



HAL
open science

Les séismes du Frioul de 1976 : étude de la région focale

Michel Granet

► **To cite this version:**

Michel Granet. Les séismes du Frioul de 1976 : étude de la région focale. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1978. Français. NNT: . tel-00762369

HAL Id: tel-00762369

<https://theses.hal.science/tel-00762369>

Submitted on 7 Dec 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

V

HARZ

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour l'obtention du

DOCTORAT 3^e CYCLE

Spécialité : **PHYSIQUE**
Mention : **GÉOPHYSIQUE**

PAR

MICHEL GRANET

LES SÉISMES DU FRIOUL DE 1976
ÉTUDE DE LA RÉGION FOCALE

Soutenu le juin 1978, devant la Commission composée de :

MM. R. LECOLAZET	Président
A. ROCHE	Examineur
M. CHOUDHURY	Examineur
G. PERRIER	Examineur
P. HOANG TRONG	Examineur

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour l'obtention du

DOCTORAT 3^e CYCLE

Spécialité : **PHYSIQUE**
Mention : **GÉOPHYSIQUE**

PAR

MICHEL GRANET

LES SÉISMES DU FRIOUL DE 1976
ÉTUDE DE LA RÉGION FOCALE

Soutenu le juin 1978, devant la Commission composée de :

MM. R. LECOLAZET	Président
A. ROCHE	Examineur
M. CHOUDHURY	Examineur
G. PERRIER	Examineur
P. HOANG TRONG	Examineur

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHES CNRS ET INSERM

Président	: Professeur P.KARLI
Vice-Présidents	: Professeur Fr.MARCOUX Professeur J.H.WEIL
Président Honoraire	: Professeur G.OURISSON
Secrétaire Général	: Monsieur G.KIEHL

U.E.R. DE SCIENCES EXACTES

U.E.R. de Mathématiques	Directeur	Jacques FARAUT
U.E.R. de Sciences Physiques et Chimiques	Directeur	Jean DEMAND
U.E.R. de Sciences de la Matière	Directeur	Jean José FRIED
U.E.R. de Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur	Yves BOULANGER
U.E.R. de Sciences du Comportement et de l'Environnement	Directeur	Michel TARDY
U.E.R. de l'Ecole d'Application des Hauts Polymères	Directeur	Constant WIPPLER
U.E.R. de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie	Directeur	Marc DAIRE
U.E.R. de l'Observatoire	Directeur	Alphonse FLÖRSCH
U.E.R. de Physique du Globe	Directeur	Alexandre ROCHE

DOYENS HONORAIRES : P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

PROFESSEURS HONORAIRES : L.BOISSELET - J.BYE - H.CARTAN - G.CERF - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - J.DENY - Ch.EHRESMANN - Mlle S.GILLET - S.GOLDSZTAUB - R.HOCART - P.LACROUTE - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHTNEROWICZ - A.MAILLARD - L.NEEL - J.PARROD - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - H.VILLAT - H.WEISS - Et.WOLFF - J.YVON.

MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE : R.WEIL.

PROFESSEURS

J.P. ADLOFF	Chimie Nucléaire	E. FOLLENIUS	Zoologie	G. MONSONEGO	Physique Théorique
R. ARMBRUSTER	Physique	J.J. FRIED	Méc. des Fluides	B. MORIN	Mathématiques I
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure	D. FROELICH	Chim.Gén.Chim.Phys.	G. OURISSON	Chimie
F. BECKER	Physique Mathématique	A. FUCHS	Mécanique rationnelle	J.P. RAMIS	Mathématiques Générales
Cl. BENEZRA	Dermato-Chimie	A. GAGNIEU	Botanique	G. REEB	Topologie
H. BENOIT	Physicochim. macromol.	A. GALLMANN	Physique	Ph. RICHARD	Physiologie Animale
P. BENVENISTE	Physiologie Végétale	F. GAULT	Chimie Organique	J.J. RIEHL	Chimie
D. BERNARD	Méth. Math.de la Phys.	F. GAUTIER	Physique	Cl. ROBERT	Physique
JC BERNIER	Chimie Générale	R. GERARD	Mathématiques	A. ROCHE	Physique du Globe
Y. BOULANGER	Chimie Biologique	G. GLAESER	Mathématiques	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J. BRENET	Electrochimie	Q. GOBILLON	Mathématiques	J. ROUX	Botanique
M. BRINI	Chimie	S. GORODETZKY	Phys.Gén.et Phys.Nucl.	Fr. SCHALLER	Biologie Générale
J. BROSSAS	Chimie Macromol.	M. GOUNOT	Botanique	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
R. CERF	Physique générale	M. GROSS	Chimie	J.P. SCHWING	Chimie
P. CHEVALLIER	Physique	M. GROSMMANN	Physique	M.J. SCHWING	Chimie Physique
A. CLAUSS	Chimie	L. HIRTH	Microbiologie	M. SIESKIND	Physique
A. COCHE	Physique Nucléaire	P. JOLY	Biologie Générale	G. SOLLADIE	Chimie Organique
M. DAIRE	Chim.Phys.Indet.Sc.des Matér.	J.P. JOUANOLOU	Mathématiques	J. SOMMER	Chimie Appliquée
H. DANAN	Phys.Atom.et Phys.du Solide	T. JUTEAU	Minéral.et Pétrographie	F. STUTINSKY	Physiologie Générale
E. DANIEL	Physique Expérimentale	R. KIRSCH	Zoologie	G. SUTTER	Physique Electronique
M. DAUNE	Biophysique	F. LACROUTE	Biologie Végétale	Ch. TANIELIAN	Chimie
J. DEHAND	Chimie Minérale	R. LECOLAZET	Physique du Globe	J.J. THIEBOLD	Biologie Animale
A. DELUZARCHE	Chimie	J.M.LEHN	Chimie	D. VIAUD	Mathématiques
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie	J. LEITE-LOPES	Phys.Nucl.et Corpuscul.	J.H. VIVIEN	Zool.et Embryol.Expérim.
H. DURANTON	Botanique	M. LEROY	Chimie	R. VOLTZ	Physique Théorique
J.P. EBEL	Chimie Biologique	J. LUCAS	Géologie	J.H. WEIL	Chimie Biologique
J.P. EBERHART	Minéralogie	D. MAGNAC	Physique	G. WEILL	Physique
J. FARAUT	Mathématiques	J. MARTINET	Mathématiques	R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie	P. MIALHE	Physiologie Animale	P.L. WENDEL	Physique
X. FERNIQUE	Mathématiques	A. MICHARD	Géologie	C. WIPPLER	Physicochim.des Hts Polym.Indu.
D. FOATA (dét.)	Mathématiques	M. MIGNOTTE	Informatique	J. WUCHER	Physique
		G. MILLOT	Géologie et Paléontologie	B. WURTZ	Chimie Biologique

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A. ANDREOTTI	Mathématiques	V. ERN	Physique	C. JASCHEK	Astronomie
A. BANDERET	E.A.H.P.	G.L.HALLER	Chimie	J. OSBORN	Chimie Minérale
B. BOURROUILH	Géophysique	T. HIRAI	Mathématiques	J. SMID	Physique
T. EGGARTER	Physique				

AVANT-PROPOS

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS ULP : P. BOUVEROT (Physiol. Respiratoire) — P. DEJOURS (Physiol. Respiratoire).

MAITRES DE CONFÉRENCES : J. Fr. BOUTOT Mathématiques
Ch. BURGGRAF Minéralogie
H. BURNAGE Mécan. des Fluides
T. JUTEAU Minéralogie
J. Cl. LAFON Informat. Appliquée

ASTRONOME ADJOINT : A. FLORSCH (Astronomie).

MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT : J. SITTLER (Géologie).

MAITRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS : C. DADE (Mathématiques) — Y. NAKATANI (Chimie) — H. UMEMURA (Mathématiques).

DIRECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S.

J.F. BIELLMANN Chimie	J. MARCHAL Physicochim. Macromolécul.	A. PORTE Biologie Cellulaire
P. BOUVEROT Physiol. Respiratoire	P. MEYER Mathématiques	P. REMPP Physicochim. Macromol.
P. DEJOURS Physiol. Respiratoire	A. J. P. MEYER Physique	A. SKOULIOS Physicochim. Macromol.
A. KNIPPER Phys. Nucl. et Corpusc.	J. MEYER Botanique	A. VEILLARD Chimie Moléculaire
A. KOVACS Physicochim. Macromol.	C. MIALHE Physiologie	A. ZUKER Physique Théorique

MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S.

J. Ch. ABBE Physicochim. atomique et ionique	B. LOTZ Physicochimie Macromoléculaire
P. ALBRECHT chimie nucléaire	G. MAIRE Chimie
F. BECK Chimie	A. MALAN Physiologie Respiratoire
G. BECK Physique Nucléaire	E. MARCHAL Physicochim. Moléculaire et Macromoléculaire
J.P. BECK Biochimie	R. MOHAND Physique Nucléaire
R. BERTINI Physiologie	Th. MULLER Physique
M. BONHOMME Physique Nucléaire	G. MUNSCHY Physique
H. BRAUN Géologie	M. NAUCIEL-BLOCH Physique des Solides
M.C. CADEVILLE Physique Corpusculaire	A. NICOLAIEFF Virologie Végétale
H. CALLOT Physique des Solides	M. PATY Physique Corpusculaire
S. CANDAU Chimie	R. PFIRSCH Botanique
M. CHAMPAGNE Physique	Cl. PICOT Physicochimie Macromoléculaire
M. CHOUDHURY Biophysique	P. POIX Chimie
J.P. COFFIN Physique du Globe	J. POUYET Biophysique
A. CORET Phys. Nucléaire et Corpusculaire	B. REES Chimie
M. CROISSIAUX Physique	P. REMY Biochimie
Cl. DELLACHERIE Physique Nucléaire	J. RINGEISSEN Physique
D. DISDIER Mathématiques	J.P. ROTH (s/Dir. Inst. de Rech.) Physicochimie Macromoléculaire
J. DOUBINGER Physique Nucléaire	F. SCHEIBLING Spectrométrie Nucléaire
S. EL KOMOSS Géologie	N. SCHULZ Physique Nucléaire
M. FRANCK-NEUMANN Physique	C. SCHWAB Physique
E. FRANTA Chimie Organique	R. SELTZ Physique Nucléaire
J.M. FRIEDT Physicochimie Moléculaire	P. SIFFERT Physique des Rayon. et Electronique Nucléaire
A. FRIDMANN Physicochim. atomique et ionique	Cl. SITTLER Géologie
Y. GALLOT Physique Corpusculaire	Cl. STRAZIELLE Physicochimie Macromoléculaire
Ph. GRAMAIN Physicochimie Macromoléculaire	M. SUFFERT Basses Energies
J.B. GRUN Physicochimie Macromoléculaire	K. TRAORE Physicochimie atomique et ionique
J. HERZ Physique	R. VAROUI Physicochimie Macromoléculaire
J. HOFFMANN Physicochimie Macromoléculaire	G. WALTER Physique Nucléaire
G. KAUFMANN Biologie Animale	Fr. WEBER Géologie
B. KOCH Chimie	J.P. WENIGER Zoologie
P. LAURENT Physiologie	J. WITZ Biologie Cellulaire
Cl. LERAY Physiol. comparée des régulations	R. WOLFF Chimie
A. LLORET Physique Corpusculaire	R. ZANA Physicochimie Macromoléculaire
	J.P. ZILLINGER Physique

Je suis très heureux d'exprimer ici ma reconnaissance à Monsieur le Professeur R. LECOLAZET, président du Jury, qui a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire. Je le remercie de son aide et de son intervention grâce auxquelles j'ai pu bénéficier d'une allocation de recherche de la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique.

Je tiens à remercier particulièrement :

Monsieur le Professeur A. ROCHE, Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg,

Monsieur M. CHOUDHURY, Directeur du Laboratoire de Sismologie Globale,

Monsieur le Professeur G. PERRIER, Directeur du Laboratoire de Géophysique Interne de Grenoble,

qui me font l'honneur d'être membres de ce Jury.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur P. HOANG TRONG pour l'aide et les conseils qu'il m'a prodigués au cours de nos discussions. Je le remercie très sincèrement d'avoir guidé ce travail avec beaucoup d'attention et de s'être préoccupé de mon avenir sans ménager son temps.

Je remercie également Monsieur H. LEGROS pour ses critiques constructives et ses commentaires pertinents.

J'adresse mes remerciements à Mademoiselle LUTZING et Messieurs JOCHEM et GROHENS qui ont contribué à la réalisation technique de cette thèse.

SOMMAIRE

	Page
INTRODUCTION	1
<u>PREMIERE PARTIE</u> : CALCUL DES PARAMETRES SISMIQUES DES SOURCES DES SEISMES PROCHES. ET DU FACTEUR DE QUALITE DANS LA REGION FOCALE	4
Chapitre I : RAPPELS THEORIQUES	
I. A - Cadre théorique. Choix du modèle de source de référence	5
I. B - Modèle circulaire à coulissage en bloc	7
I. C - Le facteur de qualité	15
Chapitre II : APPLICATION AUX SEISMES DU FRIOUL	
II. A - Acquisition des données	20
II. B - Traitement des données	20
II. C - Calcul des paramètres. Résultats et commentaires	27
CONCLUSION	48
<u>DEUXIEME PARTIE</u> : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DISPER- SION DIFFERENTIELLE DES ONDES DE VOLUME DES SEISMES PROCHES	50
Chapitre I : RAPPELS THEORIQUES	
I. A - Introduction	51
I. B - Définitions	52
I. C - Spectre de phase à la source : cas du modèle circu- laire à coulissage en bloc	54
I. D - Effets du trajet des ondes et des instruments	55
Chapitre II : APPLICATION AUX SEISMES DU FRIOUL	
II. A - Mesure expérimentale du temps de groupe	62
II. B - Analyse des séismes du FRIOUL	64

CONCLUSION	91
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	92
ANNEXES	
Annexe I : Filtres de BUTTERWORTH	97
Annexe II : Corrections	98
Annexe III : Calculs	101
Annexe IV : Signal analytique et enveloppe	104

ERRATA

Page 72

lignes 21-22 : ... une dispersion différentielle de 1.6 ...

lignes 23-24 : ... une dispersion différentielle de 1.2 ...

Page 74

ligne 4 : ... 5.2 et 4.5 contre 1.6 ...

ligne 5 : ... 2.2 et 1.8 contre 1.2 ...

ligne 20 : ... limite acceptable de 1 centième ...

INTRODUCTION

Les séismes destructeurs du FRIOUL du 6 Mai 1976 à 20,00 heures T.U., de magnitude $M_B = 6.5$, et du 15 Septembre 1976 à 9.21 heures T.U., de magnitude $M_B = 6.3$, ont été suivis de deux très importantes séquences de répliques. Ces dernières ont été enregistrées en partie grâce à l'installation, par le service de surveillance sismique de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg, d'un réseau de sept stations sismologiques, à faible ouverture, dans la zone épicontrale. Un tel exemple d'activité sismique est rare en Europe. La qualité du réseau d'enregistrement et la rapidité de sa mise en opération ont permis la collection de plusieurs milliers de séismes de magnitude comprise entre 0.0 et 5.0. Le travail qui est exposé dans cette thèse, et qui m'a été proposé par M. HOANG, a été réalisé sur la base de ces documents.

L'implantation du réseau au coeur de l'activité sismique permet une investigation assez fine de la région intéressée. Aussi, nous nous proposons dans ce mémoire de répondre à la question suivante :

Si nous traitons les séismes proches selon un schéma théorique donné, que peut-on en déduire sur la région focale ?

Cette question en implique immédiatement deux autres : quel sera le schéma théorique et quels sont les critères conduisant à son choix ? Quels sont les paramètres susceptibles d'apporter des renseignements sur la zone focale ?

Disons dès maintenant que nous avons choisi le modèle dislocatif de sources sismiques comme cadre théorique. Il sera notre référence pour discuter les résultats expérimentaux. Nous expliciterons et détaillerons cette option dans le chapitre I de la première partie.

L'information recueillie par le réseau porte sur le phénomène ayant engendré les signaux ainsi que sur le milieu dans lequel ceux-ci se sont propagés. Ainsi, nous sommes naturellement amenés à étudier des paramètres associés d'une part à la source sismique, d'autre part au milieu de propagation.

A la suite de travaux précédents, (HOANG, 1974 ; GRANET, 1975 ; LEGROS, 1976), nous avons choisi de caractériser les sources à partir de la dimension de la zone de rupture, du moment sismique, de la chute de contraintes et de la dislocation moyenne dont une image physique pourrait être le rejet d'une faille associée au séisme. Cela n'est possible, naturellement, qu'à la condition d'avoir adopté un modèle. Les diverses grandeurs définissant la source seront calculées à partir des spectres d'amplitude des ondes P. Les calculs s'effectueront par comparaison entre la radiation prédite par le modèle théorique et la radiation observée expérimentalement.

La vitesse des ondes sismiques a été pendant longtemps le paramètre d'investigation du milieu terrestre. Nous aurions pu, par inversion à partir des temps de propagation, étudier la distribution des vitesses dans la zone focale. Un tel travail est d'ailleurs en cours de réalisation à l'Institut. Nous avons préféré étudier un paramètre lié aux propriétés mécaniques du milieu : le facteur de qualité Q. Sa valeur expérimentale sera calculée en comparant le spectre de déplacement du modèle théorique au spectre obtenu à partir des documents.

A ces divers paramètres, nous avons adjoint la dispersion différentielle des ondes de volume à cause des perspectives nouvelles qu'elle offre au sismologue. Ce paramètre a été défini et étudié pour la première fois par Anne SUTEAU (1975). Il représente la différence entre les temps de groupe calculés des ondes de volume P et S. On étudiera la variation de cette dispersion différentielle en fonction de la fréquence. Cette quantité intègre un phénomène à la source aux effets de propagation. Nous distinguerons ces deux causes et nous essaierons de quantifier leur

influence respective. Le phénomène à la source sera discuté par rapport au schéma théorique des modèles dislocatifs.

Le plan de notre travail se présentera de la façon suivante : dans une première partie, à partir des spectres d'amplitude des ondes P, nous étudierons les paramètres des sources associées aux séismes proches et le facteur de qualité dans la zone focale. Nous décrirons préalablement les méthodes expérimentales de calcul de ces divers paramètres.

Puis, dans la deuxième partie, nous montrerons l'existence d'une dispersion différentielle dans la région focale. Cette notion sera développée et une méthode de calcul numérique de ce paramètre sera définie. Les résultats expérimentaux seront discutés à partir de l'hypothèse suivante : la dispersion observée est la conséquence de l'atténuation.

PREMIERE PARTIE

CALCUL DES PARAMETRES SISMIQUES DES SOURCES DES SEISMES
PROCHES ET DU FACTEUR DE QUALITE DANS LA REGION FOCALE

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

I. A - Cadre théorique. Choix du modèle de source de référence.

I. A. 1 - Cadre théorique.

Le calcul des paramètres caractéristiques de la source et du facteur de qualité à partir des spectres d'amplitude des ondes de volume a fait l'objet de nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux. Nous reviendrons sur certains d'entre eux au fur et à mesure des développements de ce mémoire. Cependant, selon le modèle utilisé pour décrire le séisme, la représentation analytique du champ de déplacement varie. Ainsi, le calcul des paramètres, qui s'effectue par identification du spectre observé au spectre théorique, sera fonction du modèle choisi.

A partir d'une représentation élastique de la source, il est possible de retenir trois types de modèles (MINSTER, 1974) :

- Impulsifs
- A relâchement des contraintes
- Dislocatifs

Le seul formalisme mathématique ne permet pas de choisir entre ces différents types. Pour cela, il serait nécessaire de considérer l'aspect physique. Cependant, LEGROS (1976) remarque qu'à cause de la transparence de la source (il n'y a pas interaction entre celle-ci et le champ rayonné), le modèle dislocatif est mathématiquement rigoureux : il permet d'éviter les approximations dans l'étude des solutions.

Aussi, nous retiendrons comme schéma théorique de ce travail, le modèle de source dislocative en déplacement qui a déjà fait

l'objet à Strasbourg de travaux portant sur la théorie et sur l'exploitation.

Avant de définir mathématiquement ce modèle, nous allons essayer d'en donner une image physique en nous inspirant des travaux de LEGROS (1976).

Avant un tremblement de terre, on considère la région focale comme équivalente à un milieu élastique dislocatif. En termes mathématiques, ce sera un domaine non connexe de \mathbb{R}^3 (l'espace euclidien) ; non-connexité due à la présence dans le domaine d'une ligne de singularité pour les contraintes, et dans lequel on a fait le choix d'une surface de discontinuité pour le champ des déplacements. Entre les deux côtés de cette surface, il existe un saut du vecteur déplacement (ou dislocation). Le séisme se traduit :

- a) soit par une variation rapide de cette discontinuité sur la surface ;
- b) soit par la disparition de la courbe de singularité rendant le milieu de nouveau connexe.

Un tel modèle peut rendre compte de séismes dus au jeu de failles peu profondes de la croûte terrestre.

I. A. 2 - Modèle de référence.

Quand il n'est pas possible de tenir compte des observations "de visu" dans la zone épiscopentrale, le choix de la géométrie de la surface de discontinuité est souvent arbitraire. L'insuffisance des informations conduit à se limiter à des modèles simples, susceptibles de s'appliquer à une étude expérimentale des sources : faille circulaire, rectangulaire ou carrée.

Pour des raisons de simplicité, nous choisissons une surface de discontinuité circulaire. En effet, les spectres théoriques des divers modèles se ressemblent dans les traits généraux (HOANG, 1974). Pour limiter le nombre des dimensions géométriques à calculer, nous donnons la préférence au modèle circulaire.

Nous avons vu ci-dessus qu'une source étendue pouvait se concevoir de deux façons différentes :

a) ou bien, il y a propagation de la ligne de dislocation avec une vitesse finie sur la surface de discontinuité ;

b) ou bien, tous les points de la surface sont atteints simultanément par la rupture : on parlera alors de "coulissage en bloc".

Le cas b) a été choisi car, dans cette hypothèse, le spectre du déplacement du modèle circulaire s'exprime sous une forme analytique simple.

Au cours des paragraphes suivants, nous rappelons les notions théoriques nécessaires à l'exploitation de nos observations. Certaines étant bien connues et ayant fait l'objet de nombreux exposés, nous nous bornons à donner les principaux résultats. Par ailleurs, une méthode originale de calcul du facteur de qualité est exposée. Le calcul des paramètres est développé au chapitre II et appliqué aux séismes du FRIOUL.

I. B - Modèle circulaire à coulissage en bloc.

I. B. 1 - Formalisme mathématique.

Considérons une faille circulaire plane Σ , de rayon R_s (figure I. 1). Soit O , le centre de Σ , pris pour origine d'un repère $Oxyz$ choisi tel que Σ soit dans le plan xOz .

Soient \underline{m} le vecteur unitaire dans la direction d'observation et M_0 le point d'observation. On a :

$$\underline{OM}_0 = \underline{m} \cdot R$$

Les lettres soulignées indiquent les vecteurs, celles surmontées d'un tilde la transformée de FOURIER.

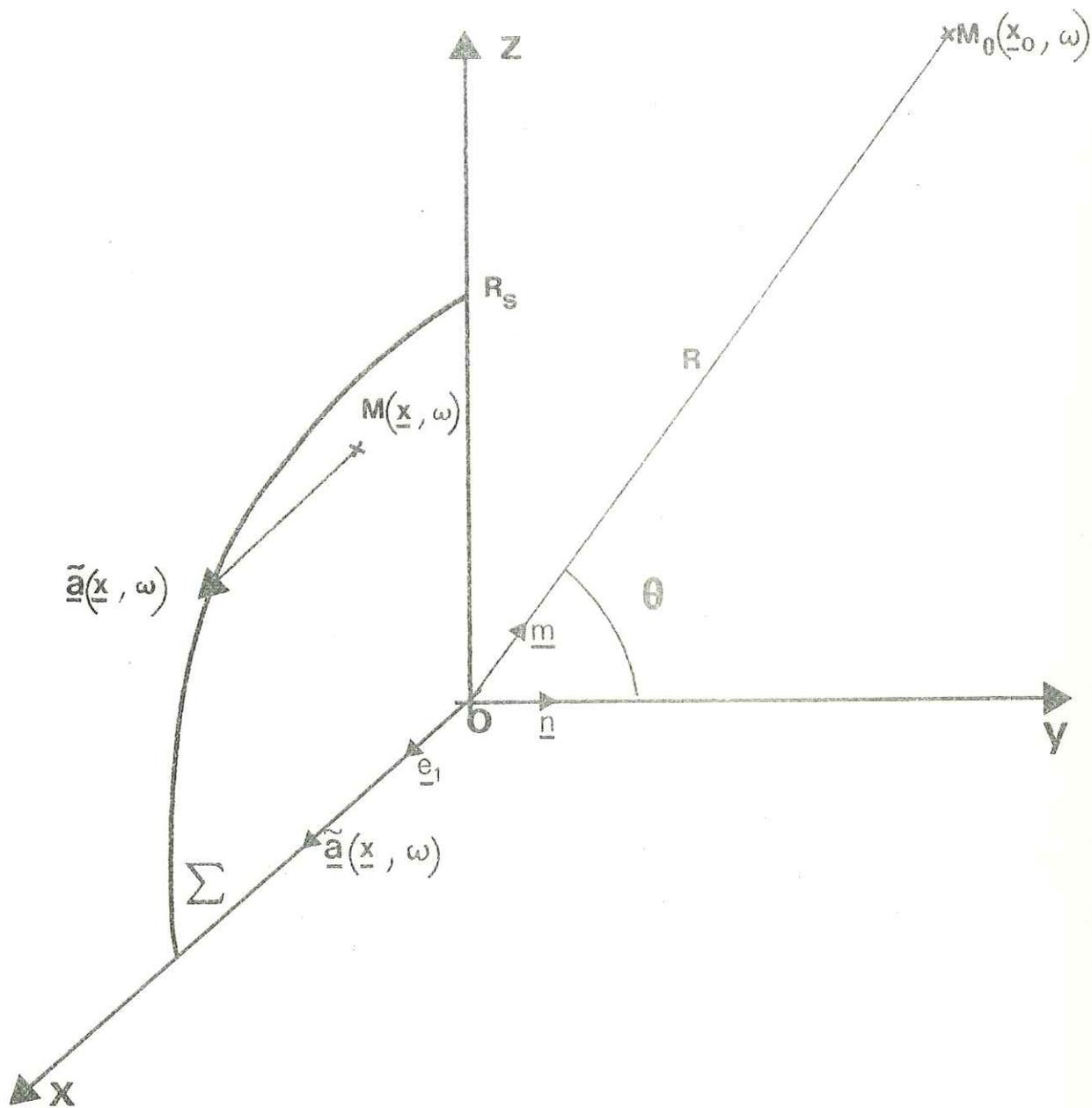


Figure I.1

La discontinuité du déplacement $\tilde{\underline{a}}(\underline{x}, \omega)$, en $M(\underline{x}, \omega)$ point quelconque de Σ , entre les deux lèvres de la faille est donnée par :

$$\tilde{\underline{a}}(\underline{x}, \omega) = \underline{e}_1 \tilde{a}_0(\underline{x}, \omega)$$

où \underline{e}_1 est le vecteur unitaire de l'axe Ox .

La fonction temporelle de la source est un échelon d'Heaviside.

En champ lointain, et s'il n'y a pas séparation des lèvres de la faille, le spectre du champ de déplacement $\tilde{\underline{u}}^P(M_0, \omega)$, dû à la dislocation $\tilde{\underline{a}}(\underline{x}, \omega)$, est donné par :

$$\tilde{\underline{u}}^P(M_0, \omega) = \underline{m} \left\{ 2\gamma^2 \frac{e^{-ik_\alpha R}}{4\pi\alpha R} (\underline{m} \cdot \underline{n})(\underline{m} \cdot \underline{e}_1) \frac{2\pi a_0 R_s}{h} J_1(hR_s) \right\} \quad (I. 1. 1)$$

(HOANG et LEGROS, 1973)

On a : $\gamma = \beta/\alpha$, rapport des vitesses des ondes S et P ,

$k_\alpha = \omega/\alpha$, où ω est la pulsation ;

$J_1(hR_s)$ est la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce, d'ordre 1, d'argument (hR_s) ;

$h = \frac{\omega \sin \theta}{\alpha}$, où θ est l'angle entre la normale à la surface de rupture et la direction d'observation (figure I. 1).

$\tilde{\underline{u}}^P(M_0, \omega)$ s'exprime comme le produit de trois facteurs :

- $\underline{m}(\underline{m} \cdot \underline{n})(\underline{m} \cdot \underline{e}_1)$: terme tenant compte de la direction de radiation de la source.

- $2\gamma^2 \frac{e^{-ik_\alpha R}}{4\pi\alpha R}$: terme faisant intervenir l'expansion géométrique et le déphasage dû à la propagation.

- $\frac{2\pi a_0 R_s}{h} J_1(hR_s)$: variation spectrale qui traduit l'aspect étendu de la source.

Des modèles de source plus réalistes restent à faire. En effet, c'est l'état initial des tensions dans un milieu dont le comportement rhéologique est connu qui doit définir la géométrie de la zone de rupture et son évolution temporelle et spatiale. Cependant, un modèle cinématique comme celui qui est considéré dans ce travail est satisfaisant pour une interprétation simple et cohérente des phénomènes.

Dans le paragraphe suivant, nous allons discuter de la validité de l'expression (I.1.1) dans le cas des séismes proches.

I. B. 2 - Validité du formalisme.

Les spectres expérimentaux seront comparés aux spectres du modèle théorique pour lequel nous avons fait l'approximation de champ lointain. Il faut donc nous assurer de la validité des hypothèses suivantes :

- les dimensions de la source sont petites devant la distance focale R . Si R_s est le rayon de la faille circulaire, il faut : $R_s \ll R$;
- les longueurs d'onde sont petites par rapport à la distance focale ; il faut $k_\alpha R \gg 1$.

Une telle vérification ne peut être faite qu'a posteriori. Aussi, nous allons anticiper sur la partie exploitation pour discuter de la validité de l'approximation. On demandera au lecteur d'admettre les chiffres donnés.

Le domaine de fréquences étudié est [3Hz, 48Hz]. Les rayons R_s calculés n'excèdent pas 0.25 km. La distance focale minimale est de l'ordre de 5 km.

Dans ces conditions, au premier ordre, on a $R_s \ll R$ et $k_\alpha R \gg 1$ en prenant $\alpha = 5 \text{ km/s}$.

L'approximation de champ lointain est donc applicable aux séismes locaux de faibles dimensions dans le cas du modèle dislocatif de sources sismiques.

Le calcul des paramètres sismiques s'effectuant à partir d'une identification du spectre expérimental au spectre théorique, nous avons réalisé des spectres théoriques afin d'étudier l'influence d'une variation des paramètres sur le comportement spectral.

I. B. 3 - Spectres théoriques.

On étudie plus précisément une variation du rayon R_s et de l'angle d'observation θ .

La figure I.2 représente en échelle bilogarithmique des spectres théoriques calculés pour différentes valeurs de R_s et de θ . On fait varier R_s de 75 à 250 mètres et θ de $\pi/6$ à $\pi/3$. L'amplitude spectrale est normalisée. La fréquence va de 3Hz à 48Hz.

Nous observons une partie plate aux basses fréquences du spectre, plus accentuée pour de faibles valeurs de θ et de R_s , et une succession de lobes d'amplitude décroissante aux hautes fréquences, principalement pour de fortes valeurs de θ et de R_s .

A θ constant, une augmentation de R_s entraîne un décalage des minima et des maxima du spectre vers la gauche. Nous retrouvons ce résultat quand, à R_s constant, θ varie de $\pi/6$ à $\pi/3$.

Sur ces spectres théoriques, deux tendances asymptotiques apparaissent : la première, qui correspond au niveau plat aux longues périodes et la seconde, qui est l'enveloppe des lobes aux courtes périodes. Nous avons schématisé ces tendances sur la figure I.2 dans le cas $R_s = 175M$.

