faire la différence entre les S<sub>R</sub><sup>P</sup> de D aux stations 3 et 7. Les erreurs de mesure peuvent donc intervenir de manière importante pour les faibles valeurs de  $\Delta D$ . En conséquence, nous ne retenons que les couples de valeurs  $\Delta D$  et  $\Delta H$  pour lesquelles  $|\Delta H|$  est supérieur à 100 gammas, soit 100 valeurs sur les 180 possibles.

$\Delta H$  étant mieux déterminé que  $\Delta D$ , nous calculons d'abord la droite de regression de  $\Delta D$  par rapport à  $\Delta H$  pour les couples retenus. Son équation

est :

$$\Delta D = 0.0583 \Delta H + 0.445, \quad (4)$$

le coefficient de corrélation étant égal à 0.950. La pente de cette droite est donc, de façon surprenante, extrêmement proche de la valeur théorique et la droite passe très près de l'origine ( $\Delta D = 0.4$  gamma). Cependant l'erreur quadratique sur  $\Delta D$ , calculée à partir de  $\Delta H$ , est de 3.45 gammas, ce qui montre que la dispersion des points ( $\Delta D$ ,  $\Delta H$ ) reste assez grande malgré la valeur très élevée du coefficient de corrélation. Ainsi, les  $\Delta H$  variant entre 100 et 300 (ou -100 et -300),  $\Delta D$  est de l'ordre de grandeur de 6 à 18 gammas seulement.

Nous pouvons imposer à la droite de régression de passer par l'origine et faire un tel calcul non seulement pour tous les couples ( $\Delta D$ ,  $\Delta H$ ) mais aussi en séparant ceux qui ont un  $\Delta H$  positif de ceux qui ont un  $\Delta H$  négatif ; ils correspondent respectivement à des heures  $h$  situées dans la matinée locale (croissance du  $S_R(t)$ ) et dans l'après-midi (décroissance du  $S_R(t)$ ).

Nous obtenons ainsi, comme pente des droites de régression passant par l'origine, :

$$\begin{array}{l} 0.0587 \pm 0.0019 \text{ pour toutes les heures (100 couples de valeurs),} \\ 0.0602 \pm 0.0020 \text{ dans la matinée (52 couples de valeurs),} \\ 0.0560 \pm 0.0036 \text{ dans l'après-midi (48 couples de valeurs).} \end{array} \quad (5)$$

Ce résultat est de nouveau excellent lorsqu'on le compare à la valeur théorique de l'équation (3), exprimant que la composante verticale du rotationnel du champ  $S_R(\varphi)$  est nulle. Nous pouvons donc conclure que nos observations géophysiques permettent de vérifier avec exactitude cette loi de la physique.

Cependant quelques remarques supplémentaires ont un intérêt. Il ne faut pas oublier en effet l'hypothèse faite : le champ  $S_R(\varphi)$  n'aurait pas varié au cours de l'intervalle de temps ( $h-1$ ,  $h+1$ ) correspondant à l'estimation des  $\Delta H$ . Ceci n'est certainement pas exact et nous devons en apprécier les incidences. Déjà le fait que l'estimation d'erreur soit presque deux fois plus

grande dans l'après-midi que dans la matinée alors que les  $\Delta H$  moyens ne sont pas tellement différents (+195 et -155 respectivement) ne peut pas être attribuée à des erreurs de mesure plus grandes dans l'après-midi. Il s'agit très probablement d'une variabilité plus grande du champ  $S_R(\varphi)$  en fonction du temps universel.

1/ Nous avons noté, à propos de la droite de régression représentée par l'équation (4), que la dispersion des couples de valeurs ( $\Delta D$ ,  $\Delta H$ ) était grande. Ceci peut encore être illustré par la variabilité des rapports  $\Delta D/\Delta H$ . Pour les 3 échantillons, la moyenne et l'écart-type à la moyenne sont respectivement :

$$\begin{aligned} 0.060 \pm 0.025 & \text{ pour toutes les heures} \\ 0.063 \pm 0.019 & \text{ dans la matinée} \\ 0.057 \pm 0.027 & \text{ dans l'après-midi} \end{aligned} \quad (6)$$

Les moyennes sont proches des pentes des droites de régression (5) mais la variabilité des rapports apparaît très grande devant l'estimation d'erreur sur la pente. Or, ainsi que le montre le tableau G1 par deux exemples (rapports  $\Delta D/\Delta H$  pour  $|\Delta H| > 100$  gammas, les rapports très différents de la valeur moyenne se présentent le plus souvent sous forme de séquences systématiquement en dessus ou en dessous de cette valeur moyenne. C'est là une indication assez claire, sans doute, que le champ  $S_R(\varphi)$  n'est pas resté constant.

TABLEAU G1

juillet 1969

8h30	9h30	10h30	13h30	14h30	15h30
0.065	0.059	0.049	0.048	0.037	0.023

janvier 1970

7h30	8h30	9h30	11h30	12h30	13h30
0.045	0.046	0.018	0.105	0.076	0.074

Séquences de rapports  $\Delta D/\Delta H$   
avec  $|\Delta H| > 100$  gammas

.../...



Un rapport plus élevé que la moyenne signifie que le  $\Delta H$  serait trop petit en valeur absolue, c'est-à-dire que le champ  $S_R(\varphi)$  décroît dans l'intervalle  $(h-1, h+1)$ . Ainsi en janvier 1970, on aurait une nette décroissance du champ  $S_R(\varphi)$  <sup>autour</sup> de 12h30 ; la figure 23A (profils de H) montre que cette décroissance est probablement due aux événements "contre-électrojet", qui sont assez forts en certains jours de ce mois et diminuent le champ  $S_R(\varphi)$ . Inversement en juillet 1969, on aurait une croissance du champ  $S_R(\varphi)$  autour de 14h30. La figure 22A ne permet pas de l'apprécier immédiatement, mais une comparaison avec la figure 21A suggère un tel effet : le  $\Delta H_E$  observé diminue moins rapidement en juillet 1969 que sur les courbes annuelles à ces heures et, de plus, on notera que le  $S_R^P$  reste à un niveau plus élevé (le zéro de l'échelle des profils de H est encore 20 gammas à 14h30 en juillet, il n'est plus que de 10 à la même heure pour l'année). La valeur du rapport  $\Delta D / \Delta H$  permettrait donc de détecter des variations en temps universel du  $S_R(\varphi)$ .

2/ La fait que la pente de la droite de régression soit plus faible dans l'après-midi (voir (5)) que dans la matinée est-il significatif ? Le tableau G2 indique comment se répartissent de 6h30 à 17h30 les 100 couples de valeurs ayant un  $|\Delta H| > 100$  gammas, qui ont été retenus dans le calcul.

TABLEAU G2

	6h30	7h30	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30	17h30
)	2	15	15	14	6	0	0	0	0	0	0	0
)	0	0	0	0	0	4	9	14	13	7	1	0

Fréquences des couples de valeurs ( $\Delta D, \Delta H$ ) ayant un  $|\Delta H| > 100$  gammas

Les maximums de fréquence sont respectivement sur 8h et 14h pour les  $\Delta H > 0$  et les  $\Delta H < 0$ . Cette dissymétrie par rapport à l'heure du maximum du  $S_R(t)$ , environ 11h30 T.L., aussi bien que la concentration plus grande des  $|\Delta H| > 100$  gammas dans la matinée, reflète que la croissance du  $S_R(t)$  est plus rapide que sa décroissance. Autrement dit, le  $S_R(\varphi)$  est plus concentré dans sa

partie Ouest (c'est celle qui cause les effets observés dans la matinée en une station) que dans sa partie Est. A priori cependant, selon les valeurs de l'intensité du champ principal au long de l'équateur magnétique (elle est maximum vers le méridien 100° E, et minimum vers le 50° W), le champ  $S_R^E(\varphi)$  devrait croître régulièrement de l'Est de l'Afrique vers l'Ouest. On sait que la variation en longitude observée pour l'électrojet ne correspond pas à ce schéma et que cette différence peut probablement être attribuée à une variation en longitude de l'intensité du  $S_R^P$  (MAYAUD, 1963). En tout cas, la variation de pente que nous observons (plus forte dans la matinée que la valeur théorique, plus faible dans l'après-midi) correspond à la variation moyenne en longitude observée (loc. cit., p. 405) : le champ  $S_R$  décroît de Trivandrum à Addis-Abeba, puis croît de Addis-Abeba à Huancayo.

3/ Parmi les 19 cas où l'analyse donne un pur contre-électrojet à 6h30 ou 7h30 T.L. (voir figure 24B,  $I_0$ ), huit d'entre eux (dont six à 7h30) ont un  $\Delta H > 100$  gammas, et leur valeur moyenne est  $0.79 \pm 0.021$ . La dispersion reste grande (les rapports extrêmes sont égaux à 0.048 et 0.121), mais que l'écart soit en général systématiquement supérieur à la valeur théorique est sans doute significatif. Il en résulterait que le  $S_R(\varphi)$  décroît en général à ces heures où le contre-électrojet prédomine, c'est-à-dire que le contre-électrojet croît s'il est responsable de cette variation globale du  $S_R(\varphi)$ . GOUIN et MAYAUD (1967) ont montré que le contre-électrojet du matin était beaucoup plus fort sur la longitude d'Addis-Abeba que sur celle de Trivandrum ou de Huancayo et il doit en résulter une variation du  $S_R(\varphi)$ . La valeur de la pente (supérieure à la valeur théorique) indiquerait seulement que, en général, ce phénomène aurait son maximum d'amplitude à l'Ouest de notre profil, puisqu'il continue à faire décroître le  $S_R(\varphi)$ .

## APPENDICE H

### Une anomalie sur le $S_R$ de la composante D à Kondoul

L'examen des profils du  $S_R$  de D montre que la valeur observée à Kondoul ( $S_4$ ) est systématiquement supérieure d'environ 3 gammas. Ceci est vrai quel que soit le signe du  $S_R$  (à l'Est ou à l'Ouest) à cette même station. La mesure étant faite par rapport au niveau de nuit, cette anomalie ne peut être causée par une erreur sur la sensibilité ; en effet, elle devrait alors changer de signe avec la valeur du  $S_R$ . Un défaut d'orientation de l'appareil enregistreur (un variomètre Askania) peut être écarté, car il induirait des anomalies sur les deux autres composantes.

Sur les 3 séries de profils (fig. 21A, 22A et 23A) que nous donnons, l'anomalie semble avoir <sup>encore</sup> la même amplitude en début et fin de journée, à des heures où le  $S_R$  est lui-même très faible. D'autre part, cette anomalie apparaît sur les profils et est donc relative aux stations avoisinantes. On pourrait alors, à certains égards, l'interpréter de la manière suivante. Les mesures étant faites à toutes les stations par rapport à des niveaux de nuit choisis au même moment, il faudrait que le niveau de nuit à la station  $S_4$  soit artificiellement (ou naturellement ?) perturbé, et ceci toujours dans le même sens. Que l'anomalie apparaisse sur les courbes annuelles (fig. 21A) montre que le phénomène est fréquent ; sur certaines courbes mensuelles, il devient à peine perceptible. Il n'est donc pas absolument constant.

La station  $S_4$  était située à une trentaine de kilomètres au Sud de Fort-Lamy, à quelques centaines de mètres de la route entre Fort-Lamy et Fort-Archambault. Il est difficile de concevoir que des influences artificielles aient

.../...

pu se faire sentir uniquement dans la nuit. L'examen des courbes à cette station ne révèle aucun décrochement anormal. A notre point de vue, elle reste inexpliquée. On notera cependant qu'elle est sans influence sur les calculs faits dans l'appendice G puisque le  $\Delta D$  est équivalent à la différence entre les  $S_R$  de D aux stations  $S_3$  et  $S_7$ .

---

## APPENDICE J

### Effets de l'analyse globale sur la détection des effets internes

Notre méthode d'analyse globale peut injecter dans le  $S_R^P$  que nous obtenons une part des effets internes, puisque les fonctions P et Q simulent des effets purement externes. Il est aisé de montrer ceci en calculant des effets théoriques aux abscisses de nos 9 stations et en analysant les valeurs obtenues par la méthode globale décrite au chapitre III. La figure JI présente 4 séries de profils. En A, B et C, il s'agit de profils calculés, en D des profils annuels observés à 10h30, 11h30 et 12h30 (identiques à ceux de la figure 21A). Les densités  $I_{o,k}$  choisies pour les profils théoriques sont telles que l'amplitude  $\Delta H_E$  soit de l'ordre de grandeur de celle des profils observés ; les largeurs  $a_1$  ou  $a_2$  sont également prises très proches de celles obtenues pour les profils observés.