$R_S=75\text{ m}$

$R_S=125\text{ m}$

$R_S=175\text{ m}$

$R_S=250\text{ m}$

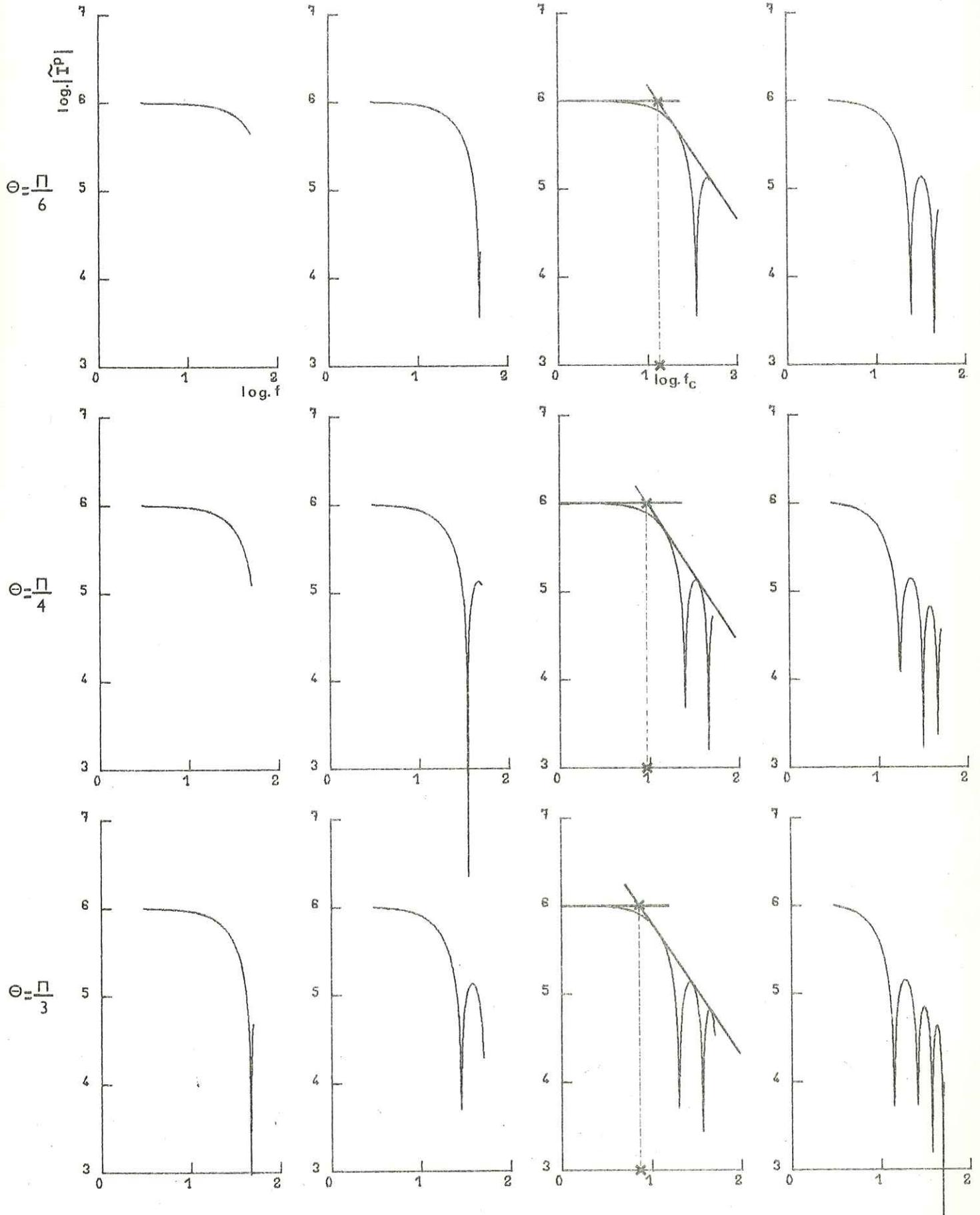


Figure I.2

A la suite de HASKELL (1964) et BRUNE (1970), on définit la fréquence de coupure comme l'intersection des droites caractérisant le niveau basses-fréquences et la tendance hautes-fréquences du spectre.

Remarquons dès maintenant que l'on trouve rarement des spectres observés semblables à ces spectres théoriques.

Tous les modèles de source ne prédisent pas un niveau plat aux basses-fréquences du spectre. Ainsi, ARCHAMBEAU (1968) et MINSTER (1974) ont obtenu un pic pour leurs modèles à relaxation des contraintes. LEGROS (1976) a montré que des sources dislocatives de forme cylindrique ou parallélépipédique exhibaient également un pic dans leurs spectres d'amplitude.

Aux hautes fréquences, le comportement du spectre est décrit pour tous les types de modèles par une fonction $O(\omega^q)$, où q peut varier de -1.0 à -3.0 selon le cas : pour des modèles perfectionnés, q est une fonction de la position de la station par rapport à la source (HOANG, 1974 ; MADARIAGA, 1976) ; pour d'autres, moins élaborés, la valeur de q est constante (AKI, 1967 ; BRUNE, 1970).

Qu'en est-il du modèle choisi ?

Si l'argument $(h R_s)$ de la fonction de Bessel est grand, le développement asymptotique de $J_1(h R_s)$ donne pour la variation spectrale I^P :

$$I^P = \frac{2\pi a_0 R_s}{h} J_1(h R_s) \approx \frac{2\pi a_0 R_s}{h} \cdot \left(\frac{2}{\pi h R_s}\right)^{1/2} \cdot |\cos(h R_s - 3\pi/4)| \quad (I.1.2)$$

Aux fréquences élevées, le spectre d'amplitude oscille, tandis que son enveloppe décroît en $\omega^{-3/2}$ quelle que soit la position de la station par rapport à la source.

Nous avons retenu, comme paramètres caractéristiques des sources le moment sismique, le rayon de la faille, la dislocation moyenne et la chute de contraintes. Rappelons succinctement leurs expressions.

I. B. 4 - Paramètres sismiques.

1) Moment.

Par définition, le moment sismique M_0 est donné par la relation :

$$M_0 = \mu a_0 S \quad (\text{I. 1. 3})$$

où μ est le module de rigidité,
 a_0 , la dislocation moyenne,
 S , l'aire de la surface de rupture.

Le calcul pratique de M_0 s'effectue à partir des composantes spectrales caractérisant le niveau plat du spectre :

$$M_0 = |\underline{\tilde{u}}^P(\omega = 0)| \cdot \frac{4\pi\rho\alpha^3 R}{R_P} \quad (\text{I. 1. 4})$$

où $|\underline{\tilde{u}}^P(\omega = 0)|$ est la valeur du niveau basses-fréquences,
 ρ , la densité,
 R_P , la radiation.

2) Dimension de la faille . Dislocation moyenne.

La fréquence de coupure, définie précédemment, fournit une méthode couramment utilisée pour le calcul des dimensions de la faille, que celle-ci soit supposée de forme circulaire (BRUNE, 1970 ; MADARIAGA, 1976) ou rectangulaire (SAVAGE, 1972).

Pour le modèle circulaire à coulissage en bloc, le rayon R_s de la faille est donné par :

$$R_s \approx \frac{\alpha}{\omega_c \sin \theta} \quad (\text{I. 1. 5})$$

où $\omega_c = 2\pi f_c$; f_c étant la fréquence de coupure.

La dislocation moyenne a_0 se déduit de M_0 et de R_s à partir de la relation (I. 1. 3) :

$$a_0 = \frac{M_0}{\mu \pi R_s^2}$$

3) Chute de contraintes.

La valeur moyenne de la contrainte sur la faille est donnée par :

$$\sigma_m = \frac{7}{12} \cdot \frac{\mu a_0}{R_s} \quad (\text{I. 1. 6})$$

Pour un calcul numérique, on admet que σ_m est égale à la contrainte au centre de la faille. De plus, le relachement des contraintes est supposé total. Donc, σ_m représente la chute de contraintes.

Dans ce paragraphe, les paramètres choisis pour décrire les sources sismiques des séismes proches ont été présentés. Nous nous proposons maintenant de discuter le paramètre d'investigation du milieu que constitue le facteur de qualité. Après quelques rappels, nous développons une méthode originale de calcul de celui-ci.

I. C - Le facteur de qualité.

I. C. 1 - Généralités.

Les ondes sismiques, qui se propagent dans le milieu terrestre, subissent une diminution d'amplitude, ou atténuation, consécutive à une perte d'énergie. A la suite de LANAUD (1974) , nous noterons les

types de perte d'énergie suivants :

- Le développement sphérique du front d'onde impose une expansion géométrique. Cependant, dans ce cas, il y a conservation de l'énergie totale de déformation.

- Les discontinuités, l'inhomogénéité du milieu, amènent une diminution d'amplitude due à la création de nouvelles ondes par réflexion et réfraction. Il y a également conservation de l'énergie de déformation.

- Dissipation en chaleur.

Les roches sont le siège de frottements internes : une partie de l'énergie est convertie en chaleur par différents mécanismes. Cette dissipation est causée par une imperfection des propriétés élastiques du milieu. Les sismologues mesurent le degré de perfection élastique par "un facteur de qualité" Q . Si une fraction Δw de l'énergie est convertie en chaleur pendant une période, on pose :

$$\frac{2\pi}{Q} = \frac{\Delta w}{W}$$

Le comportement de Q en fonction de la fréquence reste une inconnue en sismologie. On pense que l'amortissement dans le globe est dû à des processus de relaxation : l'énergie absorbée pendant un demi cycle est restituée en partie avec un certain retard (LLIBOUTRY, 1973).

Sous cette hypothèse, ANDERSON (1967) et JACKSON et ANDERSON (1970) mettent en évidence une dépendance de Q avec la fréquence pour certains mécanismes de relaxation. Cependant, ces auteurs admettent, compte tenu de la complexité du matériau terrestre, que l'atténuation est le résultat de l'action conjuguée de différents mécanismes ; cela entraîne une beaucoup plus faible dépendance en fréquence que dans le cas où un phénomène est considéré isolément.

LIU, ANDERSON et KANAMORI (1976) montrent qu'une distribution de facteurs de qualité dans le milieu, construite à partir de mécanismes de relaxation possibles, conduit à un Q global constant sur un domaine de fréquences allant de 10^{-4} à 10 Hz; la largeur de ce domaine étant fonction des types de mécanismes choisis.

MINSTER (1977) propose un modèle élaboré de l'atténuation qui, sous certaines conditions, implique une dépendance du facteur de qualité avec la fréquence pour les courtes périodes des ondes de volume. Ce résultat théorique serait corroboré par des travaux de HOANG (communication personnelle) sur les codas des ondes S des séismes proches.

Dans le calcul du facteur de qualité, afin de simplifier le formalisme, nous supposons Q constant sur un certain domaine de fréquences qui sera précisé ultérieurement.

I. C. 2 - Rappels.

ANDERSON et ARCHAMBEAU (1964) ont exprimé l'atténuation due au défaut d'élasticité le long d'un rai sismique pour une fréquence donnée :

$$A(f, \Delta) = \exp(-\pi f \int_{\text{rai}} \frac{ds}{Q(r)c(r)}) \quad (\text{I. 1. 7})$$

où ds est un élément de rai; r , la distance au centre de la terre; Δ , la distance hypocentrale; c , la vitesse de l'onde, fonction uniquement de la profondeur.

Pratiquement, on adopte une valeur moyenne de Q pour tout le rai. L'atténuation s'exprime alors par :

$$A(f, \Delta) = \exp(-\pi f \frac{t}{Q}) \quad (\text{I. 1. 8})$$

où t est le temps de propagation de l'onde.

Diverses méthodes de calcul de Q sont construites à partir du spectre d'amplitude des ondes de volume. LANAUD (1974) en a fait une synthèse dans son mémoire de Diplôme d'Ingénieur Géophysicien. Ces méthodes se heurtent toutes au problème de la connaissance, ou de l'élimination, du spectre à la source qui est plus ou moins escamoté. Aussi, nous avons décidé de procéder de la façon suivante : le calcul des paramètres à la source s'effectuant par référence à un modèle, nous ferons de même pour le facteur de qualité. Nous identifions le spectre expérimental, ramené à la sphère focale, au spectre théorique d'une source circulaire ayant la même directivité que la source réelle.

I. C. 3 - Formalisme.

L'atténuation est plus marquée aux fréquences élevées. Aussi, nous calculons un Q moyen, donc constant, sur ce domaine de fréquences qui est celui sur lequel a été définie la tendance linéaire décroissante du spectre. Dans le cas du modèle choisi, cette dernière décroît en $\omega^{-3/2}$. De plus, il y a conservation de la valeur de la pente quand le point d'observation change.

On détermine Q en comparant quantitativement la valeur de cette pente entre le spectre expérimental ramené à la source, sans tenir compte de l'atténuation, et le spectre théorique.

Le spectre $g(f, \Delta)$ calculé à la station peut s'écrire comme le produit de trois termes :

$$g(f, \Delta) = T(f, \Delta) \cdot \exp\left(-\pi f \frac{t}{Q}\right) \cdot s(f)$$

où $T(f, \Delta)$ est le produit de la réponse instrumentale, de la réponse crustale et du facteur d'expansion géométrique ;

$s(f)$, le spectre à la source.

Si l'on définit $S(f)$ par :

$$S(f) = g(f, \Delta) \cdot T^{-1}(f, \Delta)$$

il vient :

$$S(f) = \exp(-\pi f \frac{t}{Q}) \cdot s(f)$$

Par identification du spectre d'amplitude calculé à la source : $s(f)$, avec celui prédit par le modèle choisi : $|\tilde{u}^P(f)|$, nous écrivons :

$$S(f) = \exp(-\pi f \frac{t}{Q}) \cdot |\tilde{u}^P(f)|$$

où $|\tilde{u}^P(f)|$ est l'amplitude spectrale due à une source de même directivité que la source réelle.

Or, la directivité de la source n'influe pas sur la valeur de la pente de la tendance linéaire hautes-fréquences du spectre. Par conséquent, notre restriction, qui était nécessaire pour une identification cohérente, disparaît.

Aux fréquences élevées, nous remplaçons $|\tilde{u}^P(f)|$ dans l'expression ci-dessus par son développement asymptotique. D'où :

$$S(f) \approx \exp(-\pi f \frac{t}{Q}) \cdot c \cdot \frac{2\pi a_0 R_s}{h} \cdot (\frac{2}{\pi h R_s})^{1/2} \cdot |\cos(h R_s - 3\pi/4)|$$

où c est une constante. Rappelons que $h = \frac{2\pi f}{\alpha} \cdot \sin \theta$.

Nous réalisons alors le rapport $S(f_1)/S(f_2)$ pour deux fréquences distinctes f_1 et f_2 appartenant au domaine hautes fréquences du spectre et :

$$\frac{S(f_1)}{S(f_2)} \approx \exp(-\pi(f_1 - f_2) \frac{t}{Q}) \cdot (\frac{f_2}{f_1})^{3/2} \quad (I.1.9)$$

en prenant une valeur moyenne pour le cosinus.

A partir de (I.1.9), il est possible de calculer Q sur le domaine $[f_1, f_2]$.

Les formules précédentes sont appliquées aux séismes du FRIOUL. Nous définissons préalablement les techniques de traitement du signal.

CHAPITRE II

APPLICATION AUX SÉISMES DU FRIOUL

II. A - Acquisition des données.

Les séquences de répliques sont enregistrées par un réseau de sept stations sismologiques composées chacune d'un sismographe vertical de période propre une seconde, d'un modulateur et d'un poste émetteur. Les signaux sont transmis par ondes hertziennes à une station centrale de réception et d'enregistrement où ils sont démodulés, numérisés et, après passage à travers une mémoire circulante, enregistrés en code P.C.M. sur bande magnétique. En laboratoire, ces enregistrements de terrain des séismes sélectionnés sont décodés et recopiés sur une bande magnétique compatible avec l'ordinateur.

Les signaux sont alors démultiplexés et l'amplitude réelle est restituée par traitement numérique. Sur la bande magnétique définitive, chaque séisme constitue un fichier. Les deux premiers blocs donnent les renseignements d'identification : heure origine, magnitude, coordonnées du foyer et nombre de points constituant le signal. Les sept blocs suivants correspondent à l'enregistrement corrigé à chaque station.

Sur la figure II.0, nous donnons l'exemple du dessin par ordinateur et traceur BENSON des enregistrements numérisés dans le cas d'un même séisme pour les sept stations (TR). Remarquons l'influence du trajet suivi par les ondes qui se manifeste notamment sur la composition fréquentielle du signal.

II. B - Traitement des données.

II. B. 1 - Sélection des données.

Les 11 et 12 Mai 1976, il s'est produit au FRIOUL une séquence caractéristique du type séismes précurseurs, séisme principal, séismes répliques. Aussi, dans le but de mettre éventuellement en évidence une évolution des paramètres au cours d'une telle séquence, nous avons préalablement retenu une centaine de séismes, nombre arbitraire

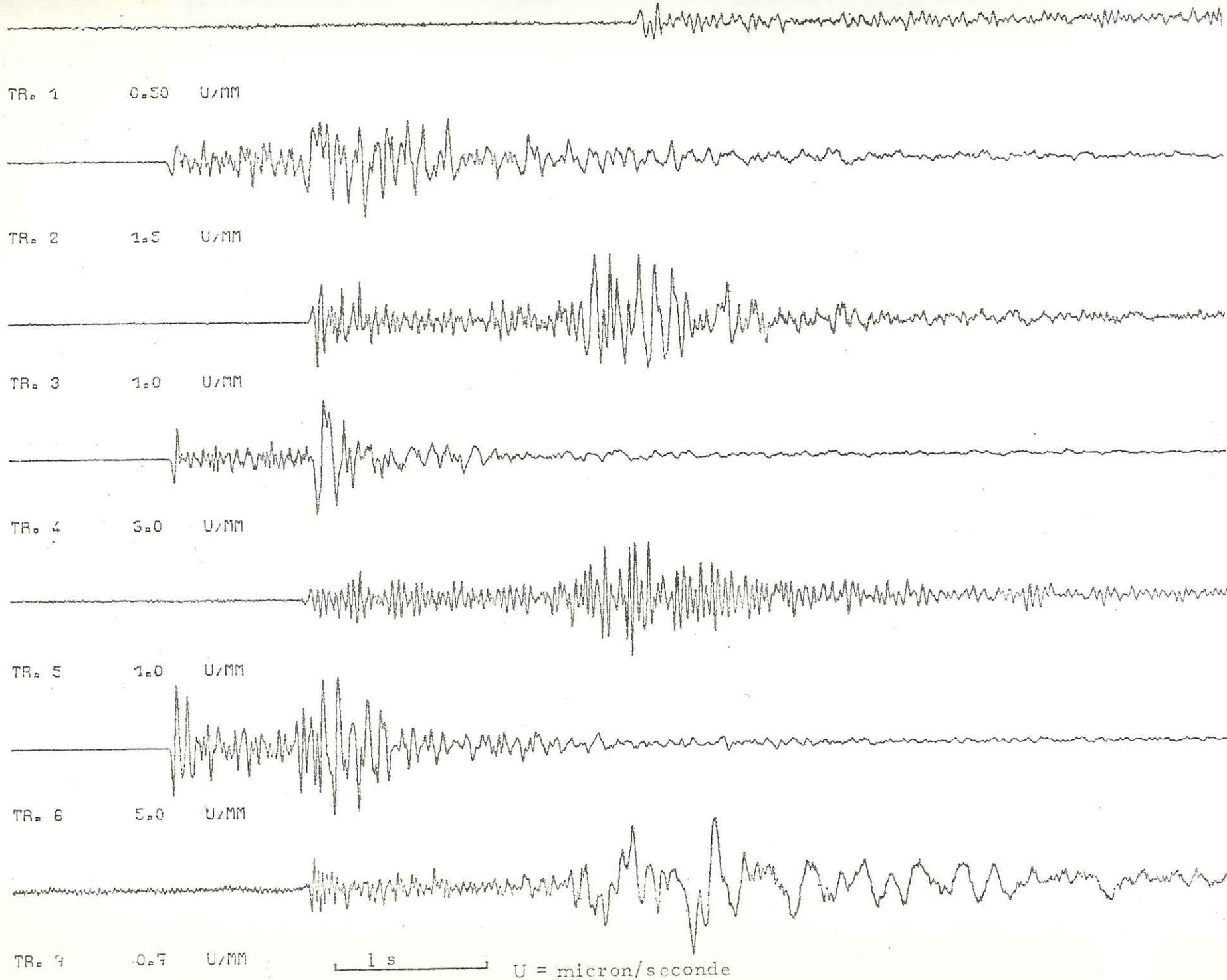


Figure II. 0

imposé par nous-mêmes, appartenant à celle-ci. Les critères suivants furent appliqués :

- enregistrement en chaque station ;
- absence de saturation en amplitude : les séismes trop forts sont éliminés ;
- échelonnement régulier des secousses dans le temps. Cela, dans la limite du bon fonctionnement de l'appareillage de terrain ;
- bonne répartition en magnitude : approximativement de $M_L = 1.0$ à $M_L = 3.0$, limite de saturation.

A partir de cette première sélection, nous avons finalement retenu vingt-quatre séismes en éliminant tous ceux où l'onde P n'était pas suffisamment bien enregistrée en au moins cinq stations.

Dans un deuxième temps, huit séismes supplémentaires s'échelonnant du 21 Novembre au 28 Novembre 1976 ont été choisis à partir des mêmes critères.

La première série appartient à la séquence de répliques du séisme du 6 Mai et la deuxième série à celle du séisme du 15 Septembre.

Les coordonnées hypocentrales sont données dans la table I. Elles sont exprimées en kilomètres et calculées à partir du point origine :

$$\begin{aligned} X_0 &= 12^\circ 57' 08'' \text{ EST} \\ Y_0 &= 46^\circ 05' 00'' \text{ NORD} \\ Z_0 &\text{ correspond au niveau } 0 \text{ km.} \end{aligned}$$

La détermination des hypocentres s'est effectuée à partir d'un programme de calcul dérivé de HYPO 71 (LEE, 1972). Les chiffres obtenus pour les secondes (58 ou 59) s'expliquent par le fait que le programme calcule l'heure origine à partir de la minute exacte imposée.

La magnitude locale M_L est la moyenne arithmétique des magnitudes (M_L) calculées aux différentes stations par la relation :

Table I

<u>série I</u>								
n° du séisme	date	heure locale			M _L	X	Y	Z
1	11/5/76	14 H 42 MN	59.24 S		2.35	12.18	18.64	3.01
2	"	15 47	59.33		2.10	13.55	19.98	superf.
3	"	17 23	59.22		1.70	11.26	20.82	superf.
4	"	20 16	59.14		2.05	7.57	20.19	4.47
5	"	21 44	58.33		2.30	20.53	27.53	superf.
6	"	22 11	59.01		2.55	14.31	23.99	4.36
7	"	22 24	59.24		0.90	12.12	24.66	3.84
8	"	23 54	59.09		2.20	7.88	19.53	4.66
9	"	23 57	59.00		2.80	18.39	19.72	3.67
10	12/5/76	00 27	59.03		2.10	7.53	21.35	4.92
11	"	01 02	59.11		2.35	14.78	20.77	2.89
12	"	01 36	59.30		2.05	12.89	19.84	superf.
13	"	02 29	59.12		1.85	7.72	21.08	4.46
14	"	02 31	58.95		2.15	17.05	21.24	3.56
15	"	02 33	59.19		2.00	16.89	23.70	0.72
16	"	02 39	59.09		0.80	8.13	20.20	4.66
17	"	03 00	59.04		1.65	6.97	21.11	4.94
18	"	03 01	59.37		1.75	13.49	19.76	superf.
19	"	03 06	58.93		3.00	9.24	21.43	4.97
20	"	03 07	59.04		2.60	8.22	19.99	5.06
21	"	21 09	59.07		1.35	8.12	19.82	4.74
22	"	21 19	58.60		0.90	19.99	22.27	3.03
23	"	21 40	59.07		2.65	7.21	21.19	4.74
24	"	21 43	59.06		1.35	11.30	22.11	3.51
<u>série II</u>								
25	21/11/76	03 09	59.90		1.35	9.71	25.85	3.20
26	24/11/76	02 36	59.50		1.40	10.17	25.98	2.03
27	27/11/76	17 59	59.10		1.30	10.20	24.64	4.55
28	28/11/76	17 07	58.22		1.90	5.31	27.38	9.45
29	"	23 36	59.05		1.50	9.76	24.41	4.94
30	29/11/76	02 39	59.20		1.15	9.35	24.98	3.90
31	"	02 57	59.21		1.00	9.25	24.89	3.90
32	"	07 40	58.47		1.35	9.55	21.91	9.01

$$M_L = 1.34 \log T_s + 1.14 \quad (\text{WITTLINGER, communication personnelle})$$

où T_s est la durée du sismogramme, exprimée en secondes, pour laquelle l'amplitude du signal est supérieure à un certain niveau de bruit. Cette relation a été établie de la façon suivante : on sélectionne les séismes enregistrés simultanément sur le réseau mobile et à la station sismologique de TRIESTE (ITALIE). Il est possible de calculer la magnitude (M_B) de façon classique à partir des enregistrements du sismographe WOOD-ANDERSON de TRIESTE. Un ajustement par moindres carrés, pour des magnitudes comprises entre 2.8 et 3.8, donne alors la relation indiquée. On admet sa validité pour des séismes de magnitude plus faible.

II. B. 2 - Calcul des spectres expérimentaux.

Le calcul numérique des spectres s'effectue généralement par transformation de Fourier rapide du signal. Cette méthode a été testée dans le cas des séismes proches et nous en donnons un exemple au paragraphe II. B. 2.2. On constate alors que la longueur de l'échantillon choisie pour calculer le spectre affecte sa forme. Comme il paraît difficile de fixer pour tous les séismes traités une longueur d'échantillon standard, on préfère la méthode décrite par AKI et CHOUEY (1975). Elle est développée ci-dessous.

II. B. 2. 1 - Formalisme du calcul.

On fait agir sur le signal enregistré un filtre numérique passe-bande dont la largeur est proportionnelle à la fréquence centrale de la bande.

AKI et CHOUEY (1975) supposent l'amplitude spectrale $F(\omega)$ réelle et constante sur une bande de fréquences $[\omega_0, \omega_1]$ et nulle ailleurs :

$$\begin{aligned} F(\omega) &= F_0 & \omega_0 \leq \omega \leq \omega_1 \\ F(\omega) &= 0 & \omega_1 < \omega \text{ et } \omega < \omega_0 \end{aligned}$$

Dans ces conditions, si $f(t)$ est le signal correspondant à $F(\omega)$:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_1}^{-\omega_0} F_0 e^{i\omega t} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_1} F_0 e^{i\omega t} d\omega$$

$$f(t) = 2F_0 \left(f_1 \frac{\sin \omega_1 t}{\omega_1 t} - f_0 \frac{\sin \omega_0 t}{\omega_0 t} \right)$$

où $f_0 = 2\pi/\omega_0$ et $f_1 = 2\pi/\omega_1$.

L'amplitude maximale est pour $t = 0$:

$$f(0) = 2F_0(f_1 - f_0) = 2F_0 \Delta f = A_0 \quad \checkmark \leftrightarrow \text{P/s}$$

A_0 représente l'amplitude maximale crête-crête du signal filtré et Δf la largeur de la bande de fréquence centrale f_c .

D'où :

$$F_0 = \frac{A_0}{2 \Delta f} \quad \text{P/s} \quad f_c \quad \text{P.S}$$

Cette valeur est affectée à la fréquence f_c .

Nous avons réalisé cette manipulation pour $f_c = 3, 6, 12, 24$ et 48Hz .
Les largeurs de bandes associées sont respectivement $2, 4, 8, 16$ et 32Hz .

Pratiquement, le sismogramme est filtré sur une fenêtre dont la longueur est approximativement de cinq secondes. Il se présente alors sous la forme de plusieurs trains d'ondes à période sensiblement constante, à amplitude croissante puis décroissante, comme dans les battements. Nous mesurons l'amplitude du train correspondant à la phase étudiée. Le filtre numérique a été construit à partir de filtres de BUTTERWORTH de degré trois. C'est un filtre récursif qui concilie rapidité et stabilité (SOURIAU, 1974) . Il est décrit en annexe (Annexe I).

II. B. 2. 2 - Etude comparative des méthodes.

Sur la figure II.1 sont représentés en échelle bilogarithmique les spectres de deux séismes calculés d'une part par transformation de Fourier rapide du signal (dessins supérieurs), d'autre part par la méthode développée au paragraphe précédent (dessins inférieurs). Ils sont corrigés des effets suivants : expansion géométrique, réflexion à la surface libre et instrumentation. L'amplitude spectrale est exprimée en microns-seconde. Nous remarquons sur cet exemple précis la conservation de l'allure générale du spectre d'une méthode à l'autre. Cependant, notre expérience acquise par l'observation de plusieurs centaines de spectres montre que la mise en évidence des tendances caractéristiques est plus difficile à partir d'une analyse spectrale par transformation de Fourier rapide.

La méthode choisie élimine l'ambiguïté du choix de la longueur de l'échantillon. De plus, le spectre obtenu est fortement lissé. En effet, les amplitudes spectrales sont calculées sur une bande de fréquences qui va en s'élargissant ; la résolution est faible et il ne subsiste qu'une tendance représentative du comportement asymptotique. Par ailleurs, on s'affranchit des problèmes posés par la troncature du signal.

II. B. 2. 3 - Corrections.

Pour une application numérique, il faut réduire les amplitudes enregistrées ; un ensemble de corrections classiques permet de transporter les signaux reçus en une station sur la sphère focale centrée sur la source. Il faut tenir compte de l'expansion géométrique, de la réponse crustale et de l'instrumentation.

Le lecteur trouvera les développements de ces corrections en annexe (Annexe II). Dans la suite du travail, les spectres que nous présentons sont corrigés. Le calcul des spectres et des différentes fonctions de transfert a été automatisé sur ordinateur.

Les méthodes de calcul étant maintenant bien précisées, nous pouvons passer à la caractérisation effective de la région focale.

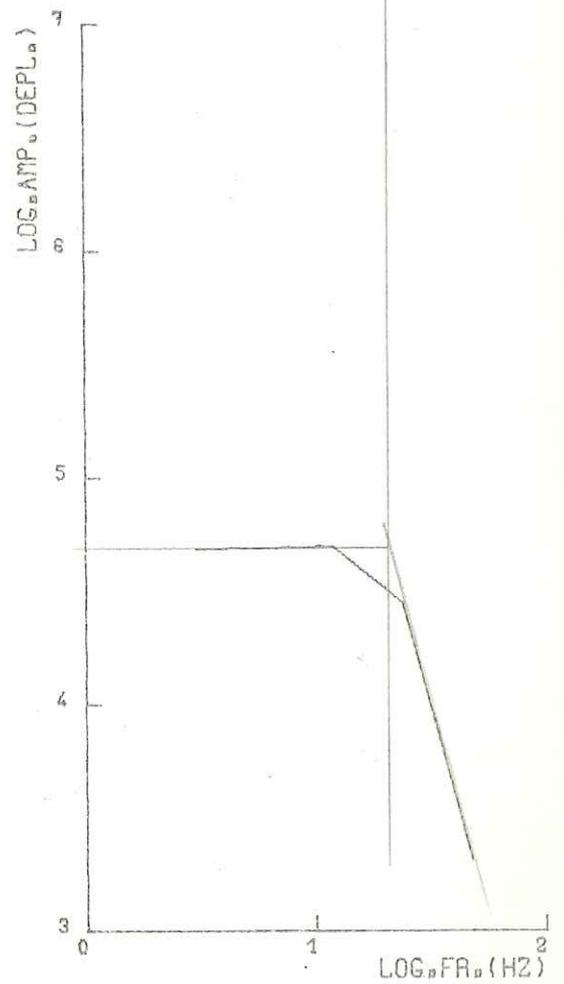
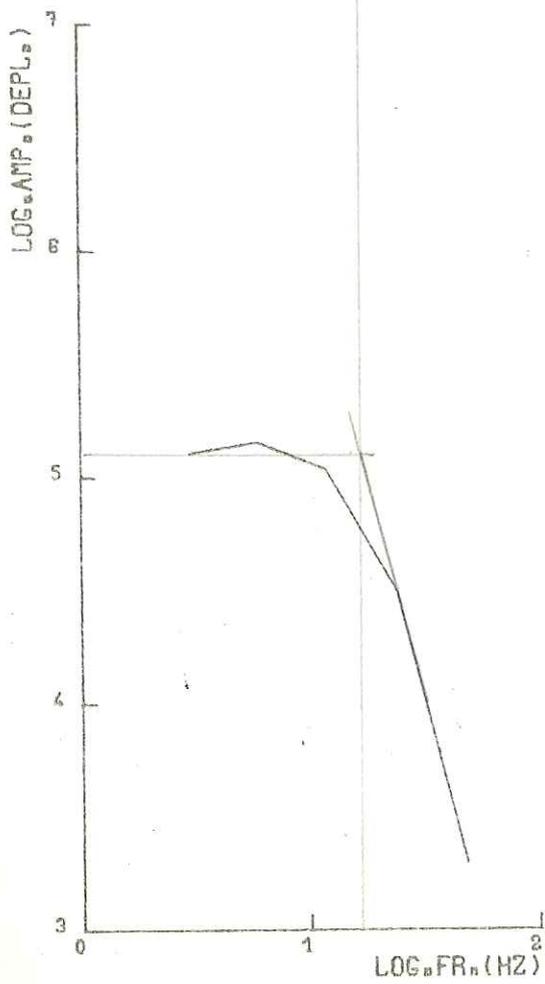
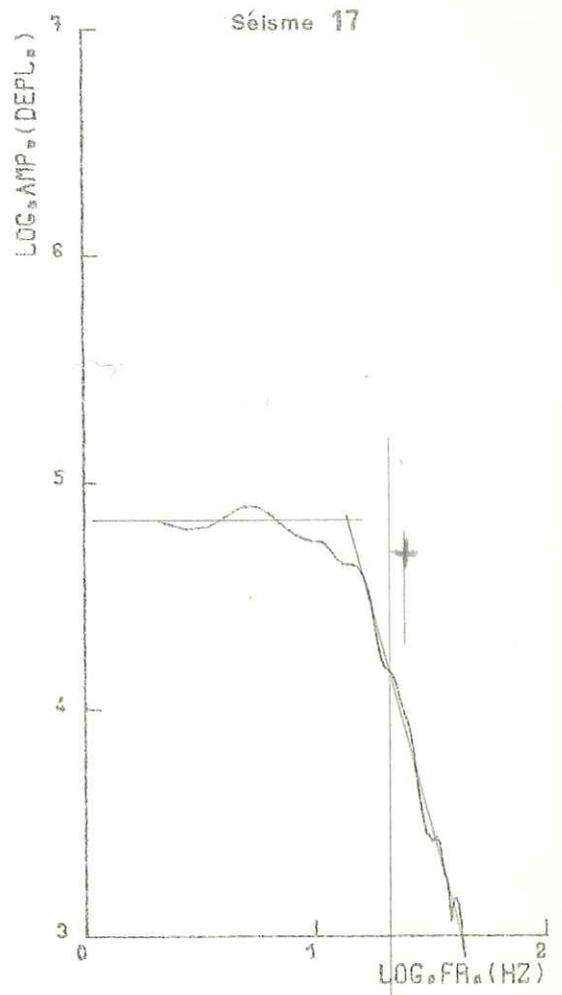
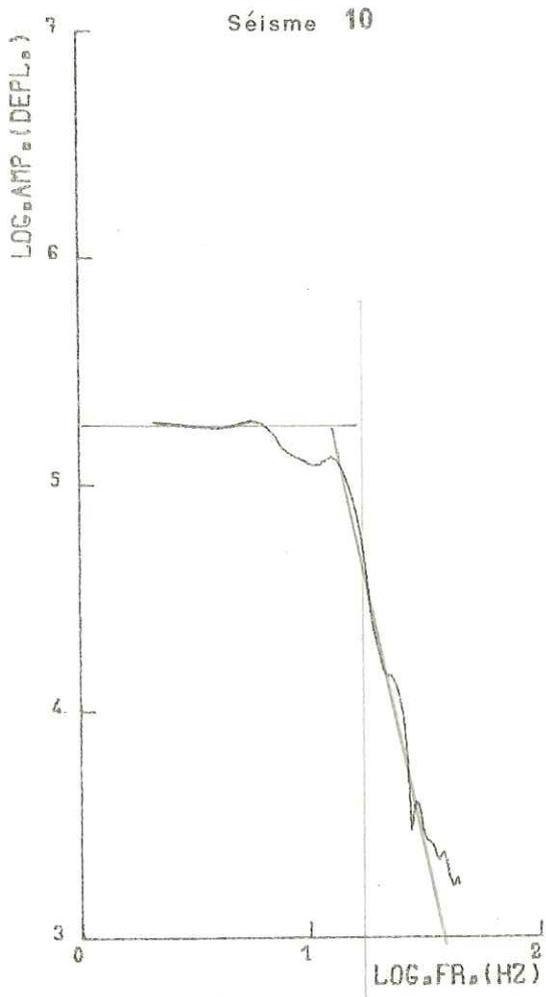


Figure II.1

II. C - Calcul des paramètres. Résultats et commentaires.

II. C. 1 - Caractérisation des sources.

II. C. 1. 1 - Préliminaires. Spectres caractéristiques.

Une importante cause d'erreur du calcul des paramètres définissant la source est due à la radiation. Celle-ci peut se calculer à partir des observations de terrain dans le cas des séismes superficiels où la faille est apparente à la surface terrestre. Mais, généralement, on recherche le mécanisme au foyer par une analyse statistique des sens des premiers mouvements.

Le réseau d'enregistrement étant composé de sept stations, une telle analyse est impossible à moins de supposer une conservation du mécanisme pour une séquence de séismes. On étudie alors une solution nodale composite.

Aussi, nous choisissons de minimiser les effets de la radiation et de la propagation en calculant pour chaque séisme un spectre caractéristique. Il est défini comme la moyenne arithmétique des spectres calculés aux stations où l'onde directe est bien enregistrée.

Sur les figures II.2.a et II.2.b sont représentés en coordonnées bilogarithmiques deux spectres caractéristiques et les spectres locaux à partir desquels ils ont été calculés. Ces derniers pourraient s'interpréter dans le cadre des modèles dislocatifs. Aussi, la définition du spectre caractéristique et son exploitation se trouvent justifiées. Nous remarquons l'influence de la radiation qui se traduit par des niveaux basses-fréquences très différents sur les spectres locaux.

II. C. 1. 2 - Examen qualitatif des spectres caractéristiques.

Sur les figures II.3.a et II.3.b sont représentés les spectres caractéristiques obtenus pour les trente-deux séismes sélectionnés. Ils sont déconvolués de la fonction d'appareillage et de la propagation (Annexe II). L'amplitude est exprimée en microns-seconde. Au-dessus

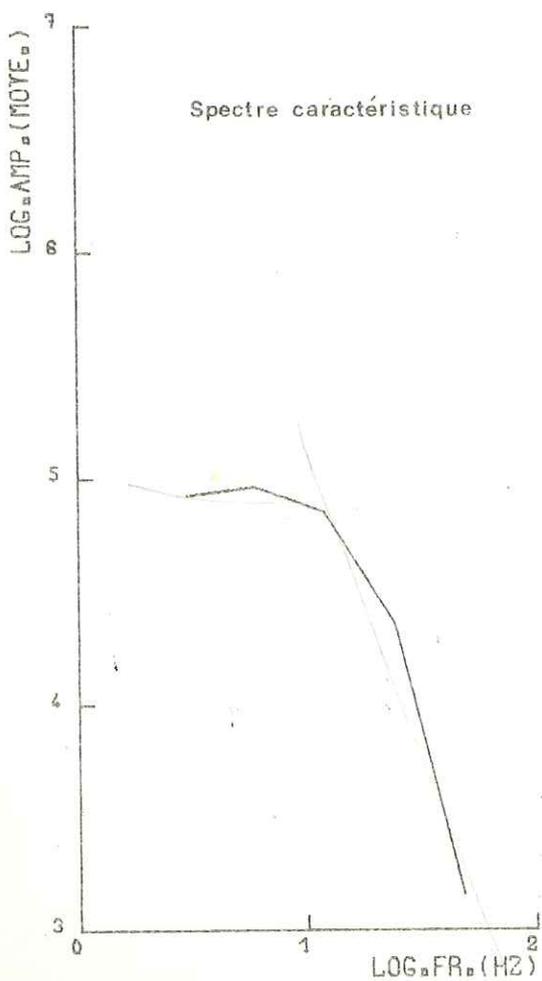
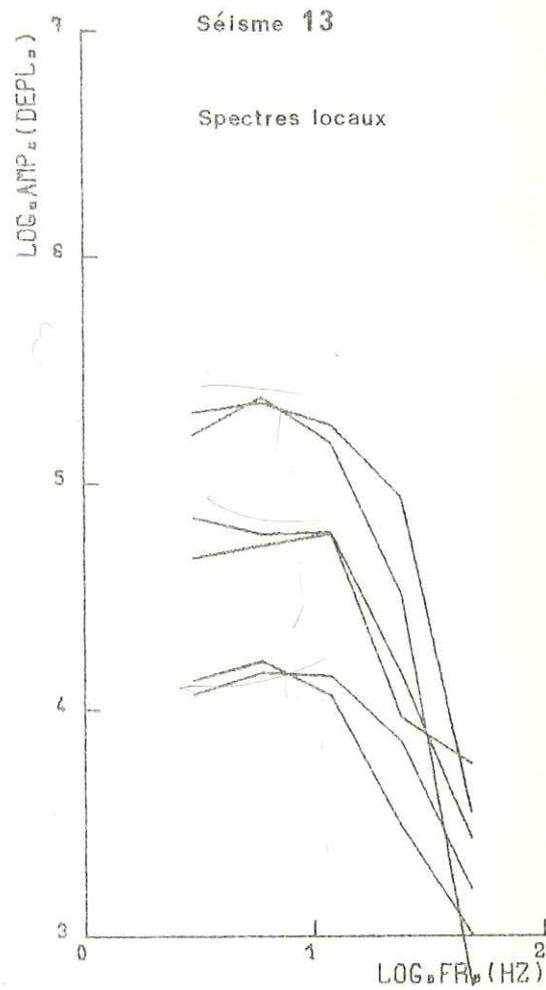
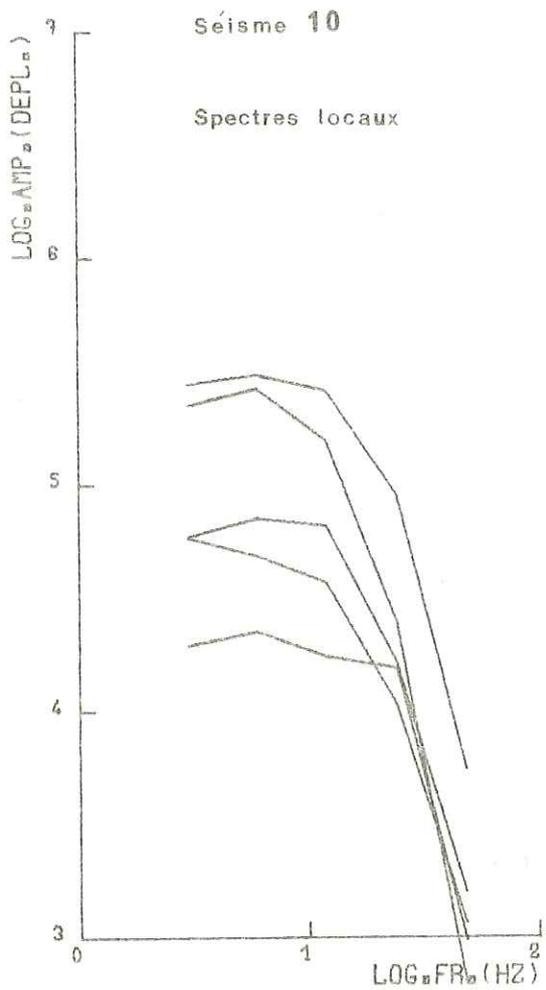


Figure II.2.a

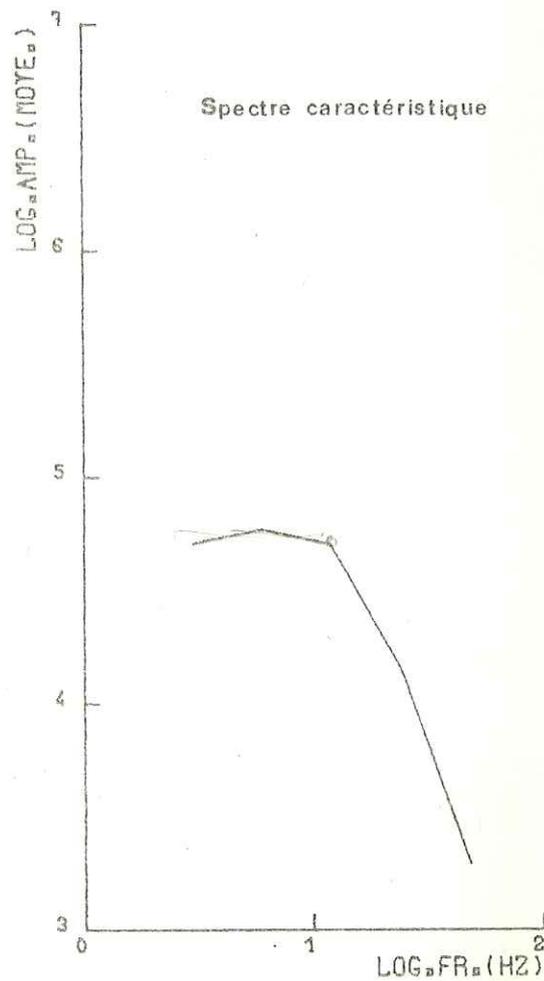


Figure II.2.b

de chaque spectre, nous avons indiqué le n° du séisme correspondant et la magnitude. L'intersection des droites caractérisant le niveau basses-fréquences et la tendance hautes-fréquences est représentée par une croix. Elle détermine la fréquence de coupure.

Excepté les spectres des séismes 2, 3, 9, 15 et 19, nous constatons la présence d'un niveau basses-fréquences sensiblement constant et relativement bien défini. Le domaine de fréquences n'est sans doute pas assez étendu pour permettre la mise en évidence de ce niveau plat pour tous les spectres.

En effet, les séismes du FRIOUL sont d'origine tectonique comme cela ressort du symposium de Rome de 1977. Intuitivement, nous associerons aux plus forts (parmi ceux qui ont été sélectionnés dans le cadre de ce travail) des failles de dimensions plus importantes. Dans ces conditions, il est raisonnable de supposer un enrichissement du spectre en longues périodes pour des séismes forts par rapport à de petits séismes. Compte tenu de la courbe de réponse en vitesse du sismographe (Annexe II, figure 1), sur laquelle nous observons une troncature des longues-périodes (et celle-ci est encore plus importante pour une restitution en déplacement), il est clair que dans le cas des séismes forts ($M_L \geq 3.0$ par exemple), la limite inférieure fréquentielle du spectre : $f_m = 3\text{Hz}$, est encore trop grande pour prendre en compte les basses-fréquences de ces séismes.

Cela est particulièrement vrai dans le cas des séismes 9 et 19 de magnitudes respectives 2.8 et 3.0.

Nous remarquons que le séisme 15 présente un pic dans son spectre. Celui-ci pourrait indiquer une zone de rupture volumique (LEGROS, 1976).

Aux courtes périodes, les spectres sont caractérisés par une décroissance régulière, parfois linéaire, des amplitudes.

log. Amp. Dépl.

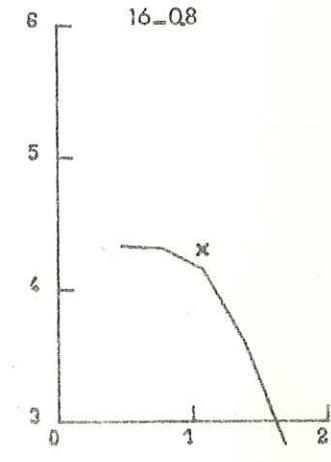
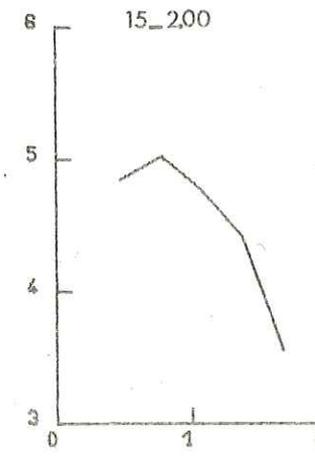
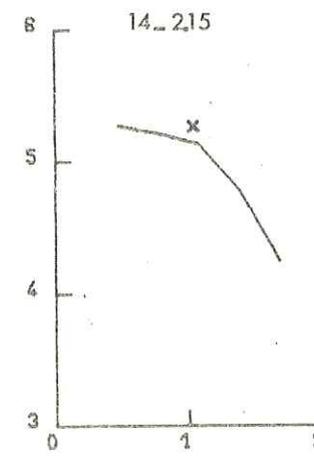
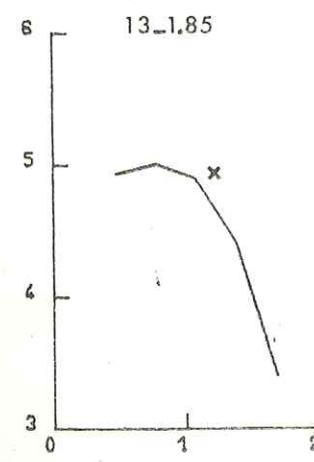
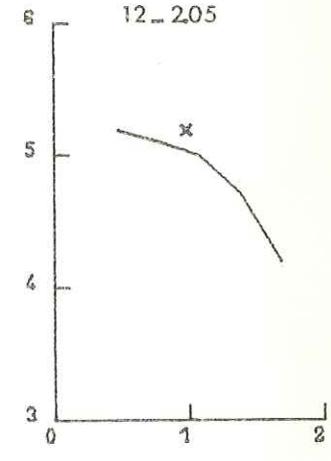
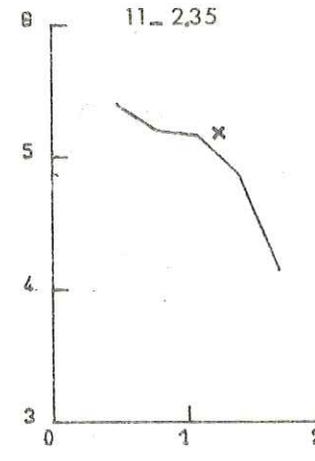
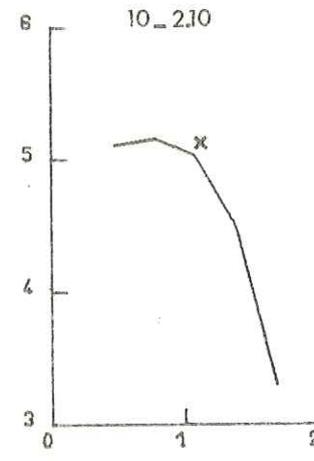
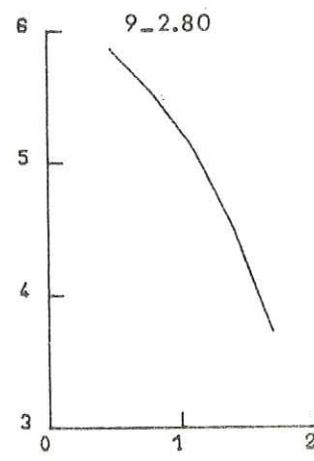
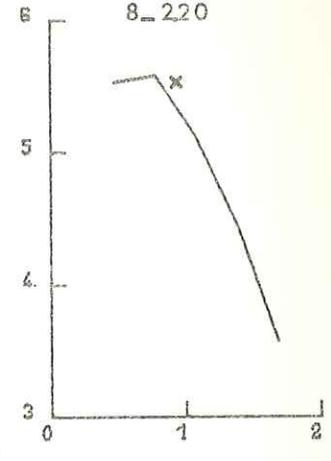
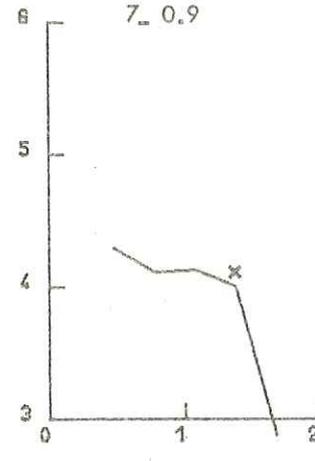
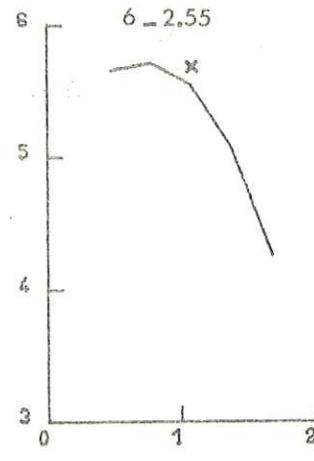
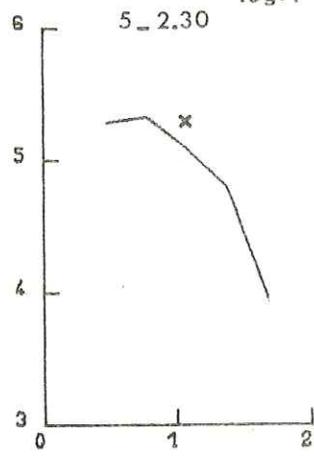
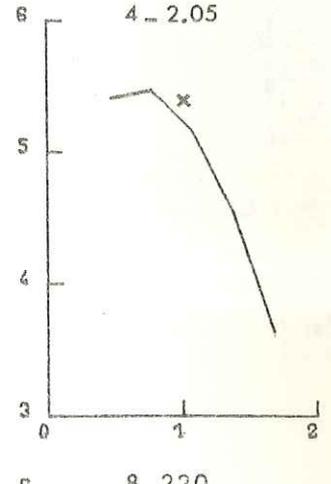
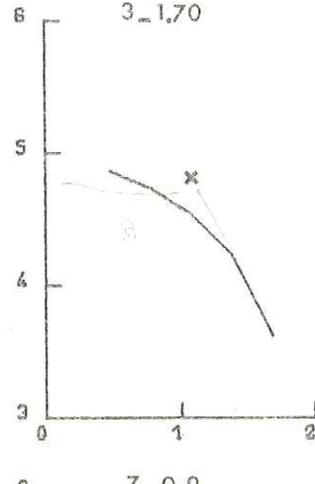
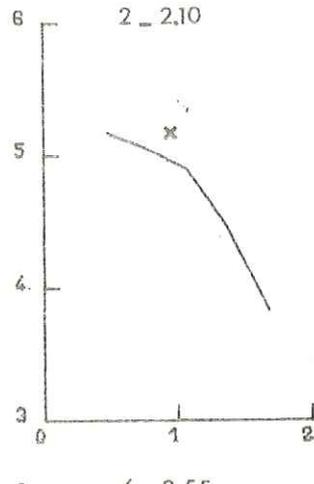
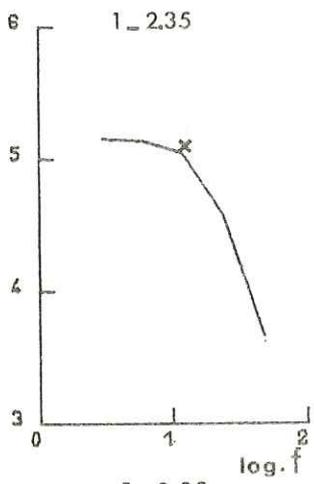


Figure II,3,a

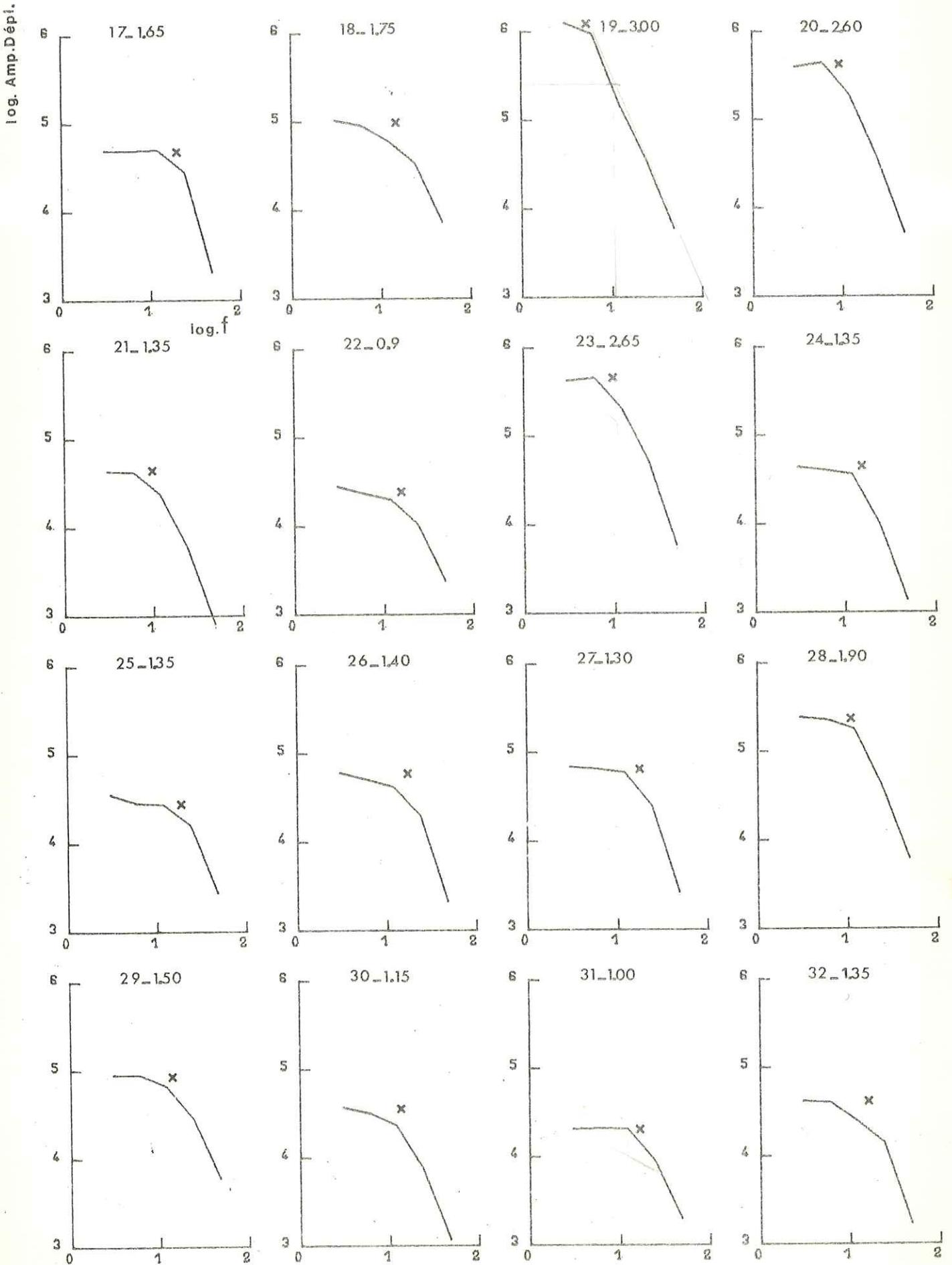


Figure II.3.b

Il est possible de comparer ces résultats avec les spectres théoriques de la figure I.2. En conséquence, le calcul des paramètres définissant la source est possible.

II. C. 1. 3 - Résultats.

Nous avons successivement calculé le moment sismique M_0^P , le rayon de la faille R_s , la dislocation moyenne a_0 et la chute de contraintes $\Delta\sigma$ à partir des relations suivantes :

$$M_0^P = |F(\omega=0)| \cdot \frac{\rho \alpha^3}{R_P} \quad (\text{d'après I.1.4})$$

$$R_s = \frac{\alpha}{2\pi f_c \sin \theta} \quad (\text{d'après I.1.5})$$

$$a_0 = \frac{M_0^P}{\mu \pi R_s^2} \quad (\text{d'après I.1.3})$$

$$\Delta\sigma = \frac{7}{12} \cdot \frac{\mu a_0}{R_s} \quad (\text{d'après I.1.6})$$

où $|F(\omega=0)|$ est la valeur du niveau basses-fréquences du spectre caractéristique,

R_P , la radiation,

f_c , la fréquence de coupure.

Nous avons choisi les valeurs suivantes pour les différentes constantes :

$$\rho = 2.4 \text{ gr/cm}^3$$

$$\mu = 0.3 \cdot 10^{12} \text{ dynes/cm}^2 \quad (\text{DERR, 1969})$$

$$\alpha = 5 \text{ km/s pour la série I et } \alpha = 6 \text{ km/s pour la série II.}$$

Compte tenu de la définition du spectre caractéristique, la radiation R_P et "sin θ " ont respectivement été pris égaux à $1/2$ et $2/\pi$.

La valeur $2/\pi$ du "sin θ " conduit à :

$$R_s = \frac{0.25\alpha}{f_c}$$

Remarquons que pour leurs modèles respectifs, BRUNE (1970) et MADARIAGA (1976) donnent 0.37 et 0.18 comme valeurs du coefficient de proportionnalité entre R_{sP} et α/f_c . Les résultats obtenus pour M_0 , R_s , a_0 et $\Delta\sigma$ sont groupés dans la table II.

Discussion :

Les paramètres n'ont pas été calculés pour les séismes 9 et 15 à cause de la difficulté de définir un niveau basses-fréquences caractéristique.

Dans le cas des séismes 2, 3, 12, 14, 18, 19, 26 et 30, on choisit comme valeur représentative de ce niveau, celle correspondant à l'amplitude spectrale à 3Hz. Dans les autres cas, on calcule la moyenne arithmétique des amplitudes spectrales dont l'ordre de grandeur est sensiblement le même.

Le moment sismique augmente de $0.76 \cdot 10^{18}$ à $72.2 \cdot 10^{18}$ dynes-cm quand la magnitude locale varie de 0.8 à 3.0. Nous avons cherché à exprimer le logarithme de M_0^P en fonction de la magnitude locale. En effet, une telle représentation a souvent été effectuée pour les télé-séismes (par exemple WYSS, 1970) ; il est intéressant de regarder le cas des séismes locaux où les études sont plus rares.