En A, les effets de deux rubans externes de largeur  $a_1 = 400$  km et  $a_2 = 1000$  km, avec  $I_{o,2}/I_{o,1} = -0.22$  sont superposés à ceux de leurs images à 600 km, 1200 km et 1800 km (A1, A2, A3). En B, les effets d'un seul ruban externe de largeur  $a_1 = 400$  km sont superposés à ceux de son image à 600 km, 1200 km et 1800 km (B1, B2 et B3). En C, il n'y a pas d'images internes, mais, pour deux rubans externes de largeurs  $a_1 = 400$  km et  $a_2 = 1000$  km, le rapport  $I_{o,2}/I_{o,1}$  varie : - 0.17, - 0.12 et - 0.07. Rappelons que c'est pour un  $|I_{o,2}/I_{o,1}| > 0.15$  que l'analyse repasse sur un seul ruban (appendice E, paragraphe 3, critère b). Notons d'autre part que l'analyse du profil annuel de 12h30 (D3) donne un rapport  $I_{o,2}/I_{o,1} = -0.214$ , soit une valeur très proche de celle choisie pour les profils A.

.../...

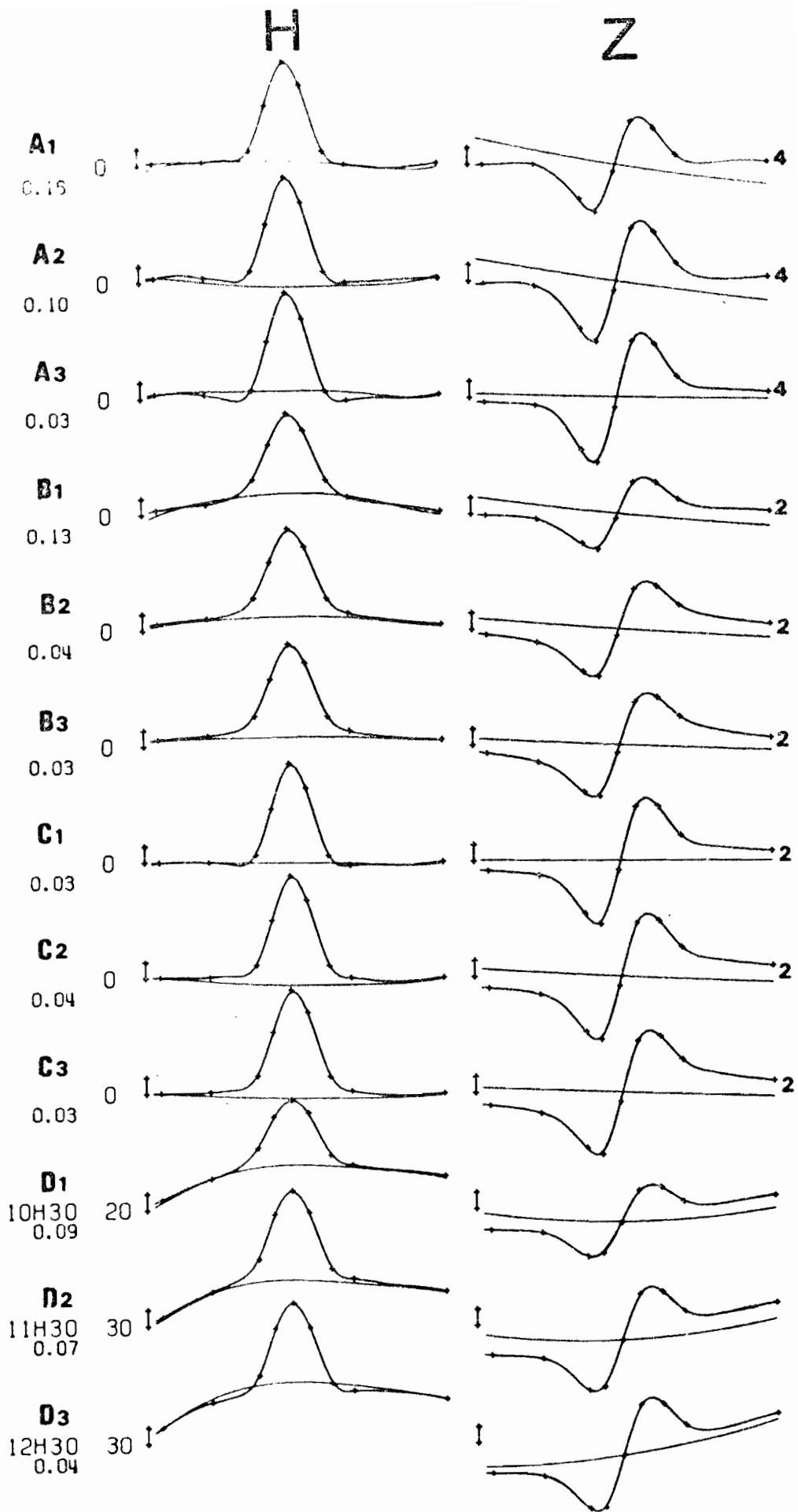


Figure JI - Profils théoriques (A,B,C) et observés (O). Croix : valeurs calculées ou observées. Mêmes échelles et conventions que sur la figure 21A. Profils A : quatre rubans externes et internes,  $a_1 = 400$  km,  $a_2 = 1000$  km,  $I_{0,2}/I_{0,1} = -0.22$  ; image interne à des profondeurs de 600, 1200 et 1800 km en  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ . Profils B : deux rubans externe et interne,  $a_1 = 400$  km ; image interne à des profondeurs de 600, 1200 et 1800 km en  $B_1$ ,  $B_2$  et  $B_3$ . Profils C : deux rubans externes,  $a_1 = 400$  km,  $a_2 = 1000$  km ;  $I_{0,2}/I_{0,1}$  égal à  $-0.17$  en  $C_1$ ,  $-0.12$  en  $C_2$ ,  $-0.07$  en  $C_3$ . Profils O : les trois profils de 10h30, 11h30 et 12h30 de la figure 21A. Les chiffres à droite des profils théoriques indiquent le nombre de rubans externes injectés dans les valeurs théoriques.