Un ajustement par moindres-carrés donne :

$$\begin{aligned} \text{série I} & : \log M_0^P = 0.82 M_L + 17.26 \\ \text{série II} & : \log M_0^P = 1.16 M_L + 17.15 \end{aligned}$$

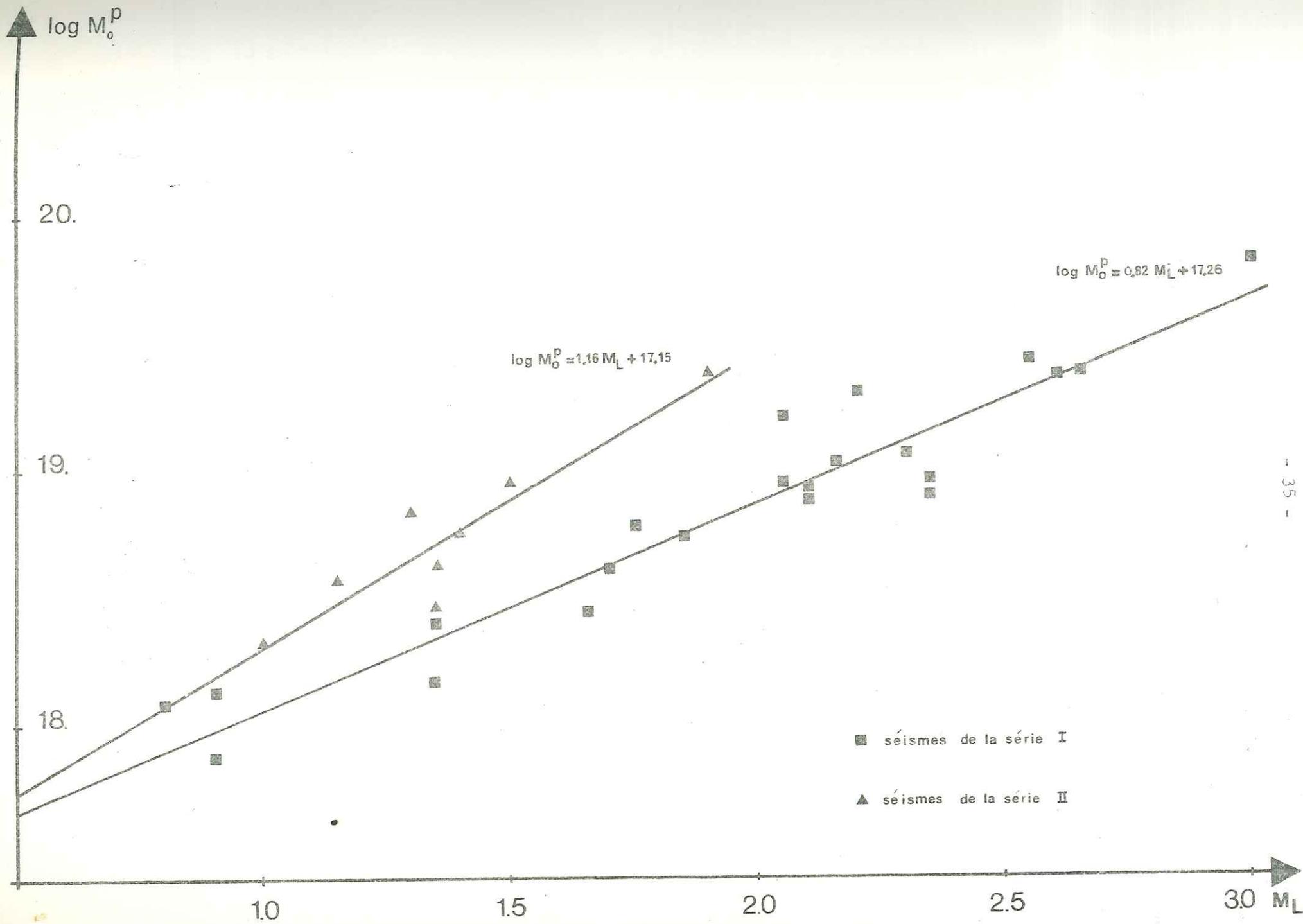
Les coefficients de corrélation obtenus sont respectivement de 0.957 et 0.923. Les deux droites sont reportées sur la figure II.4. Remarquons que BAKUN et Coll. (1976) proposent pour une série de séismes locaux de Californie :

$$\log M_0^P = 1.32 M_L + 16.9 \quad 0.9 \leq M_L \leq 4.1$$

Table II

série I n° du séisme	M_L	$M_0^P \cdot 10^{18}$ (dynes-cm)	$\log M_0^P$	f_0 (Hz)	$\log f_0$	R_s (mètres)	a_0 (mm)	$\Delta\sigma$ (bars)
1	2.35	8.18	18.91	12.12	1.08	103	0.8	1.4
2	2.10	8.54	18.93	8.91	0.95	140	0.5	0.6
3	1.70	4.18	18.62	11.66	1.07	107	0.4	0.6
4	2.05	16.1	19.21	10.	1.	125	1.2	1.5
5	2.30	11.7	19.07	11.22	1.05	111	1	1.6
6	2.55	27.9	19.45	11.66	1.07	107	2.8	4.2
7	0.9	0.76	17.88	22.39	1.35	56	0.3	0.8
8	2.20	20.7	19.32	8.41	0.93	149	1	1.2
9	2.80	-	-	-	-	-	-	-
10	2.10	7.82	18.89	12.83	1.11	97	0.9	1.6
11	2.35	9.07	18.96	13.59	1.13	92	1.2	2.2
12	2.05	8.88	18.95	10.	1.	125	0.6	0.8
13	1.85	5.42	18.73	16.47	1.22	76	1.	2.3
14	2.15	10.7	19.03	10.39	1.02	120	0.8	1.2
15	2.00	-	-	-	-	-	-	-
16	0.80	1.21	18.08	12.59	1.10	99	0.1	0.2
17	1.65	2.84	18.45	20.73	1.32	61	0.8	2.3
18	1.75	5.96	18.78	14.40	1.16	87	0.8	1.7
19	3.00	72.2	19.86	5.21	0.72	240	1.4	1.
20	2.60	24.2	19.38	9.26	0.97	135	1.4	1.8
21	1.35	2.49	18.40	10.	1	125	0.2	0.2
22	0.90	1.35	18.13	16.47	1.22	76	0.2	0.6
23	2.65	25.3	19.40	10	1	125	1.7	2.4
24	1.35	1.47	18.17	14.96	1.18	84	0.2	0.5
série II								
25	1.35	2.85	18.46	19.20	1.28	78	0.5	1.1
26	1.40	6.00	18.76	16.79	1.23	89.	0.8	1.6
27	1.30	6.84	18.83	17.11	1.23	89.	0.9	1.8
28	1.90	24.4	19.39	11.22	1.05	134	1.5	1.9
29	1.50	8.92	18.95	14.68	1.17	102.	0.9	1.6
30	1.15	3.67	18.56	12.83	1.11	117	0.3	0.4
31	1.00	2.07	18.32	16.79	1.23	89	0.3	0.5
32	1.35	4.14	18.62	17.11	1.23	89.	0.6	1.1

Figure II.4



Les coefficients définissant ces trois relations sont du même ordre de grandeur. Regardons plus précisément nos résultats.

L'ordonnée à l'origine est pratiquement identique : 17.26 et 17.15 . Cependant, si les moments sismiques calculés par ces deux relations ne diffèrent que d'une quantité inférieure aux incertitudes couramment admises, il existe néanmoins un changement significatif de la valeur de la pente entre la série I : 0,82 et la série II : 1.16 . Cela signifie que M_0^P varie plus vite avec M_L dans le deuxième cas que dans le premier. Les séismes de la série I se sont produits moins d'une semaine après le choc principal du 6 Mai , alors que pour la série II , il existe un intervalle de plus de deux mois entre le choc principal du 15 Septembre et la séquence. Il est probable que , peu de temps après une secousse importante, le milieu est très fracturé ; et que, dans ces conditions, la valeur du module de rigidité μ est inférieure à son niveau moyen. Cela ne pourrait-il pas expliquer les valeurs plus faibles de M_0^P , à magnitude locale égale, dans le cas de la série I ? Cette valeur plus importante de la pente dans le cas des séismes de la série II pourrait traduire une évolution plus avancée du milieu vers l'équilibre.

La dimension de la faille est calculée à partir de la fréquence de coupure. Voici la procédure suivie :

a) Le niveau basses-fréquences est déterminé de la même façon que pour le calcul du moment sismique ;

b) Selon l'allure du spectre, on choisit les domaines [24Hz - 48Hz] ou [12Hz - 48Hz] pour définir la tendance hautes-fréquences. Dans le deuxième cas, on calcule la droite des moindres carrés en utilisant les amplitudes spectrales à 12Hz, 24Hz et 48Hz .

Les rayons des sources vont de 56 à 240 mètres. Ces valeurs sont à rapprocher de celles obtenues par SPOTTISWOODE et MAC-GARR (1975) et BAKUN et Coll. (1976). Elles fournissent un ordre de grandeur des accidents tectoniques locaux. Il est intéressant de constater

que des séismes qui ne sont pas, ou peu, ressentis par l'homme concernent, dans le cas des modèles dislocatifs, des failles d'une centaine de mètres de diamètre.

Nous avons essayé de corrélérer les magnitudes locales aux dimensions des failles. La magnitude mesurant le logarithme d'un déplacement, on exprime le logarithme du rayon R_s en fonction de M_L . Un ajustement par moindres carrés donne :

$$\text{série I : } \log R_s = 0.15M_L + 1.73$$

$$\text{série II : } \log R_s = 0.16M_L + 1.77$$

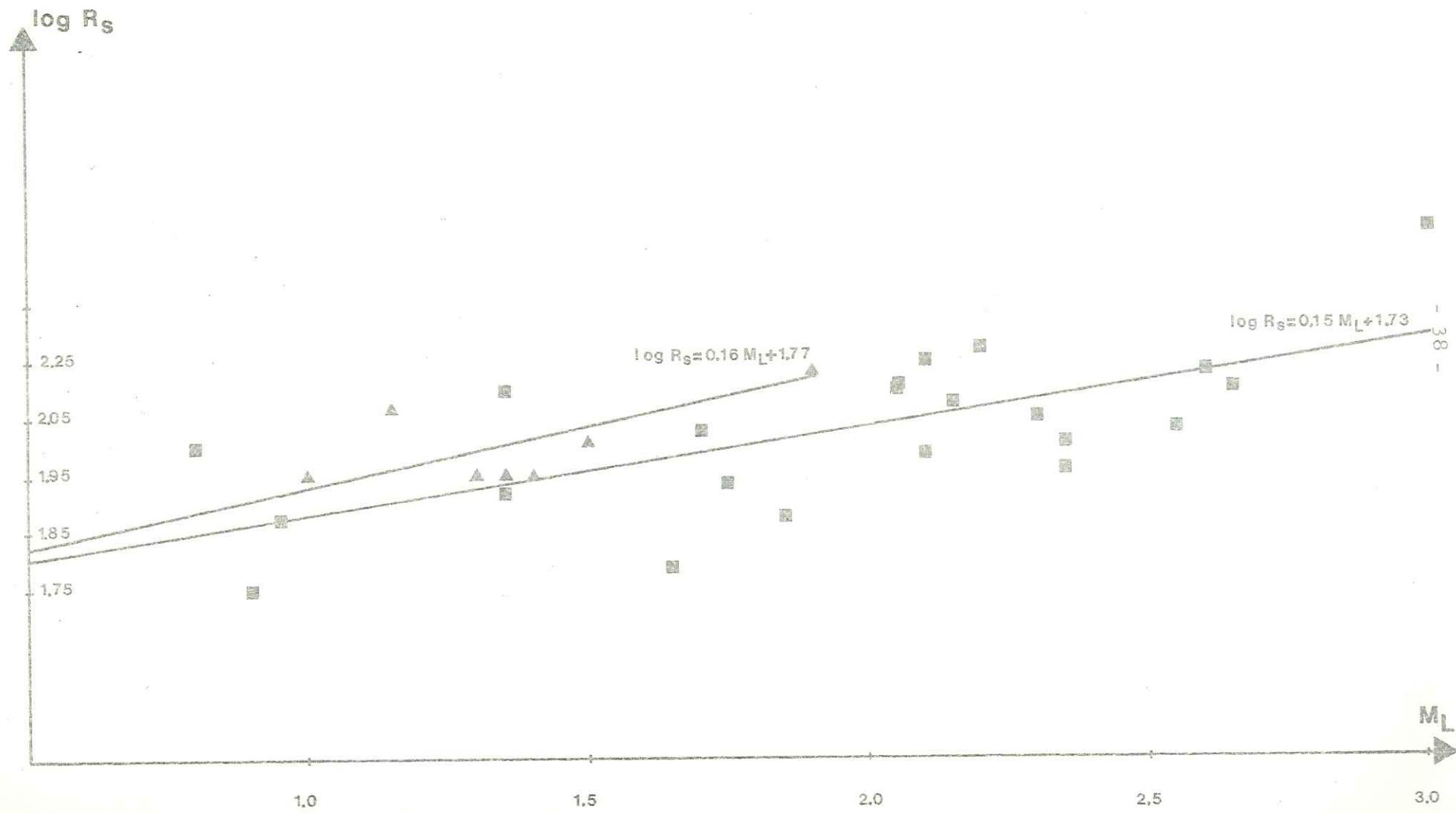
Les coefficients de corrélation sont respectivement de 0.662 et 0.542 (figure II.5) ; il existe donc une très grande dispersion des données. Cela serait dû à la variation de la dislocation moyenne.

Les grandeurs trouvées pour ces dislocations sont très faibles. En effet, la valeur la plus importante de a_0 est de 2.8 mm ; elle est obtenue pour le séisme 6 de magnitude $M_L = 2.6$ où le rayon de la faille calculé est voisin de 100 mètres. Ces dislocations pourraient traduire physiquement l'existence de microfractures dans le milieu après un très fort séisme.

AKI (1967, 1972) cherche à comparer des séismes de magnitude différente : il faut pour cela réduire à un seul le nombre des paramètres définissant la source. L'auteur adopte donc une loi de similitude dans laquelle la dislocation moyenne a_0 et la dimension de la faille R_s varient proportionnellement.

A partir des résultats de HOANG (1974), de GRANET (1975) et de LEGROS (1976), nous avons considéré le rapport R_s/a_0 pour des séismes proches superficiels (la profondeur h du foyer est inférieure à 5 km), des télé-séismes plus profonds ($h < 50$ km) et intermédiaires ($h \approx 200$ km). On constate alors que ce rapport est d'autant plus petit que les séismes sont plus profonds. Dans ces conditions, l'impossibilité d'établir une telle loi de similitude n'est-elle pas impliquée ?

Figure E.5



La chute de contraintes $\Delta\sigma$ est voisine d'un bar. En général, elle est d'autant plus importante que la dislocation est grande. Elle atteint sa valeur maximale pour le séisme 6 : 4,2 bars. Remarquons que ces chutes de contraintes sont très faibles devant la pression hydrostatique qui, à cinq kilomètres de profondeur, est approximativement de 1200 bars.

Nous venons de quantifier quatre des paramètres qui définissent les sources sismiques. La prochaine étape consiste en un essai d'étude de la région focale à partir du facteur de qualité.

II. C. 2 - Caractérisation du milieu.

II. C. 2. 1 - Préliminaires. Spectre moyen régional.

Pour déterminer les paramètres de la source, nous avons considéré un spectre caractéristique établi sur l'ensemble des stations. Il serait possible de définir un facteur de qualité à partir du spectre d'un seul séisme sur les différents trajets "source-station" possibles. Cependant, afin que cette valeur de Q soit plus représentative, on préfère calculer en chaque station un spectre moyen à partir de plusieurs séismes appartenant à la même région focale en espérant ainsi minimiser les effets de la source.

A cette fin, nous avons distingué les deux séries de séismes suivantes :

- série A : elle est composée des séismes 8, 10, 13, 16, 17, 20, 21 et 23. Ils appartiennent à la séquence de répliques faisant suite au séisme de magnitude $M_B = 5.5$ du 11 Mai 1976 à 23 h 45 heure locale.

- série B : elle est composée des séismes 25, 26, 27, 29, 30 et 31.

Pour chacune d'elles, il y a conservation du mécanisme au foyer (WITTLINGER, communication personnelle).

En chaque station, on calcule un spectre moyen régional défini comme la moyenne arithmétique des spectres de la série considérée. Seuls, ceux qui présentent des tendances hautes et basses fréquences bien caractérisées ont été conservés, c'est-à-dire :

- pour la série A : les spectres calculés aux stations de Péonis, Bordano, Gemona, Buia et Ragona ;

- pour la série B : les spectres calculés aux stations d' Avasinis, Bordano, Ospedaletto et Frattins.

L'emplacement de ces stations est indiqué sur l'esquisse géologique de la région sismique que nous présentons sur la figure II.6.

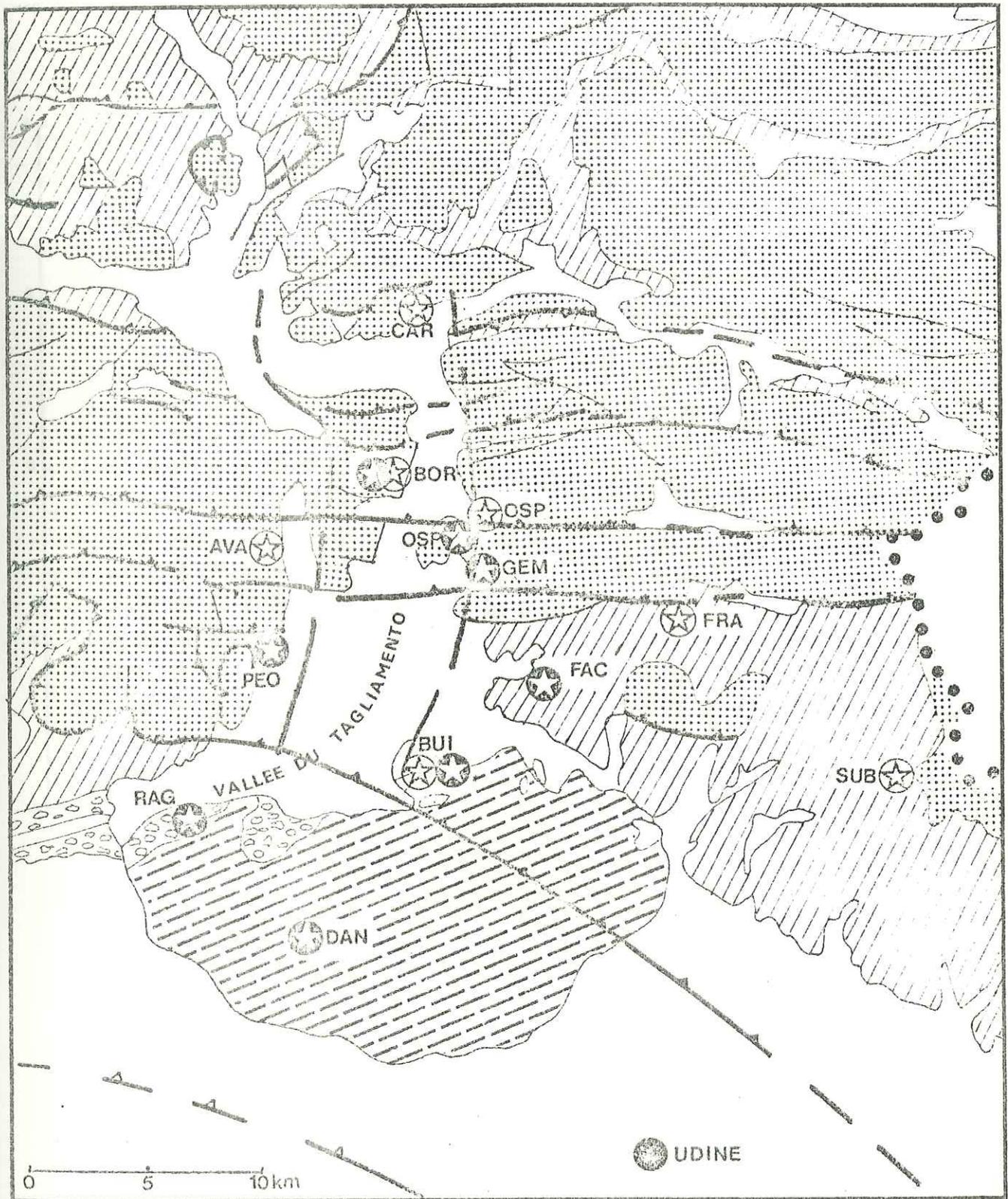
Géologiquement, la région épacentrale occupe la vallée de la rivière Tagliamento , au Sud du confluent avec la rivière Fella . C'est une zone de contact entre les Alpes Carniques calcaires et d'autres régions formées principalement de flysch Eocène et de conglomérats Pontiens (MARTINIS, 1976).

Sur la figure II.7 sont représentés les spectres moyens régionaux considérés. Nous avons indiqué la station correspondante. Les spectres peuvent s'interpréter dans le cadre des modèles dislocatifs. Les tendances hautes-fréquences à partir desquelles nous calculons le facteur de qualité sont bien caractérisées.

Q a été calculé à partir de la relation suivante :

$$\frac{S(f_1)}{S(f_2)} = \exp(-\pi(f_1 - f_2) \frac{t}{Q}) \cdot \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^{3/2} \quad (\text{d'après I.1.9})$$

où $S(f_i)$ est l'amplitude du spectre considéré à la fréquence f_i .
On impose $f_1 = 24\text{Hz}$ et $f_2 = 48\text{Hz}$ dans tous les cas. De sorte que les différents facteurs de qualité sont obtenus sur des domaines de fréquences identiques.



- | | | |
|---|---|--|
|  dépôts superficiels |  roche argilo-marneuse |  sismographes mai 1976 |
|  moraines |  calcaire dolomitique |  sismographes depuis septembre 1976 |
|  conglomérat miocène |  faille de chevauchement | |
| |  faille | |

Figure II.6

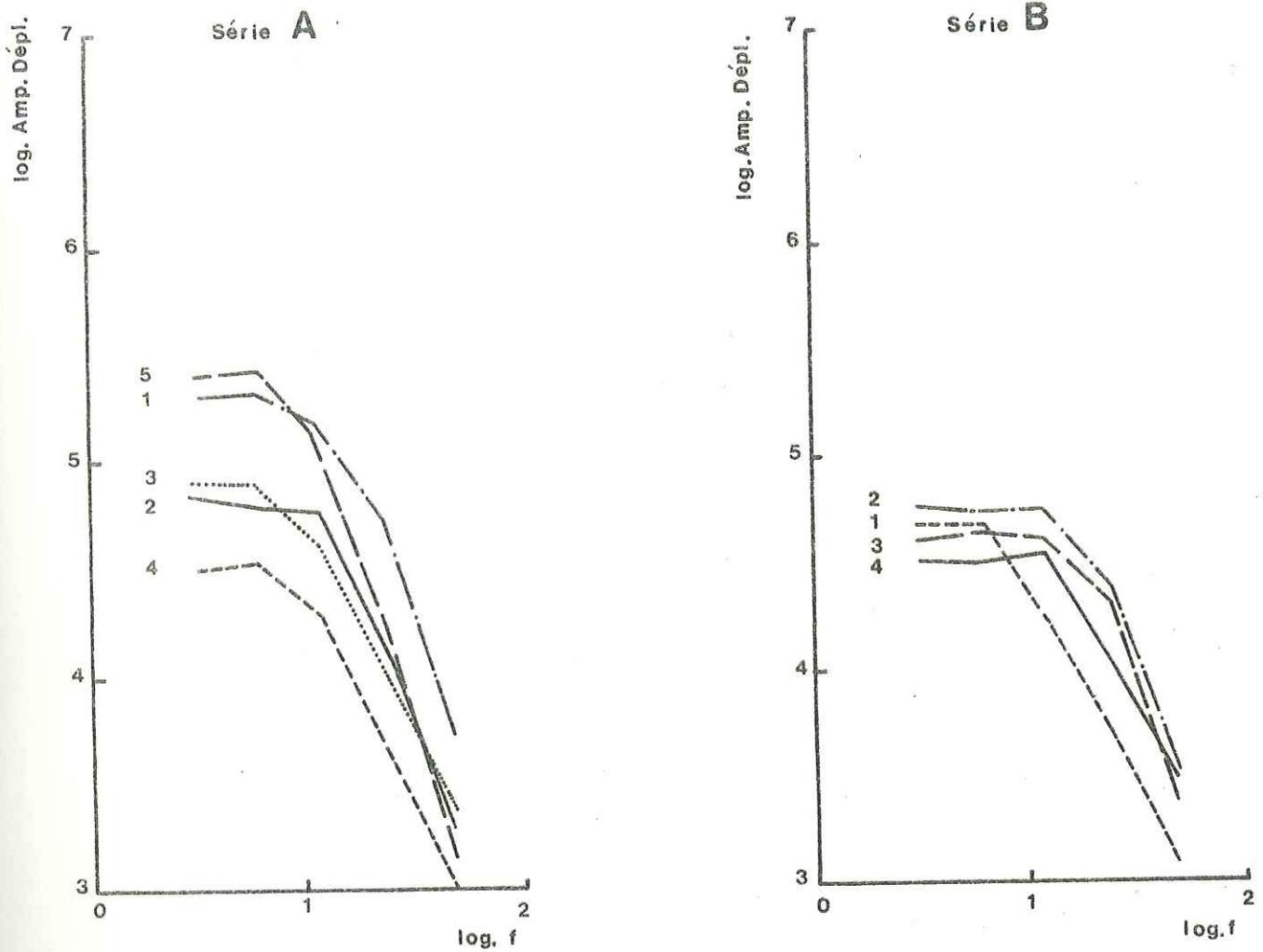


Figure II.7

Séries	Stations d'enregistrement	Valeurs de la pente	Q _p moyen	ΔQ _p
A	1 Peonis	-3.3	60	10
	2 Bordano	-2.4	200	20
	3 Buia	-2.1	300	30
	4 Gemona	-2.1	300	10
	5 Ragona	-3.5	110	10
B	1 Avasinis	-2.	160	10
	2 Bordano	-2.9	70	20
	3 Ospedaletto	-3.	70	10
	4 Frattins	-1.9	570	20

Table III

Dans l'expression (I.1.9), le temps de propagation t est pris égal à :

$$t = \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{n}$$

où n est le nombre de séismes de la série considérée et t_i , les temps de propagation de l'onde P pour chaque séisme à la station concernée. Les résultats sont groupés dans la table III. Les valeurs extrêmes de t introduisent l'incertitude ΔQ qui est fonction de Q et de la répartition spatiale des foyers. Bien évidemment, les valeurs indiquées concernent l'onde P.

II. C. 2. 2 - Commentaires.

Les valeurs du facteur de qualité Q_P sont élevées dans le cas où la pente expérimentale s'approche de la pente théorique : $-3/2$. Cela est particulièrement vérifié à Buia et à Gemona pour la série A et surtout à Frattins pour la série B (Table III).

Sur les figures II.8.a et II.8.b sont reportées les valeurs de Q_P moyen obtenues sur les différents trajets possibles. La surface cerclée correspond à la zone englobée par les épicentres des séismes. Remarquons qu'il existe des variations azimutales importantes du facteur de qualité pour une même série.

Les mécanismes d'atténuation sont complexes et multiples. Nous estimons que dans une région à forte sismicité, il existe un nombre de microfractures très élevé dans le milieu. La friction de la particule, mise en mouvement par la propagation de l'onde, à travers ces microfractures est vraisemblablement une cause importante d'atténuation ; et cela sous des conditions de température et de pression correspondant à celles des couches superficielles de la croûte. L'amortissement des ondes sismiques peut également être la conséquence de la dispersion causée par des hétérogénéités à l'échelle polycristalline des roches sédimentaires.

Qu'en est-il de nos résultats ?

Séismes de MAI - Série A

Séismes de NOVEMBRE - Série B

Figures I.8

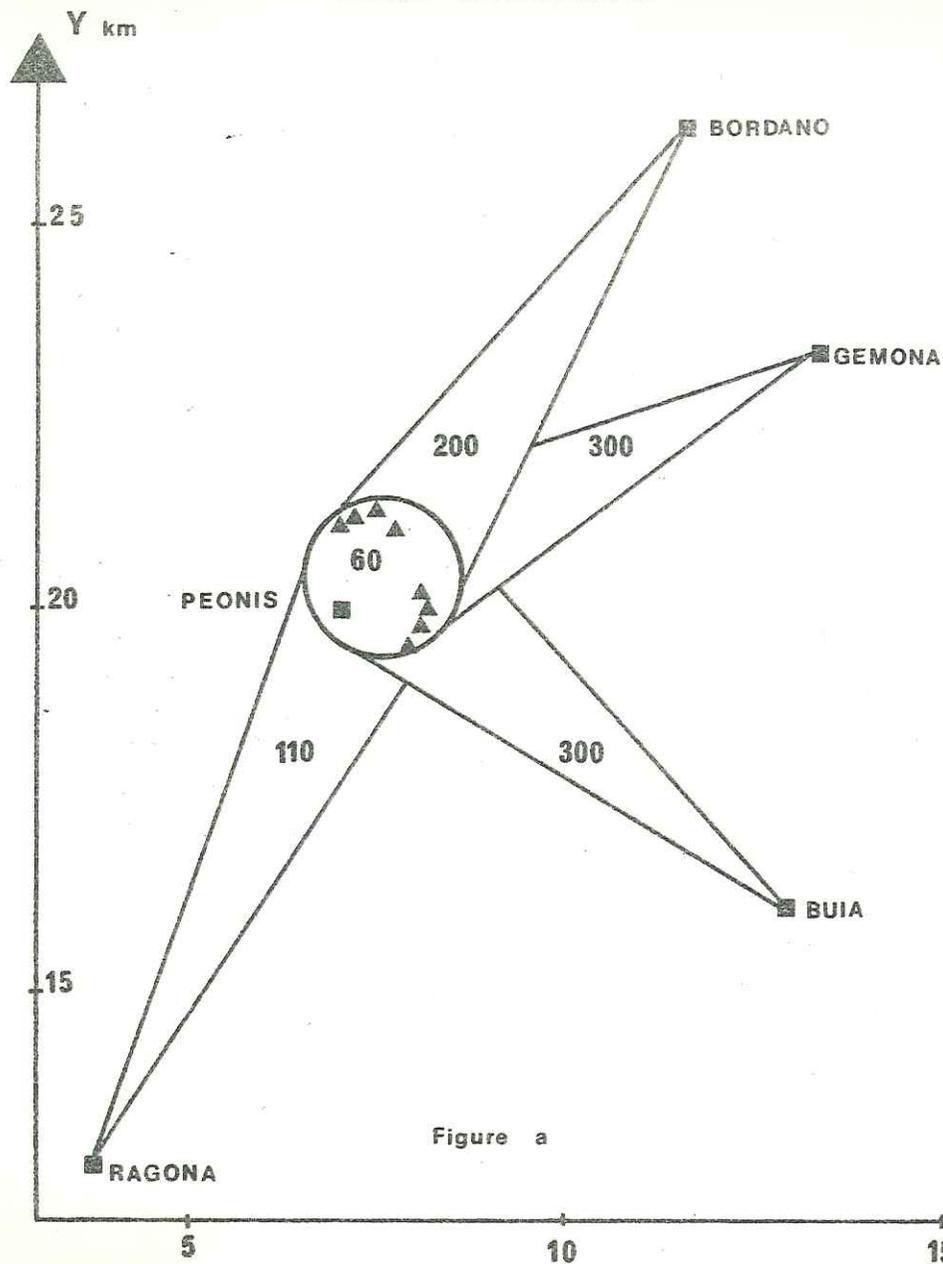


Figure a

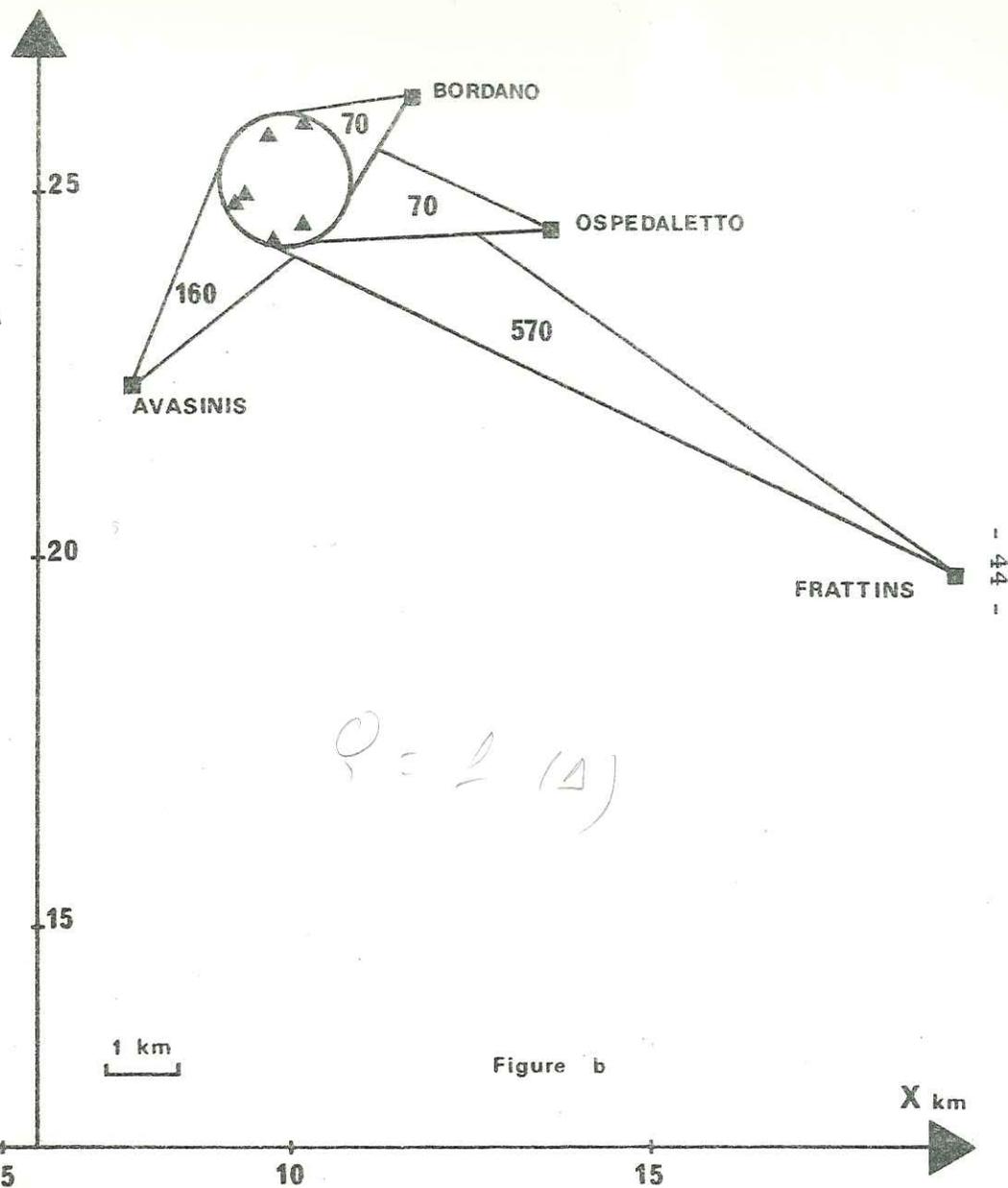


Figure b

X km

a) Dans le cas des séismes de la série A (figure II.8.a) la faible valeur de Q_P à Péonis : $Q_P = 60$, traduit une très forte atténuation locale. La station est pratiquement à la verticale des foyers et les séismes composant la série appartiennent à la séquence de répliques d'une secousse importante de magnitude $M_B = 5.5$. A cause de celle-ci, il existerait dans le milieu une densité de microfractures très importante. La zone intéressée constitue alors une région très absorbante et cela se traduit par une atténuation plus grande le long d'un rai ayant traversé celle-ci.