La figure JII donne les profils correspondants des résidus  $r_{126}$  obtenus au terme de l'analyse. Tandis que sur la figure JI le chiffre à droite des profils théoriques indique le nombre de rubans externes utilisés dans le calcul des valeurs théoriques, il indique sur la figure JII le nombre de rubans externes obtenus par l'analyse. Il est alors également indiqué pour les profils observés.

Il n'y a qu'un seul des 9 profils théoriques pour lequel le  $S_R^P$  apparaît pratiquement nul : c'est le profil C1 où le nombre de rubans obtenus par l'analyse est le même que le nombre de rubans utilisés pour le calcul et où l'hypothèse faite dans l'analyse globale (pas d'effets internes) est identique à celle du calcul. Avec les 2 autres profils C, une partie des effets du second ruban est injectée dans les  $S_R^P$  de H et Z (léger effet négatif sur H, dérive sur le  $S_R^P$  de Z) ; les résidus  $r_{126}$  sont eux-mêmes beaucoup plus grands qu'en C<sub>1</sub>.

En A et B, tous les  $S_R^P$  sont contaminés par les effets des images. En A1 et A2, les effets du second ruban, non détectés par l'analyse, contribuent également à cette contamination.

L'examen de la figure JII conduit alors aux remarques suivantes.

1/ Tandis que le profil observé D<sub>3</sub> donne des résidus négligeables (deux rubans détectés par l'analyse, dont le rapport  $I_{0,2}/I_{0,1}$  est égal à - 0.214), les profils A montrent qu'il faut descendre à 1800 km pour la profondeur des images afin que l'analyse réussisse à détecter deux rubans avec des résidus également négligeables. A 1200 km, l'analyse diverge avec deux rubans externes et l'on repasse sur un seul ruban, d'où des résidus beaucoup plus grands.

2/ Les profils  $r_{126}$  de D1 et D2 varient beaucoup plus que ceux de D3. On peut supposer que ceci provient d'un effet du critère b (voir ci-dessus) qui fait repasser sur un seul ruban quand  $|I_{0,2}/I_{0,1}| > 0.15$ . Effectivement, ces profils de résidus sont très proches des profils C2, dérivés de profils calculés avec 2 rubans mais finalement analysés avec un seul ruban. Sans doute, spéciale-

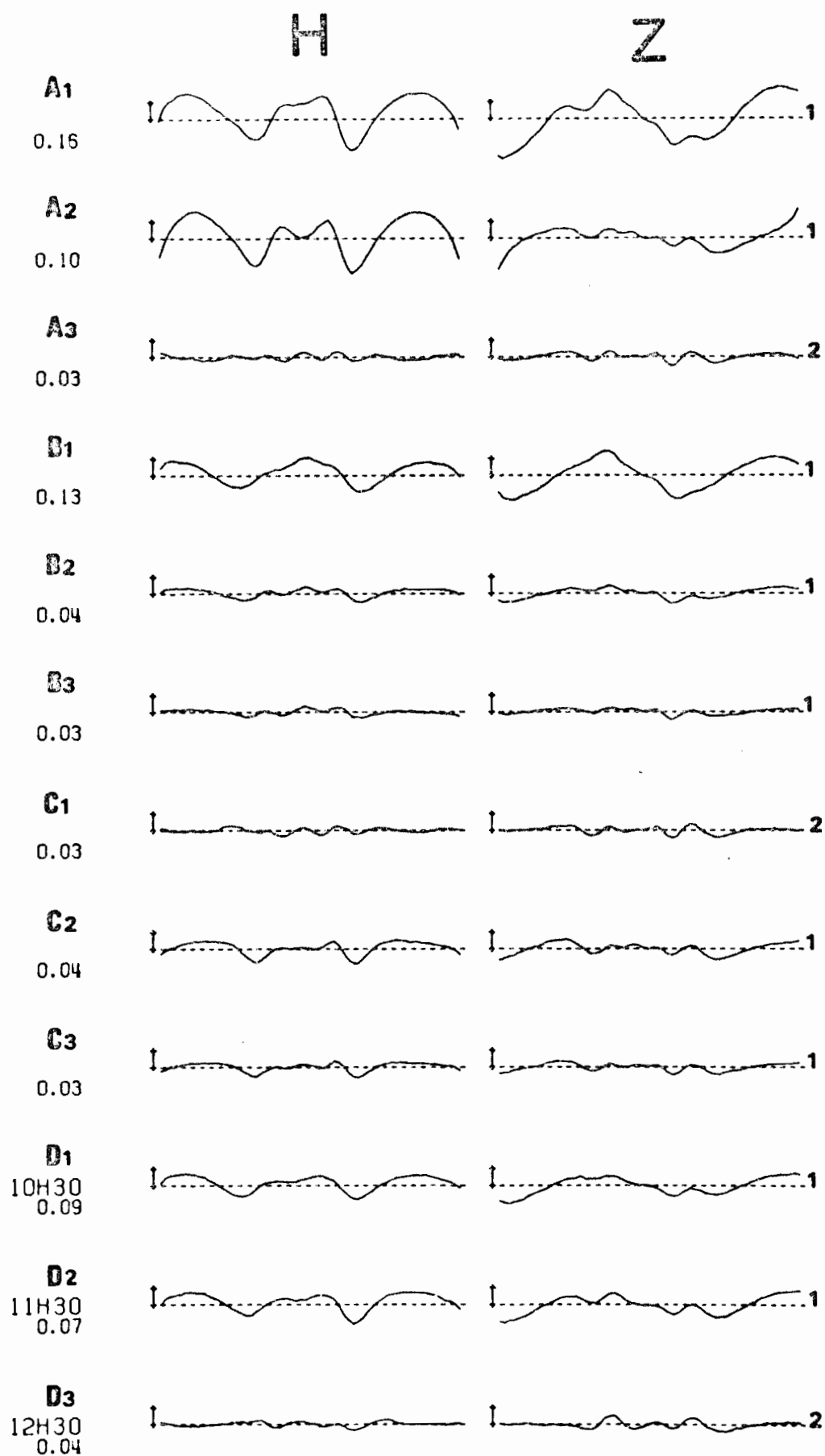


Figure JII - Profils des résidus  $r_{126}$  correspondant aux profils de la figure JI. Les chiffres à droite des profils indiquent le nombre de rubans externes obtenus par l'analyse.



ment pour Z, les profils B2 ressemblent aux profils C3. Mais des effets internes à 1200 km, inclus dans les valeurs observées D, devraient conduire à un échec du type A2. La ressemblance entre D1 (ou D2) et C2 est donc assez grande pour pouvoir affirmer que les profils observés contiennent un second ruban, qui a été rejeté par l'analyse par suite du critère b sur la valeur du rapport  $I_{o,2}/I_{o,1}$ .

Nous pouvons donc conclure que les effets internes de l'électrojet sont nettement inférieurs à ceux d'une image située à 1200 km de profondeur. Il faudrait descendre à 1800 km, un niveau où les erreurs d'observation ou d'interpolation (nombre trop petit de stations) commencent à empêcher toute conclusion certaine. Une telle profondeur de l'image équivalente signifie que les effets internes de l'électrojet sont beaucoup plus faibles que ceux des nappes planétaires engendrant le  $S_R^P$  ; pour celles-ci, les taux d'induction communément observés correspondent à une image qui serait située au-dessus de 600 km.

## APPENDICE K

### Estimation des effets des divers facteurs susceptibles de déplacer le centre apparent de l'électrojet

Le facteur  $\alpha_i$  dont l'effet est constant ne peut être estimé que par le moyen d'un modèle théorique. Il fera l'objet d'un traitement séparé après les autres facteurs dont l'effet dépend du temps.

#### 1. Les facteurs qui dépendent du temps

La détermination de la position du centre apparent est certainement la plus précise en milieu de journée, lorsque le phénomène électrojet est le plus intense. Selon les diverses courbes c de la figure 24B, l'effet du facteur  $\alpha_f$  (forme de l'équateur magnétique) y est sans doute faible. Nous cherchons donc d'abord à apprécier les influences relatives des facteurs  $\alpha_{v.s}$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  en utilisant une analyse à régression linéaire multiple (C.A. BENNET et N.L. FRANKLIN, 1954). Celle-ci permet de déterminer pour un ensemble de données que l'on suppose dépendre d'une série de variables indépendantes : 1) l'ordre dans lequel les variables indépendantes réduisent le plus la dispersion des données, 2) le coefficient de corrélation multiple  $r_m$  entre les données et les variables indépendantes, 3) l'ordonnée à l'origine (soit  $c_0$ ) et les coefficients de régression partielle de chaque variable indépendante (soit  $p_{v.s}$ ,  $p_H$  et  $p_Z$ ) avec l'estimation d'erreur sur ceux-ci, 4) la valeur du test F de Snédécour.

##### 1.1. Les facteurs $\alpha_{v.s}$ , $\beta_H$ et $\beta_Z$

Le tableau K1 donne les résultats de l'analyse pour les heures de milieu de journée (10h30 à 13h30 des valeurs mensuelles). Le facteur  $\beta_H$  serait celui dont dépend le plus la position du centre apparent (il monte vers le Nord quand le  $S_R^P$  de H y est plus fort ; notons que les dissymétries Nord-

Sud du  $S_R^P$  ne sont le plus souvent que de 1 à 3 gammas pour les valeurs mensuelles). Le facteur  $\beta_Z$  a encore une certaine importance (le centre apparent monte vers le Nord quand le  $S_R^P$  de Z est, en moyenne, négatif dans la bande où existe le supplément de courants causant l'électrojet).

TABLEAU K1

	$\beta_H$	$\beta_Z$	$\alpha_{v.s}$
Pourcentage de la variance expliquée par un facteur	26 %	17 %	6 %
p(km/ ou km/an	$6.4 \pm 0.9$	$-1.1 \pm 0.3$	$-6.2 \pm 2.6$
	$r_m$	F	$c_o$
	0.70	17.7	21.6 km

Résultat de l'analyse de régression multiple  
pour les valeurs mensuelles de 10h30  
à 13h30

L'effet du facteur  $\alpha_{v.s}$  apparaît nettement plus faible et l'estimation d'erreur sur la pente p est donc assez grande ; il correspondrait à une variation séculaire vers le Sud au taux de 6 km/an environ. Or, sur la longitude de notre profil, la variation séculaire du modèle POGO (8/69) donne un déplacement de l'équateur vers le Nord de 6.5 km/an (il serait de + 21.8 km/an sur le méridien 10°W, et de - 3.8 km/an sur le méridien 40° E). On doit donc considérer comme suspect l'effet du facteur  $\alpha_{v.s}$ , tout au moins tel que nos observations permettent de l'estimer, ceci d'autant plus que des observatoires comme Bangui, Ibadan, M'Bour présentent tous une variation séculaire de l'inclinaison correspondant à un déplacement de l'équateur vers le Nord, comme le modèle POGO.

Cependant, si l'on applique, avant une analyse de régression multiple par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , une correction de variation séculaire égale à celle de POGO ou pratiquement égale à l'inverse de celle de POGO (notre valeur du tableau K1), on constate que le coefficient de régression multiple est plus élevé dans le second cas que dans le premier (0.75 au lieu de 0.59) et que la valeur

.../...

du test F est beaucoup plus élevée (26.5 au lieu de 11.2). Il est donc clair que corriger nos observations par un taux de variation séculaire égal à celui de POGO sur la longitude du profil n'améliore pas la cohérence de celles-ci avec les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , tandis que les corriger en sens inverse produit une amélioration. Il semble peu probable qu'une variation séculaire, vers le Sud, sur le méridien 40° E puisse être la cause de ce que nous observons. Dans la suite de cette analyse relative au centre apparent, nous considérerons deux types d'observations : des valeurs du centre apparent non corrigées (série a) et des valeurs corrigées d'une variation séculaire, au taux de - 6.2 km/an (série b) dont nous considérons qu'elle n'est pas la variation séculaire de l'équateur magnétique du champ moyen, mais une pseudo-variation séculaire d'origine inconnue.