Les stations de Bordano, Gemona, Buia et Ragona sont situées à des distances comparables des séismes composant la série. Il existe une bonne cohérence des résultats obtenus à Gemona et à Buia : $Q_P \approx 300$ dans les deux cas. Ce résultat est justifié car les ondes traversent les mêmes couches géologiques de la vallée du Tagliamento (MARTINIS, 1976).

Sur la carte de sismicité qui est reproduite partiellement sur la figure II.9.a, on note que la région intéressée par le trajet Péonis-Ragona est aséismique et que la sismicité est faible pour la région concernée par le trajet Péonis-Bordano. Les valeurs du facteur de qualité à Ragona : $Q_P = 110$, et à Bordano : $Q_P = 200$, seraient donc caractéristiques de la nature des roches traversées.

b) Dans le cas des séismes de la série B (figure II.8.b), les valeurs de Q_P à Bordano : $Q_P = 70$, et à Ospedaletto : $Q_P = 70$, seraient encore la conséquence d'une importante microfracturation des roches. En effet, il y a eu migration de l'activité sismique de Mai à Novembre (figure II.9.b). La forte sismicité de la région intéressée par la propagation des ondes P enregistrées aux stations de Bordano et d'Ospedaletto implique une forte microfracturation des roches dont nous pensons qu'elle est responsable de l'atténuation observée.

Le résultat à la station d'Avasinis : $Q_P \approx 160$, est cohérent avec celui qui a été obtenu à la station de Bordano dans le cas de la série A. Il existe des similitudes quant aux trajets suivis par les rais

SEISMICITE 10-12 MAI

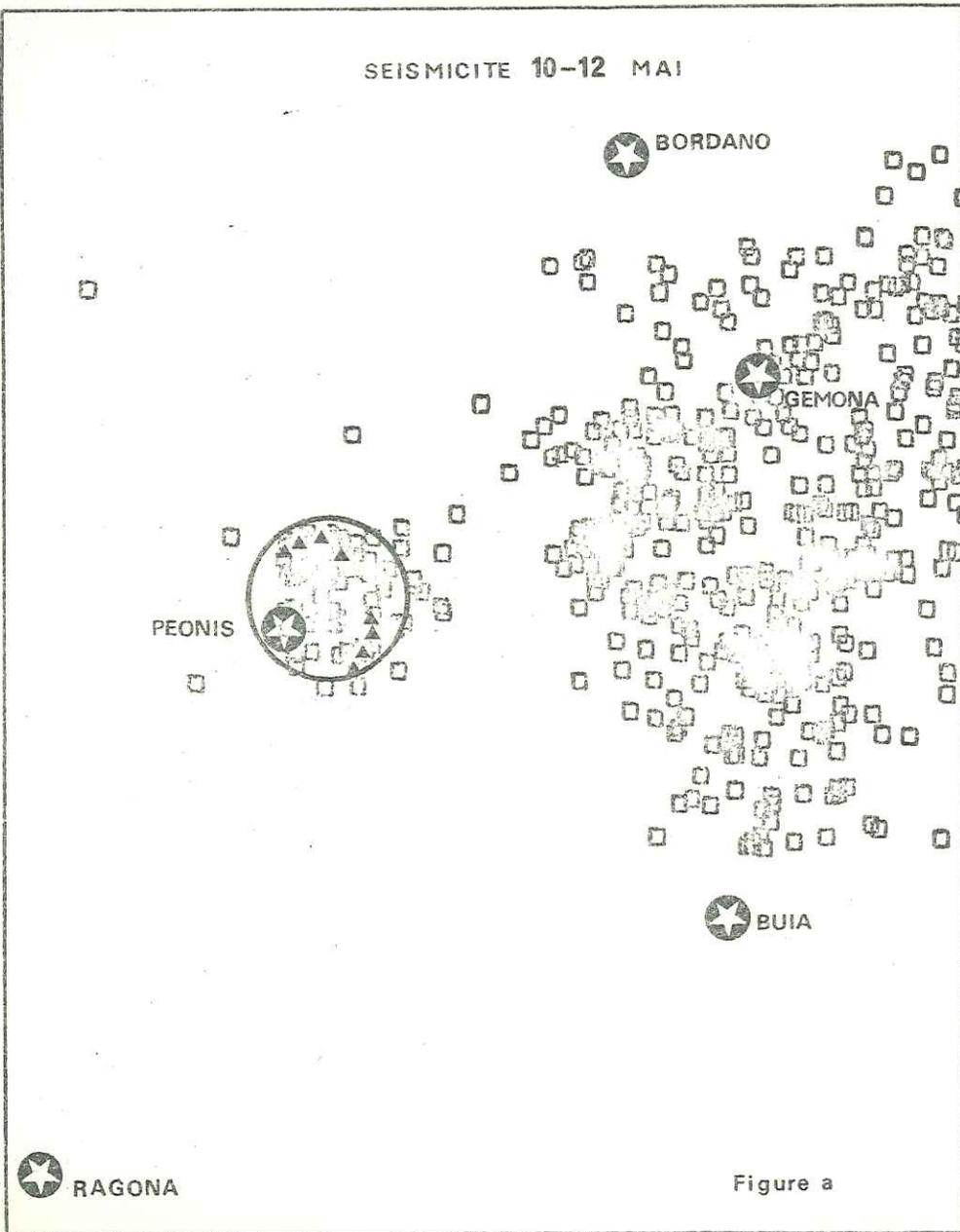


Figure a

SEISMICITE SEPTEMBRE-NOVEMBRE



Figure b

Figures II.9

46 -

sismiques dans les deux cas : certaines zones pourraient donc être de même composition géologique ; cela justifierait la cohérence entre les deux résultats. Nous interprétons cette valeur de Q_P voisine de 200 comme caractéristique des couches géologiques traversées par les rais.

On obtient à Frattins une valeur de $Q_P : Q_P \approx 570$, qui traduit une faible atténuation. Elle serait la conséquence de l'éloignement de la station du domaine focal des séismes de la série B : $\Delta \approx 12$ km. Les ondes se propagent davantage en profondeur dans des couches plus homogènes.

En résumé, il semble que les ondes sismiques qui se propagent dans des régions fracturées par une forte sismicité subissent une atténuation importante.

CONCLUSION

Que pouvons-nous retenir de cette première partie ? Nous nous sommes placés dans le cadre théorique des modèles dislocatifs de sources sismiques et nous avons montré la validité de l'approximation de champ lointain pour le calcul théorique du spectre de déplacement dans le cas des séismes proches.

A partir de cette constatation, nous avons pu calculer, sur des spectres expérimentaux déterminés par la méthode développée par AKI et CHOUET (1975), des paramètres caractéristiques de la source : le moment sismique M_0^P , le rayon de la source R_s , la dislocation moyenne a_0 et la chute de contraintes $\Delta\sigma$.

Les résultats obtenus pour M_0^P et R_s sont en accord avec ceux d'études similaires où le calcul classique des spectres par transformation de Fourier rapide a été utilisé. Ils justifient la validité et la cohérence de la méthode employée. En reliant le logarithme de M_0^P à la magnitude locale M_L , nous pensons avoir montré que le module de rigidité μ diminue après un choc important.

Ce travail fournit aux Ingénieurs du Génie Civil des ordres de grandeur des accidents tectoniques locaux, des rejets des failles, directement applicables à la simulation de la résistance des constructions aux risques sismiques.

En ce qui concerne le facteur de qualité, il apparaît à l'évidence que le choix du modèle de source conditionne les résultats.

Cependant, et nous insistons sur ce point, il n'en modifie pas leur interprétation. Quel que soit le modèle choisi dans le schéma dislocatif, il subsistera une variation azimutale de la valeur de Q_p dont nous pensons qu'elle trouve son origine dans une microfracturation plus ou moins prononcée des régions intéressées par la propagation des ondes sismiques.

Dans la première partie de cette thèse, qui est consacrée à une étude cohérente de la région focale à partir d'un schéma théorique donné, nous avons calculé des paramètres, caractérisant la source et le milieu, que nous qualifierons de classiques. En effet, ceux-ci ont déjà fait l'objet de travaux nombreux bien que, à notre connaissance, rares soient ceux réalisés en Europe sur des séismes proches.

Dans la deuxième partie, nous allons discuter de la dispersion différentielle des ondes de volume ; elle représente la différence entre les temps de groupe calculés des ondes P et S. C'est un paramètre d'investigation de la région focale qui est encore peu connu et par conséquent, qui mérite le développement important que nous lui consacrons.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DISPERSION DIFFERENTIELLE

DES ONDES DE VOLUME DE SEISMES PROCHES

CHAPITRE I
RAPPELS THEORIQUES

I. A - Introduction.

Le spectre d'amplitude des ondes de volume est plus "utilisé" que le spectre de phase ; et pourtant, ce dernier permet d'obtenir une information complémentaire de celle qui est déduite du spectre d'amplitude.

Anne SUTEAU (1975) montre notamment l'intérêt d'étudier la dispersion éventuelle du spectre de phase à la source au cours d'un travail théorique.

Malheureusement, il est difficile de retrouver directement l'information contenue dans ce spectre à partir des documents ; mais cet auteur remarque qu'une dispersion du spectre de phase doit entraîner une variation du temps de propagation de l'onde de groupe avec la fréquence.

Nous nous intéresserons plus particulièrement à la différence des temps de groupe correspondant aux ondes P et S et, naturellement, à sa variation en fonction de la fréquence.

Cette différence intègre un effet à la source (et nous introduisons la notion de délai de groupe) aux effets dus à la propagation. Ce chapitre est consacré à leurs études respectives.

Le phénomène au foyer sera discuté pour un modèle dislocatif de source circulaire à coulissage en bloc. Puis, nous proposons différentes causes possibles de dispersion dues à la propagation ; l'effet dispersif de l'atténuation est plus particulièrement approfondi.

Le chapitre II traite d'une application de ces notions théoriques aux séismes du FRIOUL. On essaie de montrer l'existence de cette dispersion des ondes de volume qui, jusqu'à présent, est considérée comme trop faible pour être mise en évidence.

Nous partons alors de l'hypothèse selon laquelle l'atténuation est le mécanisme principal responsable d'une dispersion différentielle des ondes de volume dans la région focale, différentielle en ce sens que les variations des temps de groupe ne sont pas identiques pour l'onde P et pour l'onde S ; nous voyons notamment si les valeurs calculées pour le facteur de qualité au cours de la première partie justifient des résultats obtenus. Sinon, nous calculons par inversion des facteurs de qualité qui rendent compte des observations. On tire les conséquences de ce calcul.

I. B - Définitions.

I. B. 1 - Délai de groupe à la source.

a) Le spectre du champ de déplacement de l'onde P en M_0 , point d'observation, s'écrit de la façon suivante :

$$\tilde{u}^P(M_0, \omega) = X^P(M_0, \omega) e^{i\phi_X^P(M_0, \omega)}$$

$X^P(M_0, \omega)$ est le spectre d'amplitude et $\phi_X^P(M_0, \omega)$, le spectre de phase. Ce dernier peut encore se décomposer en :

$$\phi_X^P(M_0, \omega) = \phi_0(\omega) + \phi_T(M_0, \omega)$$

$\phi_0(\omega)$ est le spectre de phase à la source,
 $\phi_T(M_0, \omega)$, la somme des différents spectres de phase dus aux effets de propagation. Ceux-ci sont étudiés au paragraphe I. D.

b) Le spectre du champ de déplacement à la source comporte deux effets séparables ou non :

- la figure de rayonnement qui définit les plans nodaux ;
- la variation spectrale $I^P(\omega)$ qui se présente généralement sous la forme d'une intégrale complexe et se décompose ainsi :

$$I^P(\omega) = X_0(\omega) e^{i\phi_0(\omega)}$$

A la suite de SUTEAU (1975), on appelle "délai de groupe à la source" l'opposé de la dérivée de $\phi_0(\omega)$ par rapport à ω . Il a la dimension d'un temps et on le note $t_{g_0}(\omega)$:

$$t_{g_0}(\omega) = \frac{-\partial \phi_0(\omega)}{\partial \omega} \quad (\text{II. 1. 1})$$

L'auteur justifie sa terminologie "délai de groupe" par la comparaison possible avec les études d'ondes de surface où le concept de "phase à l'origine" intervient explicitement.

I. B. 2 - Dispersion différentielle des ondes P et S.

La variation spectrale est différente pour les ondes P et les ondes S. On peut calculer un délai de groupe à la source dans les deux cas. On appellera alors dispersion différentielle à la source la différence entre les délais $t_{g_0}^S(\omega)$ et $t_{g_0}^P(\omega)$: $t_{g_0}^S(\omega) - t_{g_0}^P(\omega)$.

I. B. 3 - Source dispersive.

Une source est douée de dispersion si la phase initiale $\phi_0(\omega)$ ne dépend pas linéairement de la fréquence ou si le délai de groupe correspondant n'est pas constant.

Dans ces conditions, chaque composante spectrale est émise à la source avec une vitesse de groupe différente. Deux possibilités peuvent se présenter :

- a) $t_{g_0}(\omega)$ est une fonction croissante de la fréquence : les basses fréquences arrivent les premières. On dit que la dispersion est normale.

b) $t_{g_0}(\omega)$ est une fonction décroissante de la fréquence : les hautes fréquences arrivent en tête du train d'onde, la dispersion est inverse.

SUTEAU (1975) a montré que certains modèles théoriques de sources sismiques ont des propriétés dispersives. Dans le cadre de ce travail, nous explicitons le cas du modèle dislocatif de forme circulaire et à coulissage en bloc.

I. C - Spectre de phase à la source : cas du modèle circulaire à coulissage en bloc.

Le formalisme mathématique a été étudié au cours de la première partie (section I. B). Rappelons qu'il a été choisi essentiellement pour sa simplicité.

La variation spectrale est donnée par :

$$I^P(\omega) = 2\pi a_0 R_s \frac{J_1(h R_s)}{h} \quad (\text{d'après I. 1. 1})$$

où R_s est le rayon de la faille,

a_0 , la dislocation moyenne,

$J_1(h R_s)$, la fonction de Bessel de première espèce, d'ordre 1, d'argument $(h R_s)$.

$I^P(\omega)$ est à valeurs réelles : la phase initiale à la source est nulle. Dans ces conditions, les délais de groupe $t_{g_0}^P$ et $t_{g_0}^S$ correspondant aux ondes P et aux ondes S sont nuls. La dispersion différentielle est par conséquent nulle également.

Retenons le résultat suivant : des modèles simples de sources dislocatives ne prédisent pas de dispersion différentielle, à moins de considérer une évolution temporelle de la dislocation différente pour les ondes P et S, ce qui nous semble dénué de réalité physique.

Il nous reste maintenant à examiner les différents effets possibles de dispersion différentielle causés par la propagation des ondes et l'instrumentation.

I. D - Effets du trajet des ondes et des instruments.

Les spectres de phase calculés sont affectés par des phénomènes au niveau du trajet des ondes dans le milieu et de l'instrument. Afin de pouvoir interpréter les causes d'une éventuelle dispersion différentielle des ondes de volume des séismes proches, il faut évaluer ces différents effets et appliquer éventuellement des corrections.

- Pendant la propagation, nous devons tenir compte de l'absorption du milieu. De plus, un trajet dans une structure stratifiée complexe introduit des phénomènes de réflexion et de réfraction multiples et d'interférences constructives et destructives qui affectent les spectres de phase. SUTEAU (1975) calcule la réponse de la structure formée par la croûte et la surface libre pour les ondes pP et sP et montre que la dispersion différentielle résultante est négligeable. Comme nous ne connaissons pas la structure du milieu sous les stations, nous négligeons l'effet de la stratification. Par ailleurs, l'effet de la surface libre est estimé du deuxième ordre devant l'absorption dans le milieu.

- L'instrument a un effet dispersif sur le signal. Nous considérerons les phénomènes principaux : atténuation et réponse instrumentale. Si leurs effets sont différents pour P et S, ils pourraient provoquer une dispersion différentielle supplémentaire.

I. D. 1 - Rôle de l'atténuation.

I. D. 1. 1 - Définitions : vitesse de phase, vitesse de groupe.

La propagation dans un milieu absorbant s'accompagne nécessairement d'une dispersion. Dans un tel milieu, il apparaît deux types de vitesses :

- une vitesse de phase ou vitesse de l'onde à une fréquence donnée.

- une vitesse de groupe qui est la vitesse de propagation de l'énergie.

Pour simplifier leur formulation, considérons une onde plane harmonique qui se propage :

$$u(x, t) = u(0, t) e^{i(\omega t - Kx)} \quad (\text{II. 1.2})$$

où $K = K(\omega) = k(\omega) - i\alpha(\omega)$; $\alpha(\omega)$ est le facteur d'atténuation et $k(\omega)$ le nombre d'onde.

Portons la valeur de $K(\omega)$ dans (II. 1.2) :

$$u(x, t) = u(0, t) e^{-\alpha(\omega)x} \cdot e^{i(\omega t - k(\omega)x)} \quad (\text{II. 1.3})$$

On définit la vitesse de phase par :

$$v_p(\omega) = \frac{\omega}{k(\omega)} = \left(\frac{dx}{dt} \right)_{\omega t - kx = \text{cste}} \quad (\text{II. 1.4})$$

La vitesse de groupe est obtenue en considérant $(\omega t - kx)$ comme une phase stationnaire quand ω varie :

$$\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega t - k(\omega)x) = 0$$

D'où :

$$v_g(\omega) = \frac{x}{t} = \left(\frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (\text{II. 1.5})$$

A partir de (II. 1.4) et (II. 1.5), il vient :

$$v_g(\omega) = v_p(\omega) \left(1 - \omega \frac{\partial v_p(\omega)}{\partial \omega} \right)^{-1}$$

I. D. 1. 2 - Délai de groupe dû à l'atténuation.

La phase de l'onde plane harmonique précédemment définie est :

$$\varphi(\omega) = -k(\omega)x = -\frac{\omega x}{v_p(\omega)}$$

S'il n'y avait pas de dispersion, elle serait :

$$\varphi_1(\omega) = -\frac{\omega x}{c}$$

où c est la vitesse de l'onde dans un milieu non absorbant. La quantité traduisant le comportement dispersif est :

$$\Phi(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi_1(\omega)$$

Le délai de groupe correspondant, dû à l'atténuation, est donné par la relation :

$$\begin{aligned} t_{g_a}(\omega) &= -\frac{\partial \Phi(\omega)}{\partial \omega} = -\frac{\partial}{\partial \omega} \left(-k(\omega)x + \frac{\omega x}{c} \right) \\ t_{g_a}(\omega) &= x \left(\frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} - \frac{1}{c} \right) \end{aligned} \quad (\text{II. 1. 6})$$

On en déduit immédiatement la dispersion différentielle résultante :

$$t_{g_a}^S(\omega) - t_{g_a}^P(\omega) = x \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} (k_S(\omega) - k_P(\omega)) - \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha} \right\} \quad (\text{II. 1. 7})$$

Différents modèles liant absorption et dispersion ont été proposés dans la littérature. Certains sont purement mathématiques (LOMNITZ, 1957 ; FUTTERMAN, 1962 ; STRICK, 1970). D'autres sont construits à partir de considérations plus physiques. Nous citerons plus particulièrement le travail de synthèse de LIU, ANDERSON et KANAMORI (1976).

On admet généralement que des phénomènes de relaxation sont responsables de l'atténuation. LIU et COLL. (1976) développent un modèle à superposition de mécanismes de relaxation. Ils résolvent l'équation de Boltzmann, où la déformation est donnée en fonction de "l'histoire" de la contrainte sous forme intégrale par l'intermédiaire d'une fonction de fluage, pour un milieu décrit par une loi rhéologique linéaire très générale où les contraintes ainsi que leurs dérivées s'expriment en fonction des déformations et de leurs dérivées.

Dans un tel milieu, pour une distribution continue de mécanismes de relaxation, les auteurs obtiennent une relation entre la vitesse de phase et le facteur de qualité qui est la même que pour le modèle de FUTTERMAN (1962).

LOMNITZ (1957) utilise une fonction de fluage logarithmique empirique dans l'équation de Boltzmann pour obtenir un coefficient de friction interne : Q^{-1} , approximativement constant sur le domaine des fréquences sismiques. SAVAGE et O'NEIL (1975) montrent que la dispersion prévue par cette théorie est essentiellement la même que celle prévue par FUTTERMAN.

Le modèle de STRICK (1970) peut également être inclus dans une catégorie dont l'exemple type est la théorie de FUTTERMAN. Toutes ces remarques amènent naturellement à discuter de cette dernière.

I. D. 1. 3 - Modèle de FUTTERMAN.

Cette théorie est construite à partir des relations de KRAMERS-KRÖNIG qui relient dispersion et atténuation (par exemple LANDAU et LIFCHITZ, 1969).

L'auteur suppose que dans une bande de fréquences sismiques, telle que toutes les fréquences soient très grandes devant ω_0 choisie arbitrairement petite, le facteur d'atténuation $\alpha(\omega)$ est proportionnel à ω .

Dans ces conditions, en supposant un comportement non dispersif du milieu pour la borne $\omega = 0$, FUTTERMAN obtient comme expressions des vitesses de phase et de groupe :

$$v_p(\omega) = c \left(1 + \frac{1}{\pi Q_0} \ln \frac{\omega_0}{\omega} \right)^{-1} \quad \omega \gg \omega_0$$

$$v_g(\omega) = c \left(1 - \frac{1}{\pi Q_0} (1 + \ln \frac{\omega}{\omega_0}) \right)^{-1} \quad \omega \gg \omega_0$$

On a $c = \lim_{\omega \rightarrow 0} v_p(\omega) = \lim_{\omega \rightarrow 0} v_g(\omega)$.

Le délai de groupe se déduit immédiatement à partir de (II. 1.6) :

$$t_{g_a}(\omega) = \frac{-x}{\pi Q_0 c} \left(1 + \ln \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (\text{II. 1. 8})$$

C'est un délai toujours négatif. Cela est la conséquence du choix de la borne $\omega = 0$ pour décrire le comportement non dispersif. Afin de s'affranchir de la fréquence non spécifiée ω_0 , nous calculons la variation du délai de groupe entre deux fréquences ω_m et ω_M telles que $\omega_m \leq \omega_M$ et $\omega_0 \ll \omega_m$:

$$t_{g_a}(\omega_m) - t_{g_a}(\omega_M) = \frac{x}{\pi Q_0 c} \ln \frac{\omega_M}{\omega_m}$$

Les basses fréquences arrivent après les hautes fréquences : la dispersion est inverse. Pour la différence entre les délais de groupe de S et P, nous obtenons :

$$(t_{g_a}^S(\omega_m) - t_{g_a}^P(\omega_m)) - (t_{g_a}^S(\omega_M) - t_{g_a}^P(\omega_M)) = \frac{x}{\pi} \left(\frac{1}{Q_S \beta} - \frac{1}{Q_P \alpha} \right) \ln \frac{\omega_M}{\omega_m} \quad (\text{II. 1. 9})$$

C'est une fonction décroissante de la fréquence. Elle est représentée sur la figure I.0. La théorie de FUTTERMAN prévoit

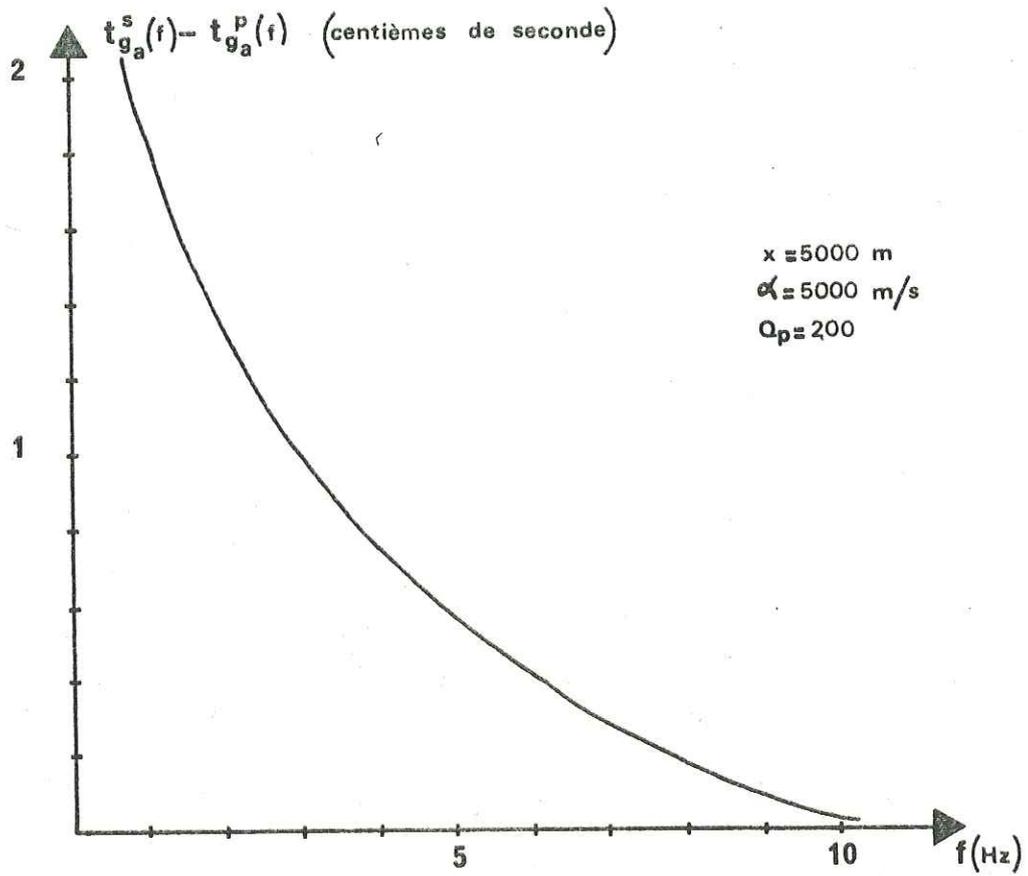


Figure I.0

Forme de la loi de variation de la différence entre les délais de S et P pour le modèle de FUTTERMAN

donc une dispersion différentielle d'autant plus grande que les fréquences sont basses. Sa faiblesse provient de ce qu'elle impose une loi de variation du facteur d'atténuation avec la fréquence sans faire appel aux processus physiques à l'origine de l'absorption dans le milieu.

I. D. 2 - Rôle de l'instrumentation.

Si l'appareillage utilisé introduit un déphasage non linéaire, il y a dispersion.

La phase de la réponse harmonique de la chaîne de numérisation est linéaire. Celle des stations sismologiques a été déterminée expérimentalement. Il serait donc possible d'effectuer les corrections nécessaires. Cependant, nous travaillons sur deux ondes distinctes : P et S. Il est alors raisonnable de supposer que l'effet instrumental est identique pour chacune d'elles.

Dans ces conditions, il n'est pas utile de corriger l'effet de l'instrumentation pour l'étude de $t_g^S(\omega) - t_g^P(\omega)$.

CHAPITRE II

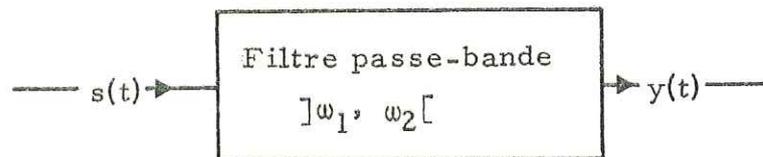
APPLICATION AUX SEISMES DU FRIOUL

II. A - Mesure expérimentale du temps de groupe.

Pour étudier la dispersion différentielle des ondes de volume, nous avons le choix entre le calcul du délai de groupe à partir du spectre de phase et le calcul du temps de groupe. Comme il est difficile d'obtenir numériquement le spectre de phase, nous préférons calculer le temps de groupe.

ARCHAMBEAU et Coll. (1965) ont développé une méthode numérique de ce calcul. On fait subir au sismogramme des opérations de filtrage à bandes de fréquences étroites. Le temps d'arrivée du maximum de l'enveloppe du signal filtré est ensuite calculé pour chaque onde : c'est le temps de groupe à la fréquence centrale du filtre.

Appliquons un filtre non déphasant à bande de fréquences étroite au signal $s(t)$:



Si $k(t)$ est la réponse impulsionnelle du filtre, on a :

$$y(t) = s(t) * k(t)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution. Par application de la transformation de Fourier :

$$Y(\omega) = S(\omega) \cdot K(\omega)$$

or :
$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(\omega) e^{i\omega t} d\omega .$$

Par conséquent :

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot K(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

et par définition de $K(\omega)$:

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S(\omega) K(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{II. 2. 1})$$

On considère $S(\omega)$ comme la superposition de plusieurs modes $S_n(\omega)$.

Notations : soient $\phi(\omega)$, la phase instrumentale,

$G(\omega)$, l'amplitude de la distorsion instrumentale,

$\phi_0(\omega)$, la phase initiale à la source,

$k_n(\omega) \cdot x$, le retard de phase dû à la propagation sur une distance x pour le nième mode : $k_n(\omega) = \frac{\omega}{c_n}$
où c_n est la vitesse de phase,

$\alpha_n(\omega)$, le facteur d'atténuation, dû à l'absorption durant la propagation, pour le nième mode.

L'expression II. 2. 1 devient :

$$y(t) = \sum_n \text{Re} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_n(\omega) G(\omega) e^{-\alpha_n(\omega) \cdot x} \cdot e^{-i(k_n(\omega) \cdot x - \phi - \phi_0)} \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{II. 2. 2})$$

Si l'on développe au premier ordre autour de la fréquence centrale $\bar{\omega}$ du filtre :

$$y(t) \approx 2 \sum_n S_n(\bar{\omega}) G(\bar{\omega}) e^{-\alpha_n(\bar{\omega}) \cdot x} \cdot \cos \eta_n(t) \cdot \frac{\sin \Delta\omega \cdot \xi_n(t)}{\xi_n(t)} \quad (\text{II. 2. 3})$$

où

$$\eta_n(t) = \bar{\omega} \left(t - \frac{x}{c_n(\bar{\omega})} \right) + \phi(\bar{\omega}) + \phi_0(\bar{\omega})$$

$$\xi_n(t) = t - \frac{x}{u_n(\bar{\omega})} + \phi'(\bar{\omega}) + \phi_0'(\bar{\omega})$$

Les primes indiquent les dérivées par rapport à ω ; $u_n(\bar{\omega})$ est la vitesse de groupe; $\Delta\omega$ s'écrit :

$$\Delta \omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}$$

Les détails du calcul sont indiqués en annexe (Annexe III).