### 1.2. Le facteur $\alpha_f$

Nous avons donné l'ordre de grandeur de l'influence des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (respectivement 6.2 km/y et -1.1 km/y). Lors des analyses de régression multiple pour d'autres heures que les heures de milieu de journée (en procédant par groupement de 3 heures pour disposer chaque fois d'un échantillon de 45 valeurs environ), nous avons constaté que l'ordonnée  $c_0$  à l'origine était extrêmement stable (à 1 ou 2 km près) de 9h30 à 13h30. Or cette quantité représente la position du centre apparent après correction des effets des paramètres  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ . Nous avons alors essayé de déterminer l'influence du facteur  $\alpha_f$  (forme de l'équateur magnétique) en cherchant par approximations successives la correction  $\alpha_f$  qu'il fallait appliquer à une heure locale donnée pour obtenir une ordonnée  $c_0$  constante quelle que soit l'heure. Cette tentative a échoué parce que, soit à 8h30, soit après 14h30, les estimations d'erreur sur les coefficients de régression partielle des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  deviennent grandes et l'ordonnée  $c_0$  obtenue n'est plus significative. Nous avons alors employé la méthode suivante. Les coefficients de régression partielle de  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  étant déterminés de 9h30 à 14h30 (leur taux de variation atteint 100 % avec la série a, il est de l'ordre

de 50 % avec la série b), nous estimons des valeurs extrapolées pour 8h30 et 15h30 à 17h30 en prenant pour celles-ci soit les valeurs de 9h30, soit celles de 14h30. Nous reviendrons sur les conséquences de cette approximation grossière. Pour chaque heure locale, nous calculons les moyennes des positions observées du centre apparent (soit  $c$ ) pour les 15 valeurs mensuelles, puis les moyennes de ces positions après correction des effets des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (soit  $c_a$  et  $c_b$  pour les séries a et b ; dans le cas de la série b, la correction par le paramètre  $\alpha_{v.s}$  est déjà incluse). Le tableau K2 donne ces diverses valeurs ainsi que les écarts-types par rapport à la moyenne.

TABLEAU K2

	8h30	9h30	10h30	11h30	12h30	13h30	14h30	15h30	16h30	17h30
$c$	16.0	27.4	29.2	26.7	23.5	21.0	18.1	10.9	-1.1	-7.0
$\sigma$	18.6	9.7	8.1	8.6	9.8	10.5	11.2	15.6	14.1	30.9
$c_a$	13.5	21.5	21.5	20.3	21.2	20.3	15.7	8.6	-3.1	-9.9
$\sigma_a$	18.5	9.5	7.6	6.7	7.3	7.4	8.1	14.3	14.6	33.4
$c_b$	13.8	21.6	22.1	21.2	22.1	21.0	17.1	9.6	-1.3	-9.2
$\sigma_b$	19.1	9.6	7.4	6.7	6.6	6.8	7.3	13.6	15.8	33.9

Estimation du facteur  $\alpha_f$  par la comparaison de la position moyenne du centre apparent en km avant ( $c$ ) ou après correction ( $c_a$  et  $c_b$ ) des effets des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ .

Le gain sur les écarts-types, de  $c$  à  $c_a$  ou  $c_b$ , représente l'effet des corrections apportées par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ . Il est net, bien que faible, en milieu de journée (il correspond aux 43 % du gain sur la variance elle-même, tel qu'il était noté dans le tableau K1 pour les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ ). Le gain est nul en début et fin de journée ; ceci correspond aux valeurs extrapolées pour les coefficients de régression partielle à ces heures. Mais le fait important est la comparaison des valeurs de  $c$  d'une part, de  $c_a$  ou  $c_b$  d'autre part entre 9h30 et 13h30. Une variation systématique semble exister pour  $c$ , qui ressemble d'ailleurs

à la variation de la courbe annuelle (figure 24B) pour ces mêmes heures. Avec  $c_a$  et  $c_b$ , cette variation est presque entièrement réduite (les moyennes des 5 heures sont respectivement  $21.0 \pm 0.5$  et  $21.6 \pm 0.4$ ). Les corrections faites à partir des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  ramènent donc le centre apparent à une position presque constante pour les moyennes des heures de milieu de journée. A ces heures (voir figure 25A), le maximum d'intensité du phénomène "électrojet" est situé dans une bande de longitudes où la position de l'équateur magnétique ne varie que peu. De part et d'autre de ces heures, une variation systématique des positions  $c_a$  et  $c_b$  intervient (voir tableau K2) qui ressemble à la variation de position de l'équateur magnétique (figure 25A). Nous supposons a priori que les différences entre la valeur de  $c_a$  (ou  $c_b$ ) à 11h30 et sa valeur aux autres heures représentent les corrections  $\alpha_f$ , correspondant à l'effet de "forme de l'équateur magnétique".

### 1.3. Contrôle de l'hypothèse faite sur $\alpha_f$ et résultats globaux

Un contrôle relatif de l'hypothèse faite sur le facteur  $\alpha_f$  peut être effectué en appliquant aux valeurs saisonnières et annuelles les corrections précédemment évaluées ( $\beta_H$ ,  $\beta_Z$ ,  $\alpha_{v.s.}$ ,  $\alpha_f$ ). La figure 26 illustre le résultat et le tableau K3 précise quelques valeurs numériques. Les valeurs pour 17h30 sont exclues ici parce que leur dispersion est trop grande.

Les différences entre les séries a et b sont mineures, la deuxième ayant cependant des écarts-types nettement inférieurs dans certains cas (tableau K3). La comparaison des courbes A d'une part, B et C d'autre part (figure 26) confirme que le taux de réduction de la dispersion des valeurs mensuelles pour une heure donnée, qui est apporté par les facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$ , est faible en milieu de journée (9h30 à 13h30), et pratiquement nul avant et après.

Lorsqu'on examine la diminution des écarts-types pour 9h30-13h30 (tableau K3) de  $c$  à  $c_a$  (ou  $c_b$ ), on peut considérer qu'elle est entièrement causée par l'effet des facteurs  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  (la variation de  $\alpha_f$  est négligeable à ces heures). Dans le cas des valeurs saisonnières, elle devient très importante

puisque'elle est presque d'un facteur 2. Il est évident que ces valeurs saisonnières  $c$  (et les valeurs saisonnières  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  qui servent à corriger les précédentes) ne sont pas indépendantes des valeurs mensuelles  $c$ ,  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  à partir desquelles les coefficients de régression partielle  $p_H$  et  $p_Z$  des  $\beta_H$  et  $\beta_Z$  ont été calculés. Cependant, elles ne sont pas leurs simples moyennes puisque'elles sont obtenues par une analyse des profils saisonniers ( $H_T$  et  $Z_T$ ) par les fonctions  $F$ ,  $G$ ,  $P$  et  $Q$  ( $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $c$  dépendent respectivement du  $S_R^P$  de  $H$ , du  $S_R^P$  de  $Z$  et du  $S_R^E$  résultant d'une telle analyse). Le contrôle que nous faisons n'est donc que relatif, mais le résultat se révèle assez bon. Pour les valeurs saisonnières, entre 9h30 et 13h30, la dispersion résiduelle de la position du centre apparent n'est plus que d'environ 3 km. Une telle précision, à partir de 9 stations sur un profil de 3000 km, peut être considérée comme remarquable.

TABLEAU K3

	10h30 - 12h30	9h30 - 13h30	8h30 - 16h30
Valeurs mensuelles			
N	45	74	116
c	26.6 $\pm$ 9.3	25.8 $\pm$ 9.9	20.7 $\pm$ 14.5
c <sub>a</sub>	20.5 $\pm$ 7.3	20.5 $\pm$ 7.8	20.5 $\pm$ 10.8
c <sub>b</sub>	21.3 $\pm$ 7.0	21.4 $\pm$ 7.6	21.4 $\pm$ 10.8
Valeurs saisonnières			
N	9	15	26
c	27.8 $\pm$ 4.7	26.4 $\pm$ 6.0	17.8 $\pm$ 12.7
c <sub>a</sub>	19.5 $\pm$ 3.4	19.3 $\pm$ 3.2	18.1 $\pm$ 4.0
c <sub>b</sub>	20.4 $\pm$ 2.8	20.3 $\pm$ 2.6	19.0 $\pm$ 4.1
Valeurs annuelles			
N	3	5	9
c	27.1 $\pm$ 2.1	25.8 $\pm$ 3.1	17.9 $\pm$ 10.0
c <sub>a</sub>	19.1 $\pm$ 1.0	19.0 $\pm$ 1.0	18.3 $\pm$ 2.8
c <sub>b</sub>	20.1 $\pm$ 0.9	20.0 $\pm$ 1.0	19.2 $\pm$ 2.7

Positions moyennes (en km) du centre pour divers groupement d'heures. N : nombre de valeurs. c : valeurs observées. c<sub>a</sub> : valeurs corrigées par les effets des facteurs  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$ . c<sub>b</sub> : valeurs corrigées par les effets des facteurs  $\alpha_{v.s}$ ,  $\beta_H$ ,  $\beta_Z$  et  $\alpha_f$ .

La comparaison, sur la figure 26, de l'ensemble des valeurs annuelles ou saisonnières en A d'une part, en B ou C d'autre part, montre que le facteur  $\alpha_f$  tel qu'il a été déterminé à partir des valeurs mensuelles joue entièrement son rôle. La réduction considérable des écarts-types (tableau K3, 8h30-11h30) l'indique aussi clairement. Enfin, à propos des variations résiduelles qui apparaissent sur la figure 26 pour les valeurs mensuelles et qui ont une amplitude totale d'environ 20 km en milieu de journée, qui dépassent 50 km à 8h30 et après 14h30, il est difficile d'y détecter un effet systématique qu'il serait possible d'éliminer (noter, en particulier, l'absence de symétrie par rapport au trait vertical, qui représente le milieu de l'année 1969). La moins bonne précision à 8h30 et après 14h30 est évidemment due à l'amplitude plus faible du phénomène. Mais, en milieu de journée, les résidus sont probablement d'origine purement expérimentale.

On notera enfin (tableau K3) que les écarts-type sont systématiquement plus faibles pour  $c_b$  que pour  $c_a$  avec les groupements d'heures de milieu de journée (10h30-12h30). Ceci semblerait indiquer que la correction  $\alpha_{v.s}$  est bien effective.

## 2. Le facteur $\alpha_i$

Le facteur  $\alpha_i$  correspond à une dissymétrie de l'intensité du champ principal de part et d'autre de l'équateur magnétique.

Le modèle de RICHMOND (1973) ne permet pas d'apprécier directement l'influence d'un tel facteur puisque l'une des approximations qu'il contient est de supposer que le champ total  $F$  est constant dans le domaine où la distribution de courants est calculée. Mais il est possible de déterminer des distributions de courants correspondant à diverses valeurs de  $F$ . Nous analysons chacune d'entre elles par un modèle quadratique (cf. chap. III 2.2.2.2, p. 58-59) et établissons ainsi la relation qui existe entre  $I_0$ , densité au centre, et  $F$ . Soit alors  $F_0$  la



valeur du champ principal à l'équateur magnétique selon le modèle POGO sur le méridien 15° E, et  $F_x$  sa valeur au long de notre profil. Nous calculons une densité  $I_{0,x}$  pour chaque  $F_x$  (on a donc  $I_{0,0}$  pour  $F_0$ ) et, à partir d'une distribution symétrique

$$I(x) = I_{0,0}(1 - x^2/a^2)^2,$$

nous calculons une distribution asymétrique telle que

$$I'(x) = I(x) \cdot (I_{0,x}/I_{0,0})$$

qui représente sans doute une approximation valable de l'effet d'une dissymétrie du champ principal (sur la longitude 15°E,  $F_0$  est égal à 32000 gammas ; à 500 km au Nord, le champ est de 1000 gammas plus fort, il est de 700 gammas plus faible au Sud). Puis nous analysons, avec le modèle quadratique symétrique, la distribution symétrique  $I'(x)$ . Le tableau K4 donne les valeurs des paramètres  $I_0$ ,  $a$  et  $c$  pour la distribution symétrique  $I(x)$  et la distribution dissymétrique  $I'(x)$ .