Le signal filtré $y(t)$ atteint son maximum quand $\xi_n(t) = 0$, c'est-à-dire, au temps $t_g(\bar{\omega})$ tel que :

$$t_g(\bar{\omega}) = \frac{x}{u_n(\bar{\omega})} - \phi'(\bar{\omega}) - \phi'_0(\bar{\omega})$$

$$t_g(\bar{\omega}) = \tau_n(\bar{\omega}) + t_{g_i}(\bar{\omega}) + t_{g_0}(\bar{\omega})$$

où $t_{g_i}(\bar{\omega})$ est le délai de groupe dû à l'instrumentation,
 $t_{g_0}(\bar{\omega})$, le délai de groupe à la source.

Pour deux ondes distinctes, par exemple P et S, on obtient :

$$t_g^S(\bar{\omega}) - t_g^P(\bar{\omega}) = (\tau_n^S(\bar{\omega}) - \tau_n^P(\bar{\omega})) + (t_{g_0}^S(\bar{\omega}) - t_{g_0}^P(\bar{\omega})) \quad (\text{II. 2. 4})$$

$\tau_n^S(\bar{\omega}) - \tau_n^P(\bar{\omega})$ englobe les effets de propagation ;

$t_{g_0}^S(\bar{\omega}) - t_{g_0}^P(\bar{\omega})$ représente la dispersion différentielle à la source.

En répétant cette opération pour un grand nombre de fréquences $\bar{\omega}$, nous pouvons étudier la variation de $t_g^S(\bar{\omega}) - t_g^P(\bar{\omega})$ en fonction de $\bar{\omega}$.

En pratique, on calcule l'enveloppe du signal. La méthode expérimentale fait appel à la théorie du signal analytique et du signal en quadrature qui est exposée en annexe (Annexe IV).

II. B - Analyse des séismes du FRIOUL.

II. B. 1 - Choix des séismes.

Seize séismes ont été retenus. Ils se répartissent en deux séries. Ce nombre réduit est la conséquence du critère de sélection que nous verrons ci-dessous.

La série I appartient à la séquence de répliques du séisme du 6 Mai 1976 et la série II à celle du séisme du 15 Septembre 1976. Les coordonnées hypocentrales sont données dans la table IV. Les commentaires du paragraphe II. B. 1 de la première partie restent valables.

Le seul critère de sélection a été une bonne visualisation des ondes P et des ondes S sur les sismogrammes. Cette unique condition s'est avérée très sélective. Cela est la conséquence d'un enregistrement suivant une composante verticale exclusivement.

Si nous exceptons le séisme 2, les foyers sont situés dans une couche de cinq kilomètres d'épaisseur. Plusieurs séismes sont spatialement groupés : les 5, 6 de la série I et les 10, 11, 13, 15 et 16 de la série II. Il sera particulièrement intéressant de comparer les résultats obtenus dans ce cas.

II. B. 2 - Traitements.

Pour tous les séismes retenus, nous avons préalablement calculé l'enveloppe du signal aux différentes stations pour quelques fréquences choisies sur le domaine 5Hz-40Hz : $f = 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 20, 25, 32.5$ et 40Hz.

Une analyse des résultats obtenus a permis :

- d'une part de constater que le phénomène cherché intéresse tout ce domaine de fréquences ;

- d'autre part d'éliminer systématiquement tous les enregistrements où il n'était pas possible de suivre les mêmes maxima de l'enveloppe de l'onde P et de l'onde S.

On remarque également qu'une étude comparative de la dispersion différentielle aux différentes stations pour un même séisme est pratiquement impossible à cause de la difficulté de définir sans ambiguïté une onde S à émergence nette ; et cela, malgré les précautions prises lors de la sélection.

Table IV

n° du séisme	Date	Heure locale	M _L	X	Y	Z
série I						
1	11/5/76	13 H 58 MN 59.89	2.00	15.73	24.75	4.57
2	"	21 41	2.05	44.72	36.20	7.23
3	"	21 44 58.33	2.30	20.53	27.53	superf.
4	12/5/76	00 05 57.79	1.40	15.61	24.99	superf.
5	"	00 30 59.15	1.55	7.27	20.92	4.36
6	"	02 56 59.05	1.45	8.35	20.80	4.79
7	"	21 19 58.60	0.90	19.99	22.27	3.03
8	"	21 43 59.06	1.35	11.30	22.11	3.51
série II						
9	21/11/76	14 59 58.71	1.90	23.58	23.93	4.39
10	23/11/76	1 41 59.25	1.00	9.86	25.09	3.51
11	"	03 19 59.29	1.30	9.21	25.01	3.33
12	24/11/76	02 36 59.50	1.40	10.17	25.98	2.03
13	27/11/76	21 52 59.07	1.25	9.47	24.54	4.88
14	"	23 27 59.01	0.85	7.32	25.72	4.88
15	29/11/76	02 39 59.20	1.15	9.35	24.98	3.90
16	"	02 57 59.21	1.00	9.25	24.89	3.40

A la suite de quoi, nous étudions finalement la dispersion différentielle aux stations de Bordano et Ospedaletto-Gemona pour la série I et aux stations de Bordano, Ospedaletto et Frattins pour la série II. Il s'agit de celles qui ont été précédemment définies au cours de la première partie.

La durée de la phase P étant de l'ordre de 0.2 seconde sur les enregistrements, la plus petite fréquence pour laquelle nous pouvons calculer la différence des temps de groupe est 5Hz. Des fenêtres de quatre secondes ont été analysées ; il en résulte que le pouvoir de résolution en fréquence est 0.25Hz. Le pas d'échantillonnage étant de 180 points/seconde, la limite fréquentielle supérieure possible est 90Hz. Nous avons vérifié qu'une variation de la longueur de la fenêtre ne change pas la position des maxima de l'enveloppe.

Finalement, la différence des temps de groupe est calculée pour les fréquences suivantes :

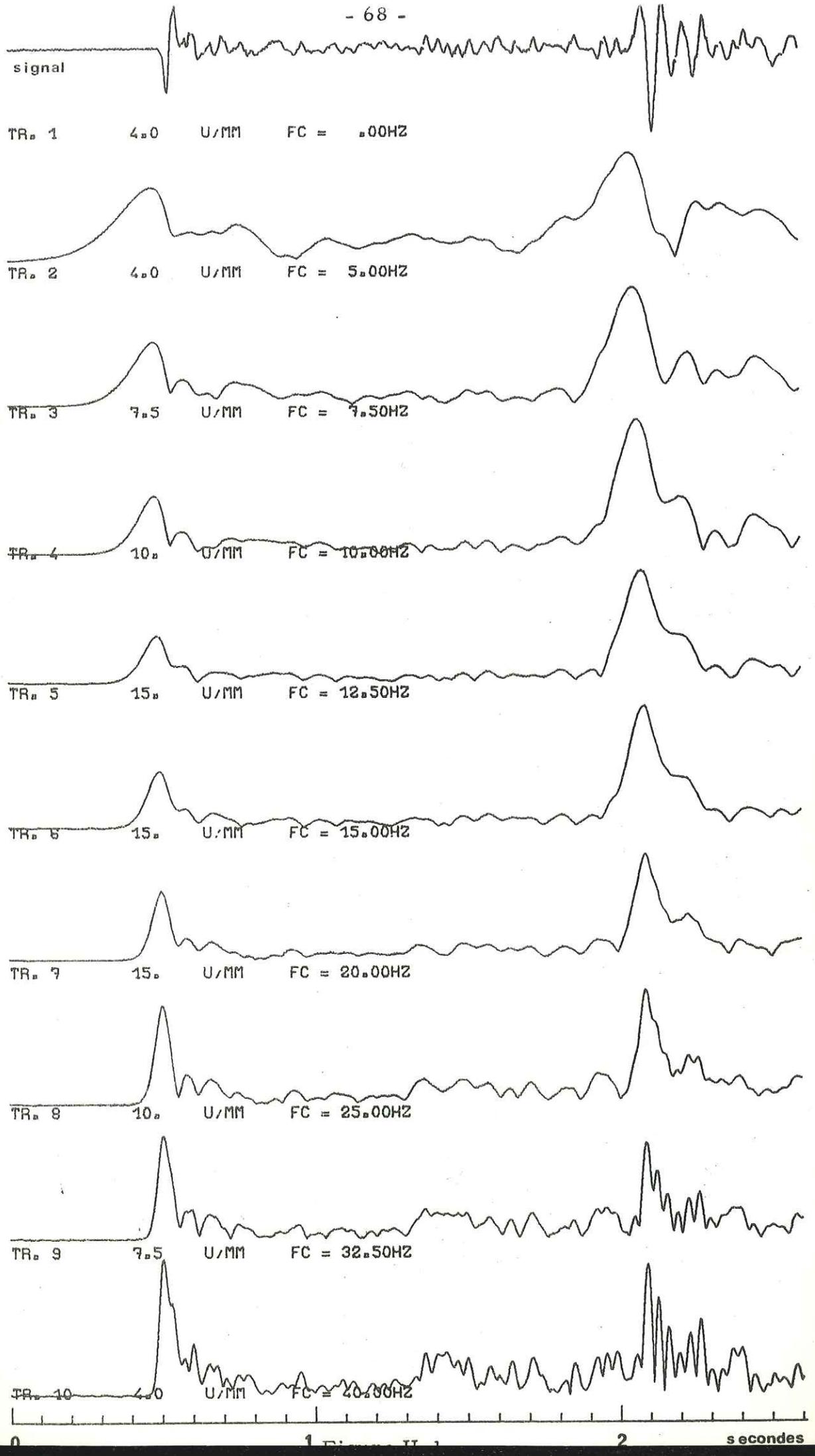
$$f = 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, \\ 17.5, 19, 20.5, 22, 23.5, 25, 27, 29, 31, 33, 35, 37.5 \text{ et } 40\text{Hz.}$$

La largeur de la bande est choisie proportionnelle à la fréquence centrale :
 $\Delta f = f/10.$

Nous avons choisi ce pas variable en fréquence car les premières tentatives montraient généralement un phénomène de dispersion plus accentué aux basses fréquences. Un pas plus fin permet alors de préciser le comportement de la dispersion différentielle.

Sur la figure II.1 sont représentées les enveloppes calculées pour neuf fréquences dans le cas du séisme 2. Le dessin supérieur représente le signal originel.

Les maxima principaux de l'enveloppe qui correspondent aux maxima d'amplitude des phases P et S sont très nets. Aux hautes



fréquences, l'enveloppe est une succession de pics d'amplitude variable. Néanmoins, jusqu'à 40Hz, il existe deux pics dominants.

Le calcul de la différence $t_g^S(f) - t_g^P(f)$ s'est effectué automatiquement : l'ordinateur "lit" la position de ces maxima et détermine la "distance" séparant ceux-ci. Il y a conversion en temps en multipliant par le pas d'échantillonnage.

Etant donné que la précision de lecture des temps est d'un centième de seconde avec le système d'enregistrement adopté, toute valeur inférieure de la dispersion différentielle sera considérée comme nulle.

Voyons maintenant nos résultats.

II. B. 3 - Résultats.

II. B. 3.1 - Remarques sur le choix de l'onde transversale.

Avant de présenter les résultats expérimentaux obtenus, discutons, et cela afin de ne plus y revenir par la suite, du choix de l'onde S.

Nous n'avons disposé que des enregistrements de la composante verticale. Dans ce cas, il est souvent difficile de définir avec certitude l'onde transversale ; et cela d'autant plus qu'il a été montré, à l'aide de sismogrammes synthétiques, que des ondes de surface à dominance transversale, piégées dans le matériau mou près de la surface, peuvent être très importantes (SUTEAU, 1975).

Aussi, pour remédier à ce défaut d'informations du réseau, nous sommes restés très stricts dans la sélection des séismes étudiés. Par ailleurs, compte tenu de la quantité de documents compulsés et travaillés par d'autres chercheurs et nous-mêmes, nous estimons que le choix de l'onde S est statistiquement correct. De plus, des hodochrones

calculées pour l'onde considérée semblent montrer que nous sommes en présence d'une onde à trajet direct foyer-station (WITTLINGER, communication personnelle).

Nous étudions successivement les résultats des séries I et II.

II. B. 3. 2 - Série des séismes de MAI.

Sur la figure II.2, sont reportés les épicentres des séismes composant la série I. Nous avons tracé la projection horizontale des trajets correspondant aux rais sismiques associés aux ondes directes selon la station considérée. Les courbes de dispersion différentielle obtenues d'une part à Bordano, d'autre part à Gemona-Ospedaletto sont interprétées séparément.

a. Bordano.

Les courbes concernent les séismes 4, 5 et 6. Elles sont représentées sur la figure II.3. Nous avons porté en abscisses la fréquence et en ordonnées la dispersion différentielle. Les valeurs des amplitudes observées sont indiquées dans la table V : elles sont exprimées en centièmes de seconde. Par ailleurs, le comportement des courbes est détaillé.

n° du séisme	$(t_g^S(5) - t_g^P(5))$ $- (t_g^S(40) - t_g^P(40))$	Détail du comportement
4	6.0	Courbe régulièrement décroissante
5	5.4	De 5 à 12Hz = dispersion inverse = +5.2 12 à 22Hz = dispersion normale = -2 22 à 40Hz = dispersion inverse = +2.2
6	4.8	De 5 à 12Hz = dispersion inverse = +4.5 12 à 22Hz = dispersion normale = -1.5 22 à 40Hz = dispersion inverse = +1.8

Table V.

SERIE I

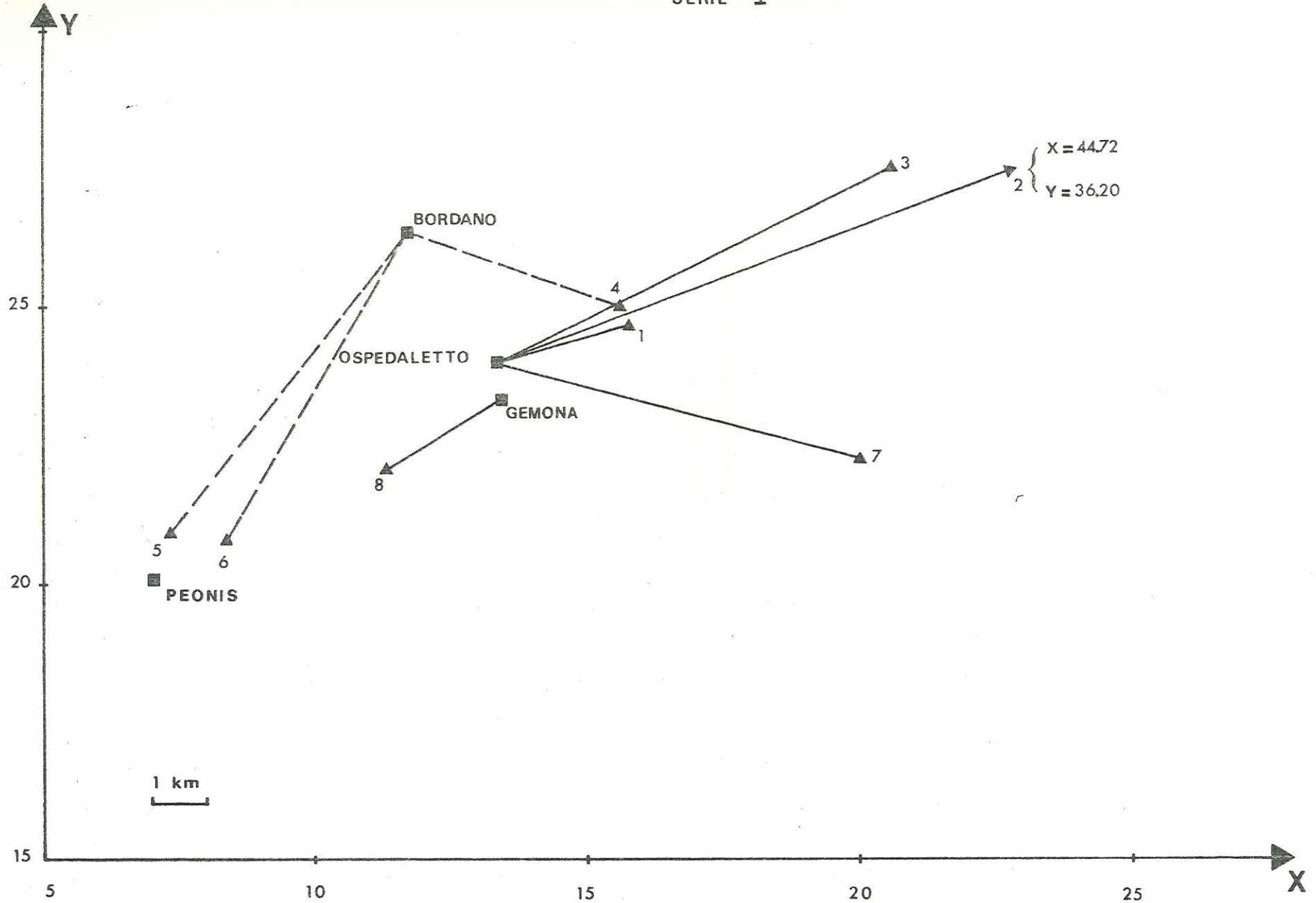


Figure II.2

On constate que les courbes de dispersion sont comparables pour les séismes 5 et 6. Ceux-ci appartiennent à la même région focale. La dispersion différentielle commence par diminuer très rapidement et atteint sa valeur minimale vers 12Hz ; puis, elle augmente, passe par un maximum vers 22Hz, et diminue de nouveau.

La dispersion est inverse pour le séisme 4 : la courbe décroît régulièrement de 5 à 40Hz.

Sur ces trois exemples apparaît l'influence du trajet suivi par les ondes sismiques. On peut essayer d'expliquer une dispersion inverse par l'atténuation, comme cela a été vu au paragraphe I.D. 1. Qu'en est-il dans notre cas ?

Séismes 5 et 6.

Au cours de la première partie, on a trouvé une valeur de Q_P de 200 pour la région concernée par la propagation des ondes de volume des séismes 5 et 6 enregistrés à Bordano. On admet que $\frac{Q_P}{Q_S} = \frac{3\alpha^2}{4\beta^2}$ (LLIBOUTRY, 1973).

L'application de la relation II.1.9 déduite de la théorie de FUTTERMAN :

$$(t_{g_a}^S(f_m) - t_{g_a}^P(f_m)) - (t_{g_a}^S(f_M) - t_{g_a}^P(f_M)) = \frac{x}{\pi} \left(\frac{1}{Q_S \beta} - \frac{1}{Q_P \alpha} \right) \ln \frac{f_M}{f_m}$$

(d'après II.1.9)

où x est la distance hypocentrale, prédit alors pour ces deux séismes :

- sur le domaine défini par $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 12\text{Hz}$, une dispersion différentielle de 1.2 centième ;
1.6

- sur le domaine défini par $f_m = 22\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$, une dispersion différentielle de 1.6 centième. Ce sont des valeurs théoriques.
1.8

SERIE I : BORDANO

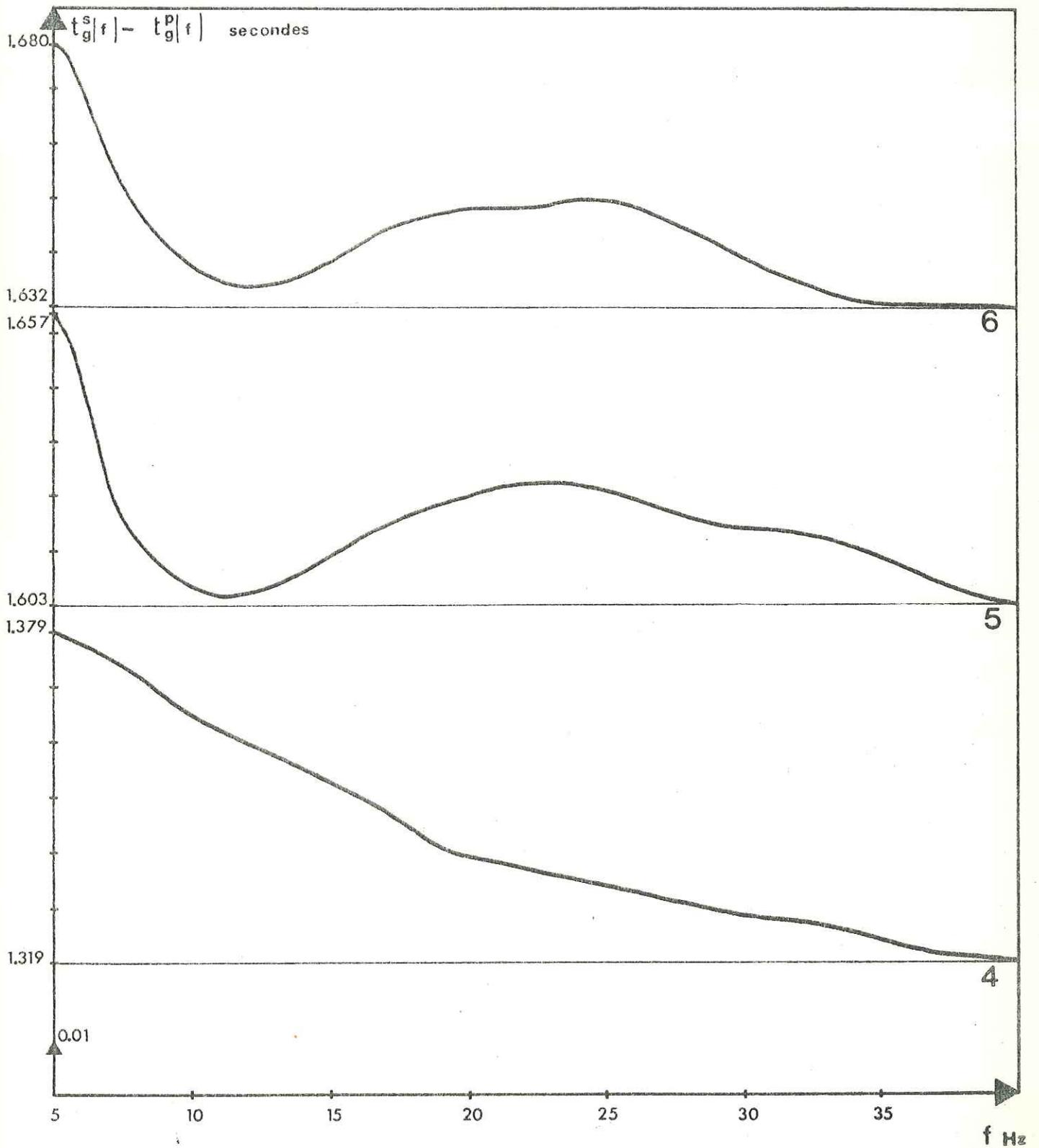


Figure II.3

Or, pour ces deux domaines, les valeurs expérimentales constatées d'une part pour le séisme 5 sont respectivement de 5.2 et 2.2 centièmes, d'autre part pour le séisme 6 de 4.5 et 1.8 centièmes.

Il existe un écart systématique : 5.2 et 4.5 contre ^{1.6} 2, 2.2 et 1.8 contre ^{1.2} 6, qui accentue la nature inverse de la dispersion. Cette différence entre l'observation et la théorie est-elle causée par un effet à la source ou par un effet supplémentaire dû à la propagation ?

Le modèle dislocatif d'une source circulaire à coulissage en bloc ne prédit pas de dispersion ; cependant, remarquons que SUTEAU (1975) met en évidence une dispersion différentielle normale pour un modèle à relaxation des contraintes. Celle qui est constatée expérimentalement étant inverse, un tel modèle ne peut pas justifier l'écart observé.

L'influence de l'atténuation peut être plus importante que celle estimée. Par exemple, si pour le calcul de Q_P , nous avons choisi un modèle de source de référence tel que la pente définissant la tendance hautes-fréquences soit de -1 au lieu de -3/2, le facteur de qualité obtenu eût été plus faible. De plus, cette valeur calculée de Q_P concerne le domaine 24Hz-48Hz et sur celui-ci, l'écart entre théorie et observation est minime : il reste dans la limite acceptable de ^{1.} 0.6 centième.

Il est alors intéressant de calculer quelle valeur de Q_P prédit la dispersion différentielle observée sur le domaine 5Hz-12Hz. On procède par inversion à partir de (II.1.9). Le résultat obtenu est $Q_P \approx 50$. Dans une région sismique, une telle valeur n'est pas déraisonnable. Dans ces conditions, Q_P prend une valeur constante, mais différente, sur deux domaines de fréquences bien distincts :

$$\begin{aligned} Q_P &\approx 50 && \text{sur le domaine } 5\text{Hz} - 12\text{Hz} \\ Q_P &\approx 200 && \text{sur le domaine } 22\text{Hz} - 40\text{Hz} . \end{aligned}$$

Ce résultat n'est pas en contradiction avec la théorie de FUTTERMAN qui n'est pas incompatible avec une variation de Q en

fonction de la fréquence.

En résumé, dans le cas des séismes 5 et 6, nous mettons en évidence une dispersion différentielle inverse sur deux domaines de fréquences distincts. L'amplitude de cette dispersion est plus importante aux basses-fréquences. L'atténuation explique ce résultat si l'on admet l'hypothèse d'un facteur de qualité différent sur chaque domaine, sa valeur restant réaliste.

Séisme 4.

La fonction décrivant la dispersion différentielle est régulièrement décroissante de 5Hz à 40Hz. L'amplitude observée entre $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$ est de 6 centièmes.

A partir de la relation II.1.9, on calcule une valeur du facteur de qualité Q_P justifiant cette amplitude. Avec $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$, le résultat obtenu est $Q_P \approx 60$. C'est un ordre de grandeur cohérent avec l'analyse précédente bien qu'il intéresse un domaine de fréquences plus important.

En résumé, si nous admettons les hypothèses suivantes :

- validité de la théorie liant atténuation et dispersion ;
 - le mécanisme responsable d'une dispersion différentielle inverse dans la région focale est une absorption importante dans le milieu ;
- alors, le facteur de qualité Q_P est très faible et traduit une forte atténuation.

b. Ospedaletto-Gemona.

Sur la figure II.4, sont représentées les courbes expérimentales. Elles concernent les séismes 1, 2, 3, 7 et 8.

SERIE I : OSPEDALETTO et GEMONA

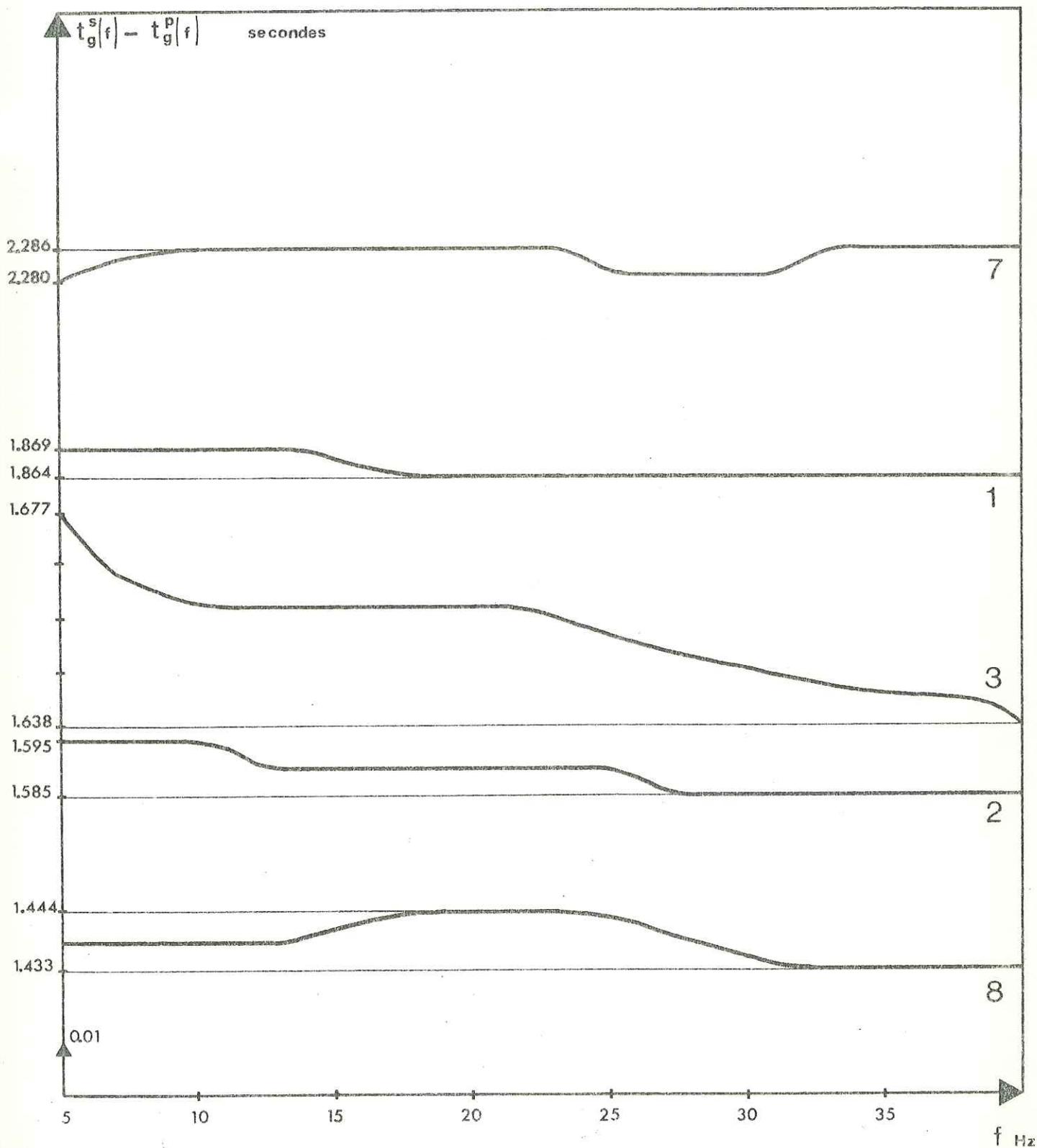


Figure I.4

Une synthèse des observations est donnée dans la table VI.

n° du séisme	$(t_g^S(5) - t_g^P(5))$ - $(t_g^S(40) - t_g^P(40))$	Détail du comportement
1	0.5	Dispersion inférieure à la limite de résolution.
2	1.0	Dispersion égale à la limite de résolution.
3	3.9	De 5 à 10Hz = dispersion inverse = +1.7 De 10 à 23,5Hz = dispersion nulle De 23.5 à 40Hz = dispersion inverse = +2.2
7	-0.6	Dispersion inférieure à la limite de résolution.
8	1.1 (dispersion maximum)	Dispersion pratiquement égale à la limite de résolution.

Table VI

Le séisme 3 excepté, la dispersion différentielle est sensiblement nulle. En effet, elle est du même ordre de grandeur que la précision de lecture des temps.

Comment expliquer la contradiction apparente entre les résultats concernant les séismes 1, 2, 7 et 8 d'une part et le séisme 3 d'autre part ?

Une analyse de leurs coordonnées hypocentrales (table IV) révèle que le foyer du séisme 3 est superficiel. Cette particularité ne pourrait-elle pas expliquer l'écart obtenu : 3.9 centièmes contre 1 centième ?

Considérons le cas du séisme 3. La dispersion différentielle est inverse. La courbe décroît régulièrement en présentant toutefois un palier entre 10Hz et 23.5Hz. L'amplitude est de 3.9 centièmes entre $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$; à partir de la relation II.1.9, on calcule une valeur de Q_p égale à 140 qui explique celle-ci.