TABLEAU K4

	$I_0$ (amp/km)	$a$ (km)	$c$ (km)
$I(x)$	191.3	415.1	0.0
$I'(x)$	192.1	414.8	-1.8

Effet d'une dissymétrie du champ principal (paramètre  $\alpha_i$ )

Il résulte de cette approximation que le centre de la distribution de courants serait déplacé d'environ 2 km seulement vers le Sud (du côté où, le champ étant plus faible, les courants sont plus forts). L'effet du paramètre  $\alpha_i$  est donc très faible.

## APPENDICE L

### Valeurs des rapports théoriques $R_H$ et comparaison aux observations de Huancayo

Le tableau L1 ci-dessous donne les valeurs de rapports théoriques  $R_H$ , obtenus à partir des effets sur la composante horizontale  $H$  au centre de l'électrojet. Nous supposons évidemment que l'électrojet lui-même n'induit pas d'effets internes, et les valeurs données sont calculées pour la courbe théorique de la figure 28B (ou  $T_1$  de la figure 33). De plus, deux valeurs sont utilisées pour le gradient d'inclinaison  $f$  : l'une est valable pour le méridien de nos profils, l'autre pour le méridien de Huancayo. Rappelons en effet que si  $f$  n'intervient pas sur la valeur de  $R_q$ , il intervient sur la largeur et donc sur la valeur de  $\Delta H_E$  ou de  $R_H$ . Nous n'avons pas fait la correction de  $B_0$  relative à Huancayo, elle est négligeable sur la largeur et son influence sur  $I_0$  est très proche de celle sur  $I_b$ .

TABLEAU L1

$I_b$	15	40	70	100	130
$R_q$	3.32	2.87	1.95	1.47	1.13
$\Delta H_{p,e}$	9.4	25.1	43.9	62.8	82.6
$\Delta H_{p,t}$	12.0	32.1	56.2	80.4	105.7
Sur le méridien 20°E					
$\Delta H_E$	35.9	84.0	103.0	113.0	114.0
$R_{H,e}$	3.82	3.35	2.35	1.80	1.38
$R_{H,t}$	2.99	2.62	1.83	1.41	1.07
Sur le méridien 70°W					
$\Delta H_E$	40.1	94.2	114.1	125.4	126.5
$R_{H,e}$	4.27	3.75	2.60	2.00	1.53
$R_{H,t}$	3.34	2.93	2.03	1.56	1.20

Valeurs théoriques, selon le modèle  
de RICHMOND, de divers paramètres  
en fonction de  $I_b$   
(les champs sont en gammaS et les  
densités en amp/km)

.../...

Le tableau redonne d'abord, en fonction de  $I_b$ , la valeur des rapports  $R_q$ . Puis les  $\Delta H_{p,e}$  représentent l'effet magnétique externe causé par la densité  $I_b$ , et les  $\Delta H_{p,t}$ , l'effet total (externe + interne) ; nous prenons le même rapport que celui utilisé au chap. IV, paragraphe 1.2, p. ). Les  $\Delta H_E$  sur chaque méridien sont l'effet de l'électrojet au centre, tandis que deux types de rapport  $R_H$  sont donnés, l'un concerne une comparaison avec  $\Delta H_{p,e}$ , l'autre avec  $\Delta H_{p,t}$ . Les  $R_{H,e}$  sont supérieurs aux  $R_q$  comme nos  $r_H$  étaient supérieurs aux  $r_q$  ; nous avons dit en décrivant la figure 24C que la quantité  $r_H$  présentait l'inconvénient d'être une mesure ponctuelle, sans doute moins significative que la quantité  $r_q$ . Il est évident cependant qu'une analyse de ces  $r_H$  en fonction de  $I_p$  donnerait des résultats équivalents à ceux illustrés par la figure 33.

Si l'on se réfère au rapport  $r_{H,t}$  classique observé, fréquemment cité dans la littérature et dérivé surtout du profil réalisé sur le méridien de Huancayo en 1957-1959, soit 1.0 (il correspond à 200 gammas pour le  $\Delta H$  total observé et 100 gammas pour  $\Delta H_{p,t}$ ), le rapport théorique  $R_{H,t}$  obtenu pour le méridien 70°W et  $I_b = 130$  amp/km (soit  $H_{p,t} = 105.7$  gammas) en est proche : il est égal à 1.20. Le désaccord entre valeurs théorique et observée serait donc très faible en ce cas. Il y a deux raisons pour cela. D'une part, selon la figure 33B, l'écart entre valeurs théoriques et valeurs observées décroît avec  $I_p$  croissant. Il est probable que si nous avions des valeurs observées pour  $I_p = 130$  amp/km, l'écart entre rapports théoriques et rapports observés serait nettement inférieur à 0.5. D'autre part, l'estimation de la valeur  $\Delta H_{p,t}$  à la latitude de Huancayo est incertaine. Ainsi nous avons mesuré, pour les deux stations de Talara et Chiclayo du profil de Huancayo, la différence entre le  $R_N^H$  (équivalent de notre  $S_R^P$ ) et le  $R_T^H$  de la figure 7 de FORBUSH et CASAVARDE (1961). En chaque cas, elle est surestimée si on la compare à l'effet d'un ruban quadratique de paramètres  $a$  et  $I_0$  convenables ; par

conséquent, le  $\Delta H_{p,t}$  est probablement sous-estimé et le rapport  $r_H$  observé serait inférieur à 1 (environ 0.90, par exemple). La différence entre rapports théoriques et rapports observés peut donc être de l'ordre de 0.30.

D'ailleurs, on se trouve avec un  $I_b \sim 130$  amp/km (soit  $E_q = 2.1$  mV/M) dans une gamme de valeurs où le  $I_0$  engendré par le champ primaire devient pratiquement constant (figure 28B). Dans ces conditions, si on interprète l'écart (apparemment décroissant avec  $I_p$  croissant) entre  $R_q$  théoriques et  $r_q$  observés (figure 33) comme causé en partie par une sous-estimation de l'effet des instabilités de type II, on peut dire que cet écart doit se réduire pour de grandes valeurs de  $I_p$  (ou  $I_b$ ). En effet, à partir d'un certain seuil, la densité au centre  $I_0$  ne varie pratiquement plus, le mécanisme "électrojet" est en quelque sorte saturé et la valeur théorique déduite des instabilités de type I deviendrait correcte.