Cette décroissance, pratiquement ininterrompue, de la dispersion différentielle en fonction de la fréquence est à rapprocher du résultat obtenu à Bordano pour le séisme 4 (figure II.3). Remarquons que pour ces deux exemples, le foyer est donné en surface. Ainsi, une diminution régulière de la quantité $(t_g^S(f) - t_g^P(f))$ pourrait traduire l'effet de la propagation dans des couches peu profondes. La présence de maxima et de minima dans la courbe pourrait être due à des phénomènes liés à des hétérogénéités latérales et verticales de couches plus profondes.

II. B. 3. 3 - Série des séismes de NOVEMBRE.

Sur la figure II.5, sont reportés les épicentres des séismes composant la série et tracées les projections horizontales des trajets suivis par les ondes sismiques directes selon la station considérée.

On interprète séparément les courbes de dispersion différentielle obtenues à Bordano, Ospedaletto et Frattins.

a. Bordano.

Les courbes concernent les séismes 12 et 13. Elles sont représentées sur la figure II.6. Une synthèse des observations est donnée dans la table VII.

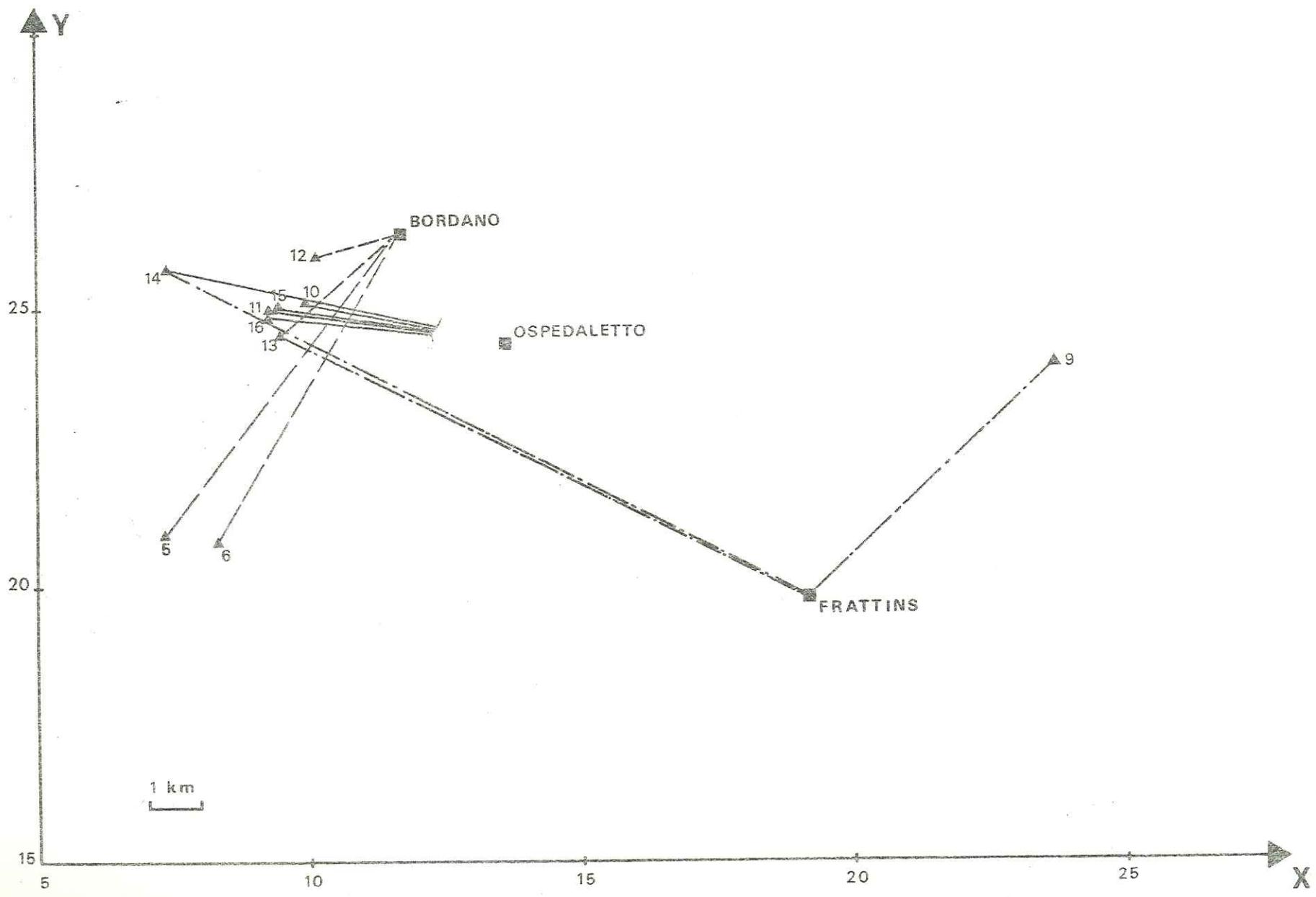


Figure II.5

SERIE II : BORDANO

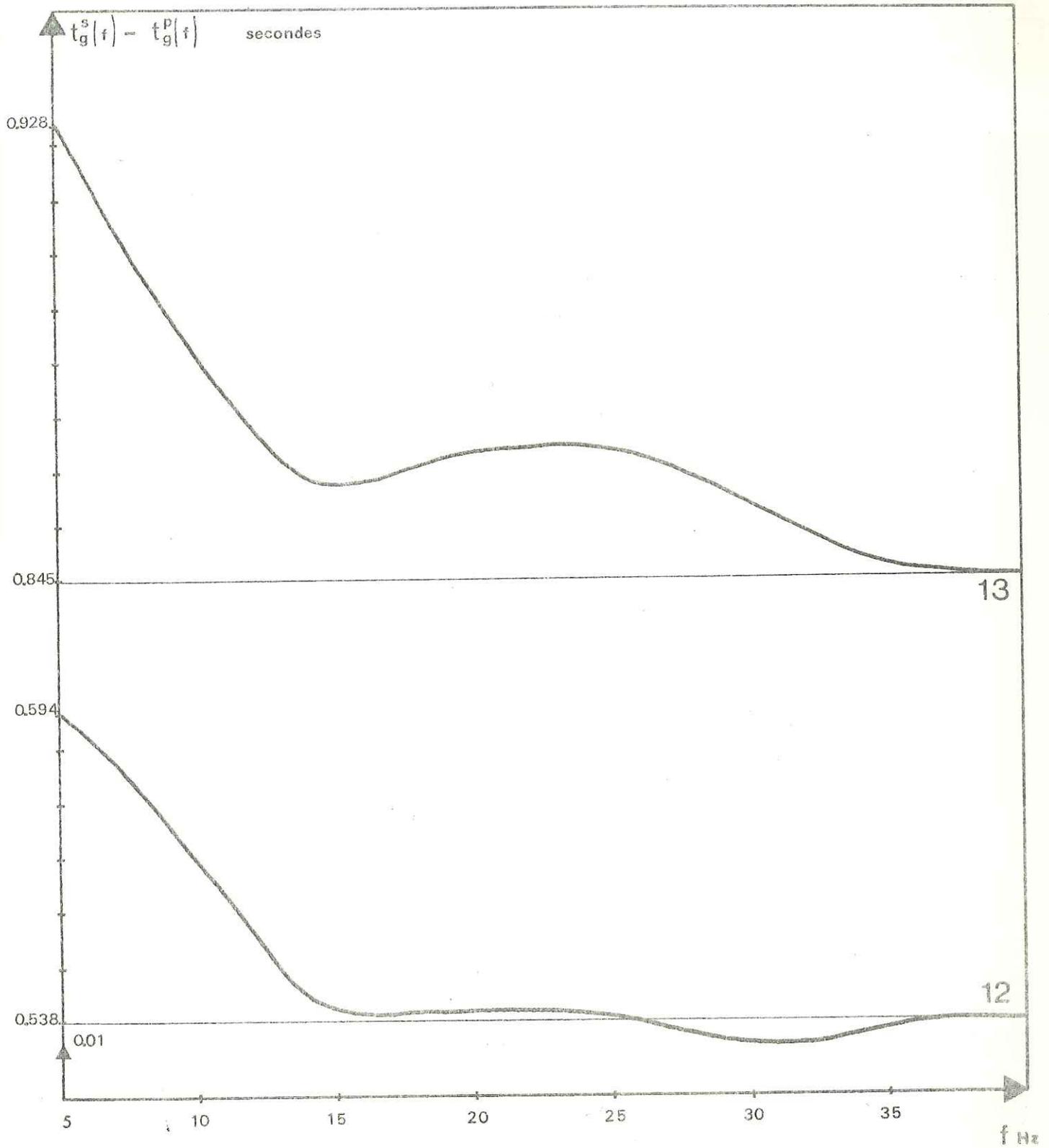


Figure II.6

n° du séisme	$(t_g^S(5) - t_g^P(5))$ $- (t_g^S(40) - t_g^P(40))$	Détail du comportement
12	5.6	De 5 à 15Hz = dispersion inverse = 5.6. De 15 à 40Hz = dispersion nulle
13	8.3	De 5 à 15Hz = dispersion inverse = +6.7 De 15 à 23.5Hz = dispersion nulle De 23.5 à 40Hz = dispersion inverse = +2.3

Table VII

Séisme 12.

La courbe décroît rapidement jusqu'à 15Hz. Puis, elle se stabilise à un niveau pratiquement constant. La décroissance est de 5.6 centièmes entre 5 et 15Hz. Pourrait-on interpréter cette valeur par l'atténuation des ondes ? A partir de la relation II.1.9, on calcule le facteur de qualité Q_P nécessaire pour prédire une dispersion différentielle de 5.6 centièmes. Avec $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 15\text{Hz}$, on obtient $Q_P \approx 15$.

Cette valeur traduit une très forte atténuation. Est-elle réaliste ? Compte tenu de la proximité du foyer de la station ($\Delta < 3\text{ km}$), les ondes sismiques se propagent dans des couches superficielles. Il est raisonnable de supposer ces couches, généralement hétérogènes, très absorbantes et, par conséquent, caractérisées par un facteur de qualité très bas.

Séisme 13.

La dispersion différentielle décroît jusqu'à 15Hz de la même façon que pour le séisme 12 (figure II.6). Puis, elle devient

pratiquement constante. Elle décroît de nouveau à partir de 23.5Hz.

On constate une ressemblance de comportement avec les courbes décrivant la dispersion différentielle des séismes 5 et 6 de la série I (figure II.3). Reportons les épïcêtres de ces derniers sur la figure II.5 ; on remarque la possibilité de traverser les mêmes couches géologiques pour les ondes directes au cours de leur propagation. Cela ne pourrait-il pas expliquer la ressemblance observée ?

Au cours de la première partie, nous avons obtenu un facteur de qualité Q_P égal à 70 pour les couches intéressées par la propagation des ondes de volume du séisme 13. L'application de la relation II.1.9 prédit alors :

- sur le domaine défini par $f_m = 5\text{Hz}$ et $f_M = 15\text{Hz}$, une dispersion différentielle de 2.5 centièmes ;

- sur le domaine défini par $f_m = 23.5\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$, une dispersion différentielle de 1.3 centième.

Or, pour ces deux domaines, les valeurs observées sont respectivement de 6.7 centièmes et de 2.3 centièmes. L'écart entre la théorie et l'observation est important aux basses-fréquences : 2.5 centièmes contre 6.7 centièmes. Par ailleurs, il est dans une limite acceptable aux hautes-fréquences : 2.3 centièmes contre 1.3 centième. C'est précisément sur ce dernier domaine que le facteur de qualité a été calculé.

Dans ces conditions, quelle valeur de Q_P prédirait l'amplitude de 6.7 centièmes observée sur le premier tronçon de la courbe ?

L'application de la relation II.1.9 donne $Q_P \approx 25$. Dans une région sismique, ce n'est pas un ordre de grandeur incohérent.

Comme dans le cas des séismes 5 et 6, afin d'expliquer nos résultats par un mécanisme d'atténuation, il faut concevoir deux valeurs du facteur de qualité différentes pour deux domaines de fréquences distincts.

En résumé, nous observons pour le séisme 13 une dispersion différentielle inverse d'amplitude variable suivant le domaine de fréquences considéré. L'atténuation explique les valeurs obtenues à condition d'admettre l'hypothèse d'un facteur de qualité différent pour chaque domaine : de $Q_P \approx 25$ aux basses-fréquences à $Q_P \approx 70$ aux hautes-fréquences.

b. Ospedaletto.

Les courbes concernent les séismes 10, 11, 12, 14, 15 et 16. Elles sont représentées sur la figure II.7. Une synthèse des observations est donnée dans la table VIII.

Nous observons une ressemblance entre les courbes correspondant aux séismes 10, 11, 12, 15 et 16 : présence d'un maximum de faible amplitude vers 7Hz - 8Hz et légère croissance aux hautes fréquences. Ces séismes, excepté le séisme 12, appartiennent à la même région focale (figure II.5).

L'amplitude de la dispersion différentielle est faible : elle n'excède pas 1.3 centième, ce qui est légèrement supérieur à la limite de résolution dans le temps : 1 centième. En conséquence, pour ces cinq exemples, la dispersion n'est pas suffisamment caractérisée pour être considérée comme bien établie.

SERIE II. OSPEDALETTO

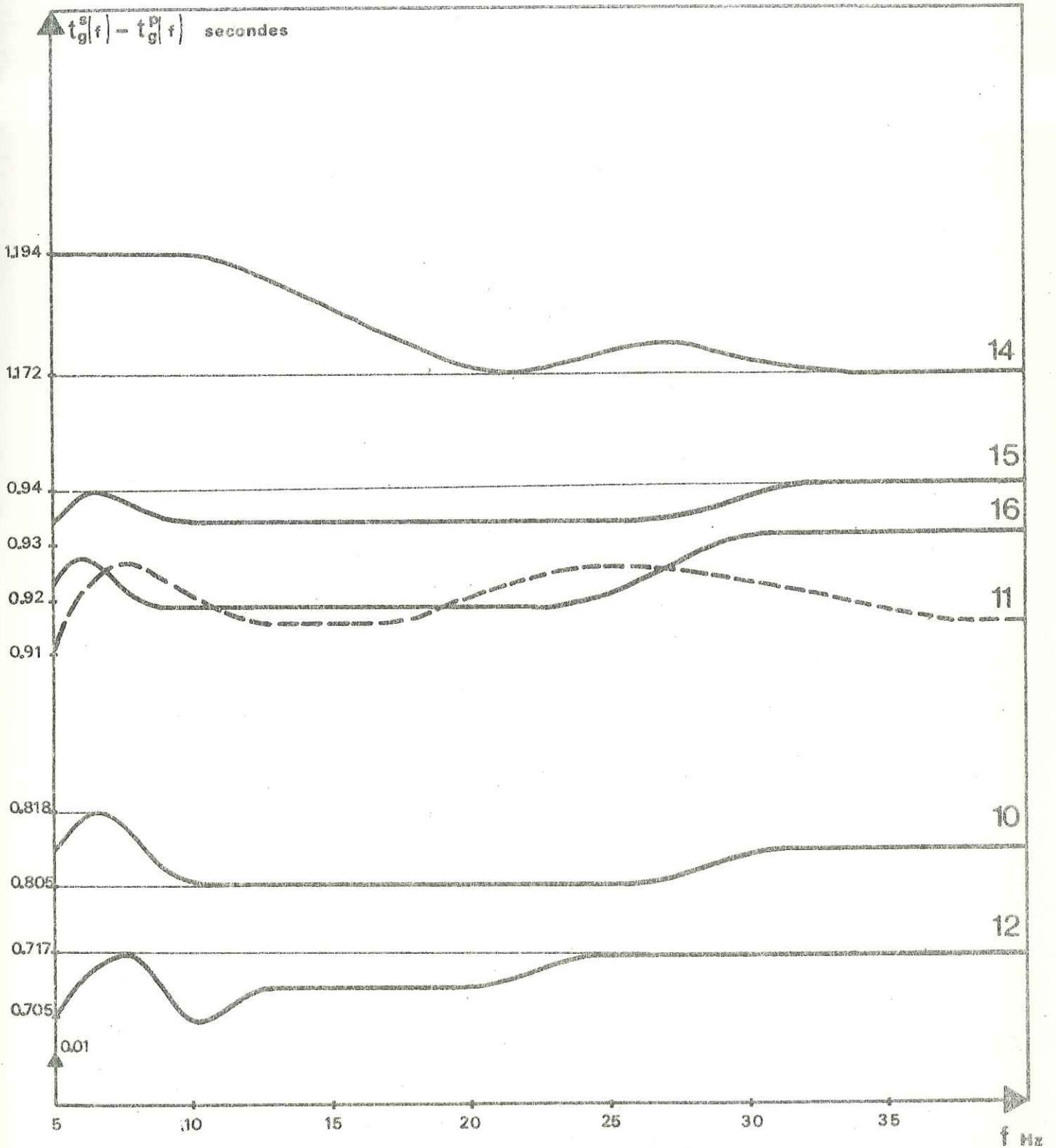


Figure II.7

n° du séisme	$(t_g^S(5) - t_g^P(5))$ $-(t_g^S(40) - t_g^P(40))$	Détail du comportement
10	1.3 (dispersion maximum)	Dispersion différentielle sensiblement nulle.
11	± 0.7	Oscillation de la courbe de 5Hz à 40Hz
12	- 1.2	Dispersion différentielle sensiblement nulle.
14	2.2	De 5Hz à 10Hz : disp. diff. nulle De 10Hz à 22Hz : disp. diff. inverse d'amplitude 2.2 De 22Hz à 40Hz : disp. diff. nulle
15	-0.7	Disp. diff. inférieure à la limite de résolution.
16	- 1.3 (dispersion maximum)	Dispersion différentielle sensiblement nulle.

Table VIII

Ces valeurs peu élevées, calculées pour des séismes dont le foyer est compris entre 2 et 4 km, sont du même ordre de grandeur (le centième de seconde) que celles obtenues à cette même station pour les séismes 1, 2, 7 de la série I et dont les foyers sont à une profondeur comparable.

Elles sont très inférieures à celles observées à Bordano. Il s'agit peut-être d'un effet de la structure locale sous la station et nous pensons ici essentiellement à la géologie environnante.

Dans le cas du séisme 14, la courbe décroît légèrement entre 10Hz et 22Hz puis, se stabilise à un niveau pratiquement constant. La dispersion observée étant inverse, nous pouvons calculer

à partir de la relation II.1.9 un facteur de qualité sur le domaine délimité par $f_m = 10\text{Hz}$ et $f_M = 22\text{Hz}$. On obtient $Q_P \approx 80$.

Cette valeur est proche de celle également calculée à Ospedaletto au cours de la première partie et qui concerne grosso modo les mêmes couches géologiques : $Q_P \approx 70$. Il y a bonne cohérence entre les deux méthodes de calcul du facteur de qualité sur cet exemple. On en conclut que, sur le trajet concerné, Q_P est constant sur le domaine 10Hz - 40Hz.

c. Frattins.

Les courbes concernent les séismes 9, 13 et 14. Elles sont représentées sur la figure II.8. Une synthèse des observations est donnée dans la table IX.

n° du séisme	$(t_g^S(7.5) - t_g^P(7.5))$ - $(t_g^S(40) - t_g^P(40))$	Détail du comportement
9	2.3 (dispersion maximum)	De 5 à 12Hz : dispersion normale d'amplitude -0.7. De 12 à 40Hz : dispersion inverse d'amplitude 2.3
13	4.5	De 5 à 7.5Hz : disp. normale d'amplitude - 2.2 De 7.5 à 40Hz : disp. inverse d'amplitude 4.5
14	6.9	De 5 à 7.5 Hz : disp. normale d'amplitude -0.8. De 7.5 à 40Hz : disp. inverse d'amplitude 6.9.

Table IX

SERIE II; FRATTINS

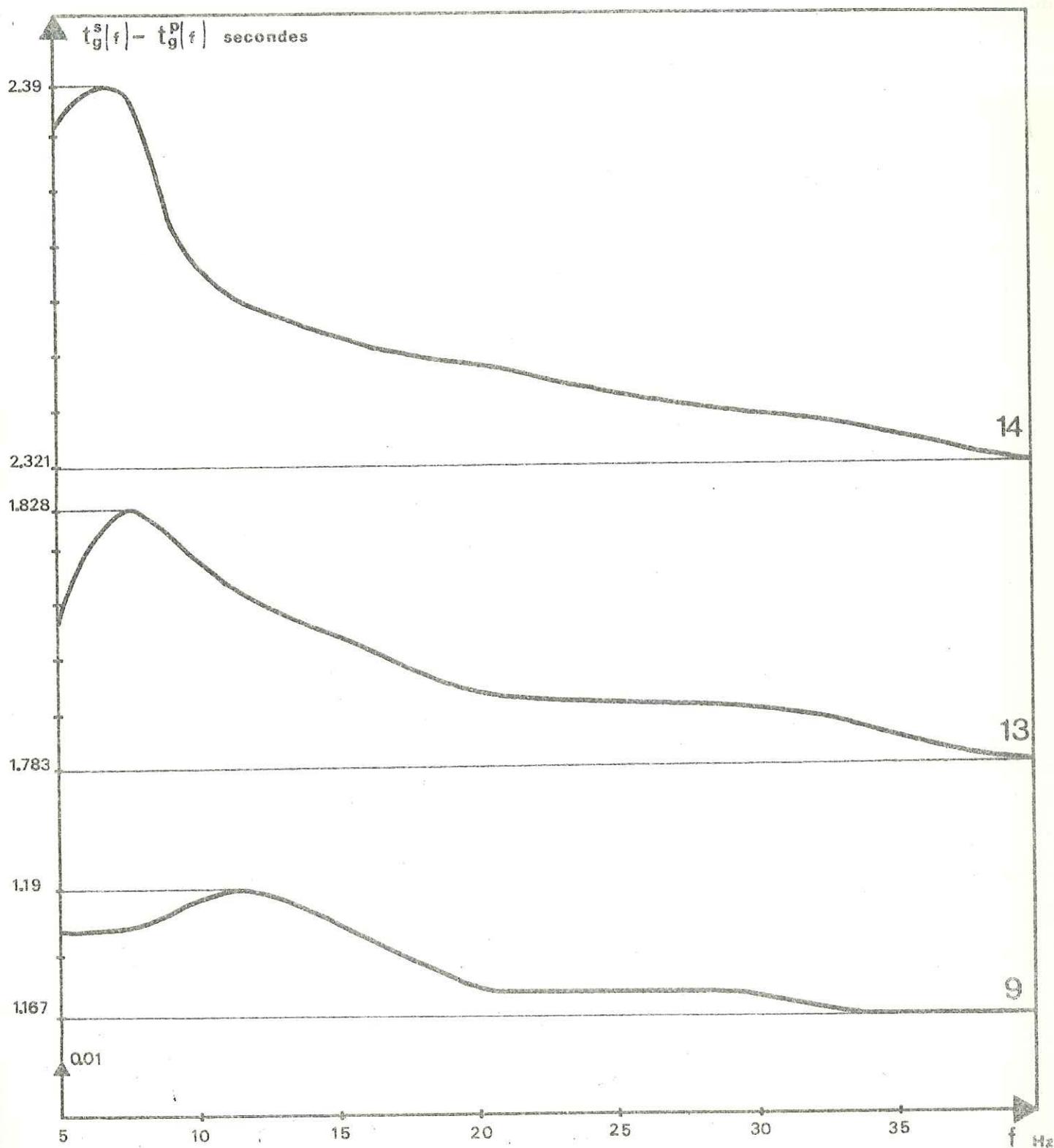


Figure II.8

Séismes 13 et 14 .

On constate la ressemblance du comportement de la dispersion différentielle pour les séismes 13 et 14 . Ceux-ci appartiennent à la même région focale. La courbe croît légèrement de 5Hz à 7.5Hz puis décroît régulièrement jusqu'à 40Hz . La dispersion est donc essentiellement inverse.

Partons alors de l'hypothèse suivante : elle est causée par un phénomène d'atténuation dans la région focale. On calcule les facteurs de qualité qui rendent compte des amplitudes observées dans le cas des deux séismes.

A partir de la relation II.1.9 et sur le domaine délimité par $f_m = 7.5\text{Hz}$ et $f_M = 40\text{Hz}$, les résultats cherchés sont :

- pour le séisme 13 : $Q_P \approx 120$
- pour le séisme 14 : $Q_P \approx 90$.

Ces valeurs sont très inférieures à celle qui est obtenue dans la première partie : $Q_P \approx 570$, et qui concerne justement la région intéressée par la propagation des ondes de volume issues des séismes 13 et 14 . Mais cette dernière valeur a été établie sur le domaine 24Hz - 48Hz . Dans ces conditions, il faut supposer un facteur de qualité très bas sur un domaine basses-fréquences pour expliquer ces résultats.

Il semble que cette hypothèse soit vraisemblable au vu des courbes de la figure II.8 . En effet, on constate que la variation en amplitude est beaucoup plus forte aux basses-fréquences. Or, une forte variation sur un domaine de fréquences étroit traduit un facteur de qualité très bas. Nous retrouvons l'existence de deux domaines de fréquences bien distincts et caractérisés par une valeur différente de Q_P .

Séisme 9 .

Le séisme 9 appartient à une région focale différente. La courbe décrivant la dispersion différentielle commence par croître légè-

ment, passe par un maximum vers 12Hz, décroît jusqu'à 20Hz et se stabilise enfin à un niveau pratiquement constant.

L'allure générale de cette courbe montre la prédominance d'une dispersion inverse d'amplitude 2.3 centièmes. Celle-ci implique un facteur de qualité de 50 sur le domaine défini par $f_m = 12\text{Hz}$ et $f_M = 20\text{Hz}$. C'est un chiffre acceptable et qui peut caractériser des couches sédimentaires superficielles.

II. B. 3. 4 - Synthèse.

Une dispersion différentielle des ondes de volume est observée. Quand nous comparons quantitativement les courbes de dispersion de séismes appartenant à la même région focale et enregistrés en une même station, il existe des similitudes frappantes dans leur description ; de plus, les amplitudes observées sont du même ordre de grandeur.

Si, par contre, on considère les courbes obtenues pour un même séisme en deux stations différentes, des écarts importants apparaissent entre les amplitudes respectives. C'est le cas notamment du séisme 12 (enregistré à Bordano et à Ospedaletto) et du séisme 14 (enregistré à Ospedaletto et à Frattins).

Ce résultat révèle l'influence prépondérante du trajet suivi par l'onde sismique.

Par ailleurs, les amplitudes observées sont beaucoup plus importantes aux stations de Bordano et de Frattins, comparativement à celle d'Ospedaletto. Peut-être s'agit-il d'un effet lié à la structure locale sous cette dernière station ?

La dispersion différentielle inverse observée a été interprétée comme causée par l'atténuation.

Chaque fois que cela a été possible, nous avons déterminé, à partir des valeurs du facteur de qualité calculées dans la première partie, la dispersion prédite par la théorie de FUTTERMAN. Il existe une bonne cohérence entre théorie et observation sur le domaine des hautes-fréquences, les écarts restant dans une limite acceptable.

Aux basses-fréquences, les écarts sont importants. Les valeurs calculées du facteur de qualité, rendant compte des amplitudes observées, vont de $Q_P \approx 25$ (cas du séisme 13 enregistré à Bordano) à $Q_P \approx 80$ (cas du séisme 14 enregistré à Ospedaletto). Remarquons que pour ces séismes 13 et 14 enregistrés à Frattins, on obtient respectivement $Q_P \approx 120$ et $Q_P \approx 90$, sur le domaine 7.5Hz - 40Hz. Ces valeurs diffèrent de celle constatée dans la première partie : $Q_P \approx 570$, et qui concerne le domaine 24Hz - 48Hz.

Enfin, nous avons calculé Q_P sur des trajets non considérés dans la première partie. Les valeurs obtenues vont de 15 (cas du séisme 12 enregistré à Bordano) à 140 (cas du séisme 3 enregistré à Ospedaletto).

Tous les facteurs de qualité calculés par inversion peuvent sembler anormalement faibles. Mais, il a déjà été montré l'existence de couches sédimentaires à Q_S très bas : $Q_S \approx 10$. Aussi, dans une région sismique où les ondes se propagent dans des zones très fracturées et dans des couches sédimentaires superficielles, il est raisonnable d'admettre la validité des valeurs obtenues.

Il ressort de nos calculs qu'une interprétation de la dispersion différentielle des ondes de volume par l'atténuation impose un facteur de qualité fonction de la fréquence. C'est une voie qu'il serait souhaitable de développer car une bonne connaissance de Q apporterait des renseignements précieux à la prédiction des séismes.

CONCLUSION

L'étude de la différence des temps de groupe entre les ondes P et les ondes S a permis la mise en évidence d'une dispersion différentielle des ondes de volume dans la région focale.

Nous avons montré que la nature inverse de cette dispersion, (les hautes fréquences arrivent avant les basses-fréquences), pourrait être due au phénomène d'atténuation.

Nous regrettons de n'avoir pas pu montrer sa variation azimutale car les exemples ont manqué. Il serait intéressant de poursuivre un travail dans ce sens.

L'existence d'une dispersion différentielle confirme la très grande complexité des conditions physiques existant dans la région focale ; seule, l'étude des séismes proches, considérés en tant que répliques d'un tremblement de terre très important, permet de mieux connaître celle-ci car le signal n'est pas "lissé" par la propagation, comme c'est le cas pour les télé-séismes.

Enfin, le travail exposé dans cette thèse justifie l'implantation des réseaux mobiles. On ne peut que souhaiter leur extension dans un avenir proche, par l'adjonction d'enregistreurs à trois composantes qui permettraient de préciser les résultats obtenus.

Ces réseaux seraient à même de procurer des éléments nécessaires à la compréhension et, en liaison avec d'autres domaines de la géophysique, à la prédiction des tremblements de terre.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- K. AKI, 1967. Scaling law of seismic spectrum.
J. G. R. , 72, 1217-1231.
- K. AKI, 1972. Scaling law of earthquake time-function.
G. J. R. A. S., 31, 3-25.
- K. AKI and B. CHOUET, 1975. Origin of coda-waves : source, attenuation and scattering effects.
J. G. R., 80, 3322-3342.
- D. L. ANDERSON and C. B. ARCHAMBEAU, 1964. The anelasticity of the Earth.
J. G. R., 69, 2071-2084.
- D. L. ANDERSON, 1967. In : The Earth's Mantle.
Academic Press, New-York and London.
- C. B. ARCHAMBEAU, 1968. General theory of elastodynamic source fields.
Rev. Geophys. and Space Physics, 6, 241-288.
- C. B. ARCHAMBEAU, J. C. BRADFORD, P. W. BROOME, W. C. DEAN, E. A. FLINN and P. L. SAX, 1965. Data processing techniques for the detection and interpretation of teleseismic signals.
Proceedings of the I. E. E. E., 53, 1852-1884.
- J. ARSAC, 1961. Transformation de Fourier et théorie des Distributions.
Dunod, Paris, 347 p .
- W. H. BAKUN, C. G. BUFE and R. M. STEWART, 1976. Body wave spectra of Central California earthquakes.
B. S. S. A., 66, 363-384.

- R. B. BLACKMAN and J. W. TUCKEY, 1958. The measurement of power spectra.
Dover Publications, New-York, 190 p.
- R. B. BRACEWELL, 1965. The Fourier Transform and its applications.
Mc Graw-Hill, New-York, 381 p.
- E. O. BRIGHAM, 1974. Fast Fourier Transform.
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New-Jersey.
- J. N. BRUNE, 1970. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes.
J. G. R., 75, 4997-5009.
- J. S. DERR, 1969. Internal structure of the Earth inferred from free oscillations.
J. G. R., 74, 5202-5220.
- J. S. FARNBACH, 1975. The complex envelope in seismic signal analysis.
B. S. S. A., 65, 951-962.
- W. I. FUTTERMAN, 1962. Dispersive body waves.
J. G. R., 67, 5279-5291.
- B. GOLD and C. M. RADER, 1970. Digital processing of signals.
Mc Graw-Hill, New-York, 269 p.
- M. GRANET, 1975. Apport des spectres des ondes S à la caractérisation des sources sismiques et à l'étude du phénomène de répliques.
Diplôme d'Ingénieur Géophysicien. Université Louis Pasteur.
Strasbourg.
- N. A. HASKELL, 1964 ; 1966. Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults.
B. S. S. A., 54, 1811-1841.
B. S. S. A., 56, 125-140.

- P. HOANG TRONG et H. LEGROS, 1973. Modèle circulaire de source sismique.
Pure and Appl. Geophys., 11, 380-394.
- P. HOANG TRONG, 1974. Caractérisation des sources sismiques au moyen des spectres de l'onde P. Application à quelques séismes de l'Hindou Kouch.
Thèse de Doctorat ès Sciences. Université Louis Pasteur. Strasbourg.
- D. D. JACKSON and D. L. ANDERSON, 1970. Physical mechanisms of seismic-wave attenuation.
Rev. Geophys. and Space Physics, 8, 1-63.
- R. LANAUD, 1974. Etude des valeurs relatives de Q_P et Q_{pP} dans le manteau supérieur de Mélanésie.
Diplôme d'Ingénieur Géophysicien. Université Louis Pasteur. Strasbourg.
- L. LANDAU et E. LIFCHITZ, 1969. Electrodynamique des milieux continus.
Mir, Moscou, 536 p.
- W. H. K. LEE and J. C. LAHR, 1972. A computer program for determining hypocenter, magnitude and first motion pattern of local earthquakes.
Open File Report, U. S. Geological Survey.
- H. LEGROS, 1976. Quelques implications des modèles dislocatifs de sources sismiques.
Thèse de Doctorat de Spécialité. Université Louis Pasteur. Strasbourg.
- H. P. LIU, D. L. ANDERSON and H. KANAMORI, 1976. Velocity dispersion due to anelasticity ; implications for seismology and mantle composition.
G. J. R. A. S., 47, 41-58.

- L. LLIBOUTRY, 1973. In : *Traité de Géophysique Interne* (COULOMB et JOBERT).
Masson et Cie, Paris.
- C. LOMNITZ, 1957. *Linear Dissipation in Solids*.
J. Appl. Phys., 28, 201-105.
- R. MADARIAGA, 1976. *Dynamics of an expanding circular fault*.
B. S. S. A., 66, 639-666.
- B. MARTINIS, 1976. *The Friuli Earthquake of May 6, 1976 : Geology*
Bollettino di Geofisica, 19, 755-808.
- J. B. MINSTER, 1974. *Contribution à la théorie des sources sismiques : aspects élastodynamiques du phénomène de rupture en milieu continu*.
Thèse de Doctorat ès Sciences. Université de Paris VI. Paris.
- J. B. MINSTER, 1977. *Transient and impulse responses of one dimensional linearly attenuating medium*.
Contributions n°s 2898 et 2914. Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute of Technology.
- J. C. RADIX, 1970. *Introduction au filtrage numérique*.
Eyrolles, Paris, 240 p.
- J. C. SAVAGE, 1972. *Relation of corner frequency to fault dimensions*.
J. G. R., 77, 3788-3795.
- J. C. SAVAGE and M. E. O'NEILL, 1975. *The relation between the Lomnitz and Futterman theories of internal friction*.
J. G. R., 80, 249-251.
- M. SOURIAU, 1974. *Acquisition et traitements des données numériques pour les grands profils sismiques*.
Thèse de Doctorat ès Sciences. Université de Paris VI. Paris.

- S. M. SPOTTISWOODE and A. MC GARR, 1975. Source parameters of tremors in a deep level gold mine.
B. S. S. A., 65, 93-112.
- E. STRICK, 1970. A predicted pedestal effect for pulse propagation in constant Q solids.
Geophysics, 35, 387-403.
- A. SUTEAU, 1975. Dispersion différentielle des ondes de volume due au processus de rupture à la source.
Thèse de Doctorat de Spécialité. Université de Paris VI. Paris.
- M. WYSS, 1970. Stress estimates for South America shallow and deep earthquakes.
J. G. R., 75, 1529-1544.

Abréviations :

- B. S. S. A. : Bulletin of the Seismological Society of America.
J. G. R. : Journal of Geophysical Research.
G. J. R. A. S. : Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society.

ANNEXE I
FILTRES DE BUTTERWORTH

Les filtres à réponse de BUTTERWORTH sont récursifs : le signal à la sortie du filtre dépend à la fois de l'entrée et des valeurs, déjà calculées, de la sortie. Ils présentent divers avantages :

- performances équivalentes aux filtres de convolution ;
- gain de temps et de mémoire pour l'ordinateur.

Le filtre de BUTTERWORTH a une réponse telle qu'il n'y a pas d'ondulation dans la bande transmise. Sa fonction de transfert est donnée par :

$$|F(i\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{2n}} \quad (\text{RADIX, 1970})$$

où ω_c représente la pulsation de coupure et n le degré du filtre. Plus n est élevé, et plus la décroissance au voisinage de ω_c est accentuée.

A la suite de SOURIAU (1974), nous avons choisi le degré 3 qui concilie rapidité et stabilité. Ce filtre a une atténuation de 18 dB par octave. Il présente une distorsion importante sur la phase au voisinage de la fréquence de coupure.

Aussi, il est possible de le rendre non déphasant en opérant sur le sismogramme, une première fois dans le sens direct et une deuxième fois selon l'axe des temps négatifs. Dans ces conditions, le filtre aura une atténuation de 36 dB par octave.

ANNEXE II
CORRECTIONS

On assimile le milieu de propagation à un ensemble de filtres linéaires. Chacun d'eux est caractérisé par une fonction de transfert.

Dans le domaine des fréquences, nous pouvons écrire :

- pour les composantes spectrales des amplitudes :

$$g(f, \Delta) = I(f) \cdot C(f) \cdot D(f, \Delta) \cdot A(f, \Delta) \cdot s(f)$$

- pour les composantes spectrales des phases :

$$\phi_{g(f, \Delta)} = \phi_{I(f)} + \phi_{C(f)} + \phi_{D(f, \Delta)} + \phi_{A(f, \Delta)} + \phi_{s(f)}$$

où $g(f, \Delta) e^{i\phi_{g(f, \Delta)}}$ est le spectre expérimental à la station,

$I(f) e^{i\phi_{I(f)}}$, la réponse de l'appareillage,

$C(f) e^{i\phi_{C(f)}}$, la réponse crustale,

$D(f, \Delta) e^{i\phi_{D(f, \Delta)}}$, le facteur d'expansion géométrique : $\phi_{D(f, \Delta)} = 0$,

$A(f, \Delta) e^{i\phi_{A(f, \Delta)}}$, le terme d'atténuation : $\phi_{A(f, \Delta)} = 0$,

$s(f) e^{i\phi_{s(f)}}$, le spectre expérimental ramené à la sphère focale ou spectre à la source.

Le calcul des paramètres à la source s'effectue à partir de $s(f)$; il faut donc connaître $I(f)$, $C(f)$, $D(f, \Delta)$ et $A(f, \Delta)$.

a). La réponse de l'instrumentation est représentée sur la figure 1. Elle a été déterminée expérimentalement. La correction est réalisée en divisant $S(f, \Delta)$ par $I(f)$ fréquence par fréquence.

REPONSE EN VITESSE
D'UNE STATION SISMOLOGIQUE
SISMOGRAPHE MARK L4C 1Hz

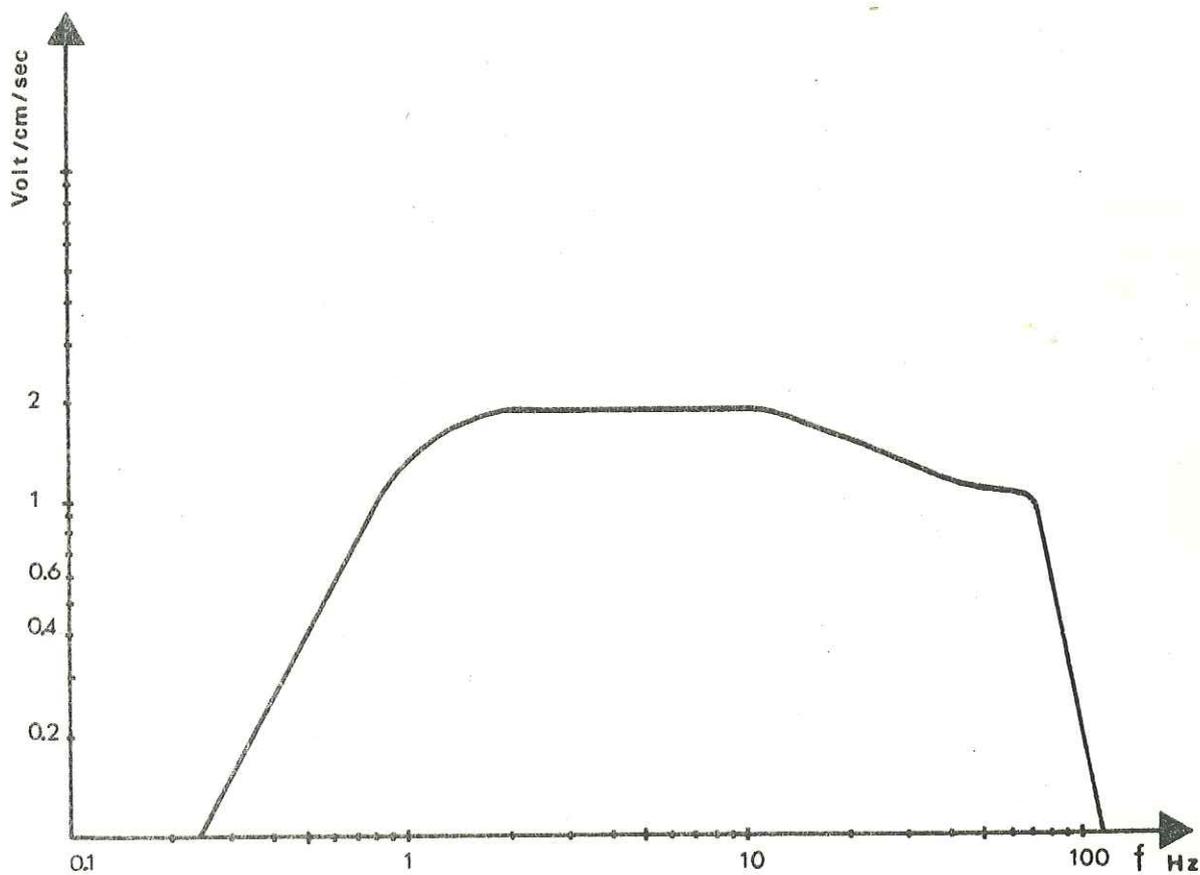


Figure 1

b) Ne connaissant pas la structure de la croûte sous les différentes stations, nous nous sommes contentés d'une correction de la réflexion à la surface libre.

c) L'expansion géométrique a été choisie de la forme $1/4\pi R$ où R est la distance hypocentrale.

d) Le problème de l'atténuation a été développé au chapitre I, section I.C, de la première partie. Toutefois, pour le calcul des paramètres définissant la source : moment sismique, rayon de la faille, dislocation moyenne et chute de contraintes, il n'a pas été tenu compte du terme d'atténuation. En effet, ces paramètres dépendent du niveau plat du spectre et de la fréquence de coupure. Or, il a été constaté que négliger la correction du terme d'atténuation influençait très peu la valeur de ces deux quantités.

ANNEXE III

Nous partons de l'expression II. 2. 2 de la section II. A (2ème partie) :

$$y(t) = \sum_n \operatorname{Re} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_n(\omega) G(\omega) e^{-\alpha_n(\omega) \cdot x} \cdot e^{-i(k_n(\omega) \cdot x - \Phi - \Phi_0)} \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (1)$$

On pose :

$$\begin{aligned} \omega &= \bar{\omega} + \Omega, \text{ où } \bar{\omega} \text{ est la fréquence centrale du filtre à bande étroite,} \\ \varphi &= -(\Phi + \Phi_0), \\ A_n(\omega) &= S_n(\omega) \cdot G(\omega) \cdot e^{-\alpha_n(\omega)x} \end{aligned}$$

D'où :

$$y(t) = \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} A_n(\bar{\omega} + \Omega) e^{-i(k_n(\bar{\omega} + \Omega)x + \varphi)} e^{i(\bar{\omega} + \Omega)t} d\Omega \quad (2)$$

Développons au 1er ordre autour de $\bar{\omega}$:

$$A_n(\omega) = A_n(\bar{\omega} + \Omega) = A_n(\bar{\omega}) + \Omega \left[\frac{\partial}{\partial \omega} A_n(\omega) \right]_{\omega=\bar{\omega}} = A_n(\bar{\omega}) + \Omega A_n'(\bar{\omega})$$

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) + k_n(\omega)x + \omega t &= \varphi(\bar{\omega} + \Omega) + x k_n(\bar{\omega} + \Omega) + (\bar{\omega} + \Omega)t \\ &= \varphi(\bar{\omega}) + \Omega \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \varphi(\omega) \right]_{\omega=\bar{\omega}} + x(k_n(\bar{\omega}) + \Omega \left[\frac{\partial}{\partial \omega} k_n(\omega) \right]_{\omega=\bar{\omega}}) + \bar{\omega}t + \Omega t \\ &= \varphi(\bar{\omega}) + \Omega \varphi'(\bar{\omega}) + x(k_n(\bar{\omega}) + \frac{\Omega}{u_n(\bar{\omega})}) + \bar{\omega}t + \Omega t \end{aligned}$$

$$\text{où } u_n(\bar{\omega}) = \left(\left[\frac{\partial k_n(\omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega=\bar{\omega}} \right)^{-1} = \text{vitesse de groupe à la fréquence } \bar{\omega}.$$

Nous reportons dans (2) :

$$y(t) = \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{-\Omega_2} [A_n(\bar{\omega}) + \Omega A'_n(\bar{\omega})] \exp \left\{ -i \left[\varphi(\bar{\omega}) + \Omega \varphi'(\bar{\omega}) + x k_n(\bar{\omega}) + \frac{\Omega x}{u_n(\bar{\omega})} - (\bar{\omega} + \Omega)t \right] \right\} d\Omega$$

$$y(t) = \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} A_n(\bar{\omega}) \exp \left\{ -i \left[\varphi(\bar{\omega}) - \bar{\omega}t + x k_n(\bar{\omega}) + \Omega \left(\varphi'(\bar{\omega}) + \frac{x}{u_n(\bar{\omega})} - t \right) \right] \right\} d\Omega$$

$$+ \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \Omega A'_n(\bar{\omega}) \exp \left\{ -i \left[\varphi(\bar{\omega}) - \bar{\omega}t + x k_n(\bar{\omega}) + \Omega \left(\varphi'(\bar{\omega}) + \frac{x}{u_n(\bar{\omega})} - t \right) \right] \right\} d\Omega$$

Posons :

$$\eta_n(t) = -(\varphi(\bar{\omega}) + x k_n(\bar{\omega}) - \bar{\omega}t) = \bar{\omega}t - \frac{x}{c_n(\bar{\omega})} - \varphi(\bar{\omega})$$

$$\xi_n(t) = -\left(\varphi'(\bar{\omega}) + \frac{x}{u_n(\bar{\omega})} - t \right)$$

où $c_n(\bar{\omega}) = \frac{\bar{\omega}}{k_n(\bar{\omega})}$ est la vitesse de phase associée à la fréquence $\bar{\omega}$.

D'où :

$$\begin{aligned} y(t) &= \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} A_n(\bar{\omega}) \exp [i(\eta_n(t) + \Omega \xi_n(t))] d\Omega + \sum_n \operatorname{Re} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \Omega A'_n(\bar{\omega}) \exp \\ &\quad [i(\eta_n(t) + \Omega \xi_n(t))] d\Omega \\ &= \sum_n \operatorname{Re} \left\{ A_n(\bar{\omega}) e^{i\eta_n(t)} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} e^{i\Omega \xi_n(t)} d\Omega + A'_n(\bar{\omega}) e^{i\eta_n(t)} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \Omega e^{i\Omega \xi_n(t)} d\Omega \right\} \end{aligned}$$

$y(t) = I_1 + I_2$ et I_2 est du 2ème ordre devant I_1 .

D'où :

$$y(t) \approx \operatorname{Re} \sum_n \frac{A_n(\bar{\omega}) e^{i\eta_n(t)}}{i\xi_n(t)} \left(e^{i\Omega_2 \xi_n(t)} - e^{i\Omega_1 \xi_n(t)} \right) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{Or : } \quad \Omega_2 &= \omega_2 - \bar{\omega} = \Delta\omega \\ \Omega_1 &= \omega_1 - \bar{\omega} = -\Delta\omega \end{aligned}$$

Finalement :

$$y(t) \approx \operatorname{Re} \sum_n A_n(\bar{\omega}) e^{i\eta_n(t)} \cdot 2 \frac{e^{i\Delta\omega\xi_n(t)} - e^{-i\Delta\omega\xi_n(t)}}{2i}$$

$$\approx 2 \sum_n A_n(\bar{\omega}) \cos \eta_n(t) \sin \frac{\Delta\omega \xi_n(t)}{\xi_n(t)}$$

Et compte tenu de : $A_n(\bar{\omega}) = S_n(\bar{\omega}) \cdot G(\bar{\omega}) e^{-\alpha_n(\bar{\omega})x}$:

$$y(t) \approx 2 \sum_n S_n(\bar{\omega}) G(\bar{\omega}) e^{-\alpha_n(\bar{\omega})x} \cos \eta_n(t) \cdot \sin \frac{\Delta\omega \xi_n(t)}{\xi_n(t)}$$

ANALYSE IV
SIGNAL ANALYTIQUE ET ENVELOPPE

I - Notion de signal analytique.

I. A - Transformée de Hilbert.

On définit la transformée de Hilbert d'un signal $f(t)$ par :

$$F_H(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(t')}{t'-t} dt' \quad (\text{Par exemple BRACEWELL, 1965})$$

C'est-à-dire :

$$F_H(t) = \frac{-1}{\pi t} * f(t)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution.

On constate que le spectre de $F_H(t)$ est relié au spectre de $f(t)$.

I. B - Signal analytique.

- On appelle signal en quadrature correspondant au signal $f(t)$ l'opposé de la transformée de Hilbert : $- F_H(t)$.

- On appelle signal analytique la fonction complexe $S(t)$ définie par :

$$S(t) = f(t) - i F_H(t)$$

Il a la propriété de ne contenir dans son spectre que les fréquences positives de $f(t)$.

En effet, soit la fonction $G(\omega)$ définie par :

$$G(\omega) = 2H(\omega) \cdot F(\omega)$$

où $F(\omega)$ est la transformée de Fourier de $f(t)$ et $H(\omega)$ l'échelon d'Heaviside. Si $G(\omega)$ est la transformée de Fourier d'une fonction $g(t)$, alors :

$$g(t) = 2 \left[\frac{\delta(t)}{2} + \frac{i}{2\pi t} \right] * f(t)$$

$$g(t) = (\delta(t) + \frac{i}{\pi t}) * f(t)$$

D'où $g(t) = f(t) - i F_H(t)$ car le Dirac $\delta(t)$ est l'élément neutre de l'opérateur de convolution. Ainsi, par définition $g(t) = S(t)$ et l'assertion est démontrée.

- On appelle amplitude instantanée, ou enveloppe, d'un signal $f(t)$, le module du signal analytique :

$$A(t) = |S(t)|$$

De plus, on appelle fréquence instantanée (ou porteuse) la fonction $\sigma(t)$ définie par :

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \text{Arg } S(t) \quad (\text{par exemple ARSAC, 1961})$$

II. Description du calcul de l'enveloppe d'un signal.

a) On calcule la transformée de Fourier discrète d'un signal $s(t)$ échantillonné en N points (de 0 à $N-1$) avec un pas d'échantillonnage de n points par seconde. Ce signal sera complété par des 0 jusqu'à M choisi tel que $M = 2^m$ où $m \in \mathbb{N}$. M est la première puissance de 2 immédiatement supérieure à N .

Afin de minimiser l'effet de l'interruption brutale du signal dont on calcule la transformée de Fourier, on ne multipliera pas celui-ci par une fonction créneau mais par une fonction d'apodisation. Pour tous ces problèmes, on peut consulter par exemple GOLD et RADER (1970) ou BRIGHAM (1974).

Nous avons choisi la fonction de HANNING :

$$\text{Han}(t) = 0.5 + 0.5 \cos \frac{\pi t}{\tau_m} \quad (\text{BLACKMANN et TUCKEY, 1958})$$

où τ_m est la longueur de l'échantillon.

b) On multipliera le spectre obtenu $S(\omega)$ par 2, pour les indices k tels que : $0 < k < M/2$, et par 0 pour les indices k tels que : $M/2 < k < M$ (par exemple FARNBACH, 1975).

On ne change pas la valeur du spectre pour $k = 0$ et $k = M/2$.

En pratique, cette opération est un filtrage. Il faudra donc adoucir les bords de la fonction créneau utilisée comme filtre dans le domaine spectral au moyen d'une fonction d'apodisation.

c) On calcule la transformée de Fourier inverse qui donne $S(t)$, le signal analytique. Il se présente sous la forme d'une fonction complexe échantillonnée de 0 à $M-1$. Il suffit alors d'en prendre le module pour les N premiers points : de 0 à $N-1$, pour obtenir l'enveloppe du signal $s(t)$.

Nous donnons un exemple d'enveloppe calculée sur la figure 2. Le dessin supérieur représente le sismogramme initial ; les dessins inférieurs donnent respectivement le signal filtré à 6Hz (bande passante 4Hz) et à 12Hz (bande passante 8Hz) et leurs enveloppes.

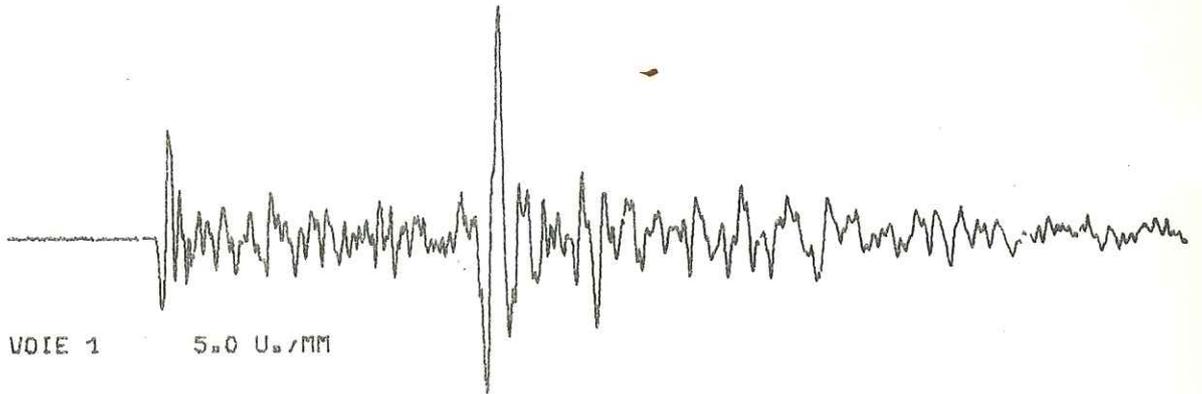
Seule la partie supérieure de l'enveloppe est représentée.



28/11/76

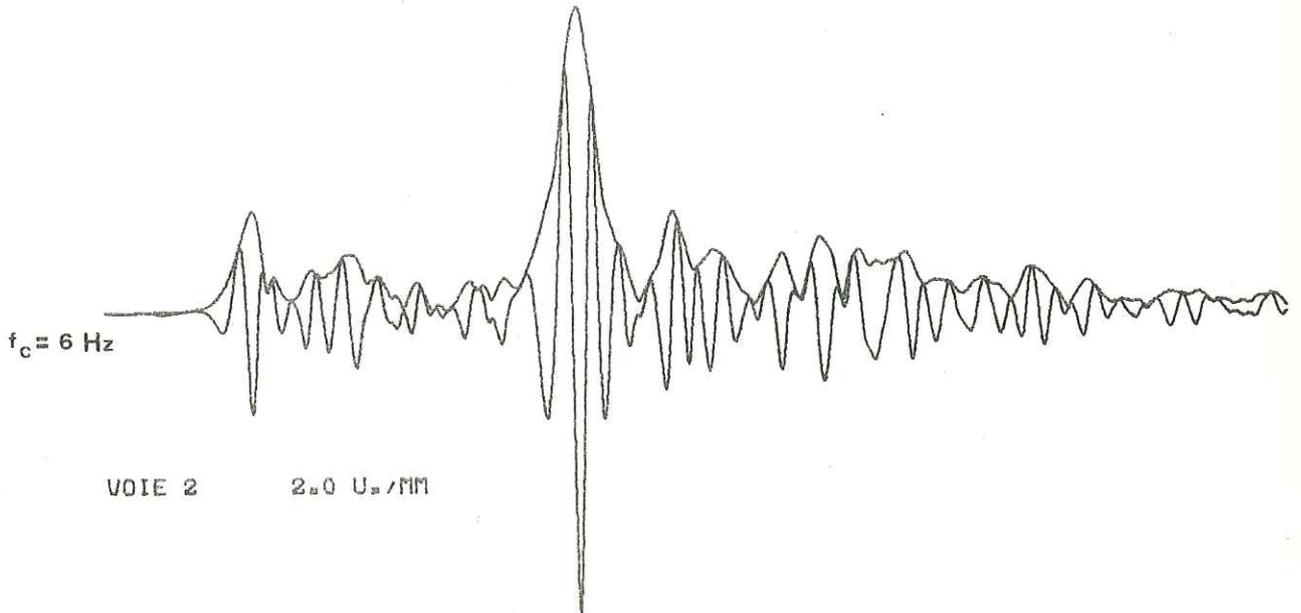
17H07MN58.03S

M=1.90



VOIE 1

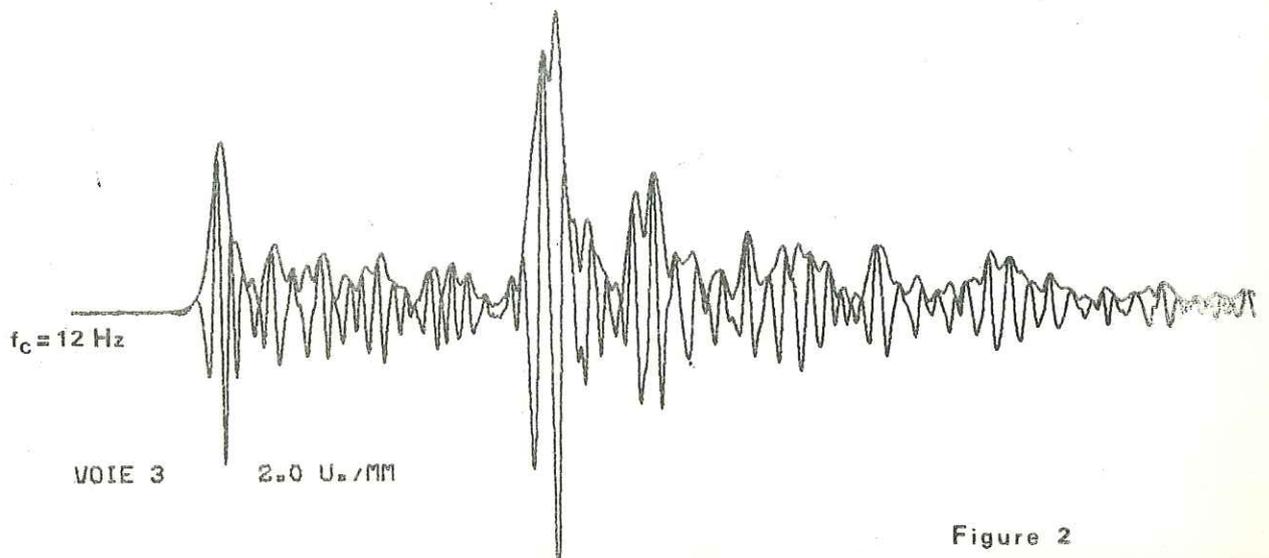
5.0 U./MM



$f_c = 6 \text{ Hz}$

VOIE 2

2.0 U./MM



$f_c = 12 \text{ Hz}$

VOIE 3

2.0 U./MM

Figure 2

Les maxima de l'enveloppe correspondent aux maxima d'amplitude des signaux filtrés. L'enveloppe est une représentation originale de l'information contenue dans le signal.

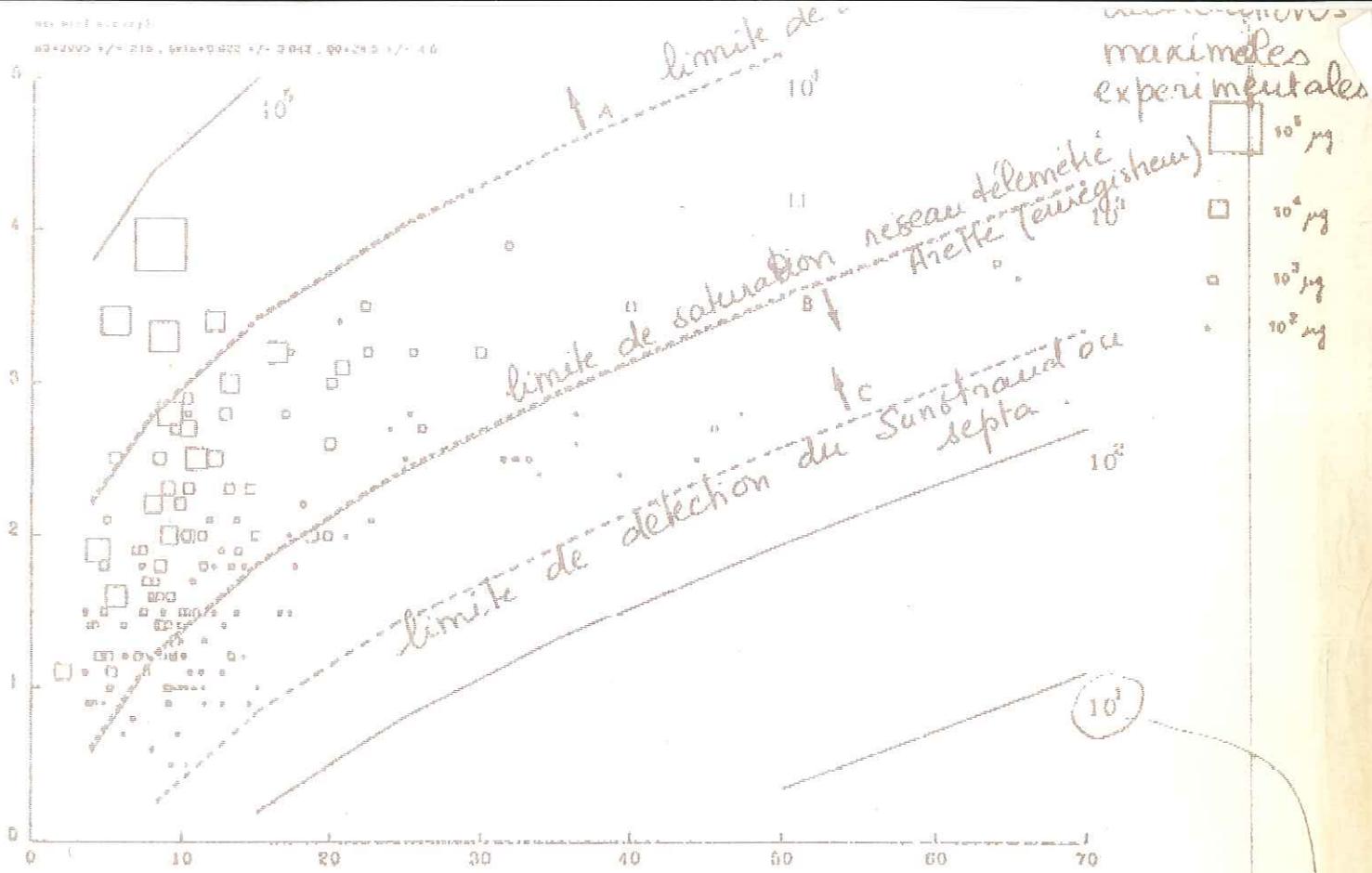


FIGURE 6
 distance le long du rai en km.
 debute de S-P.

←
 acceleration maximale
 en μg (moindres
 carrés)

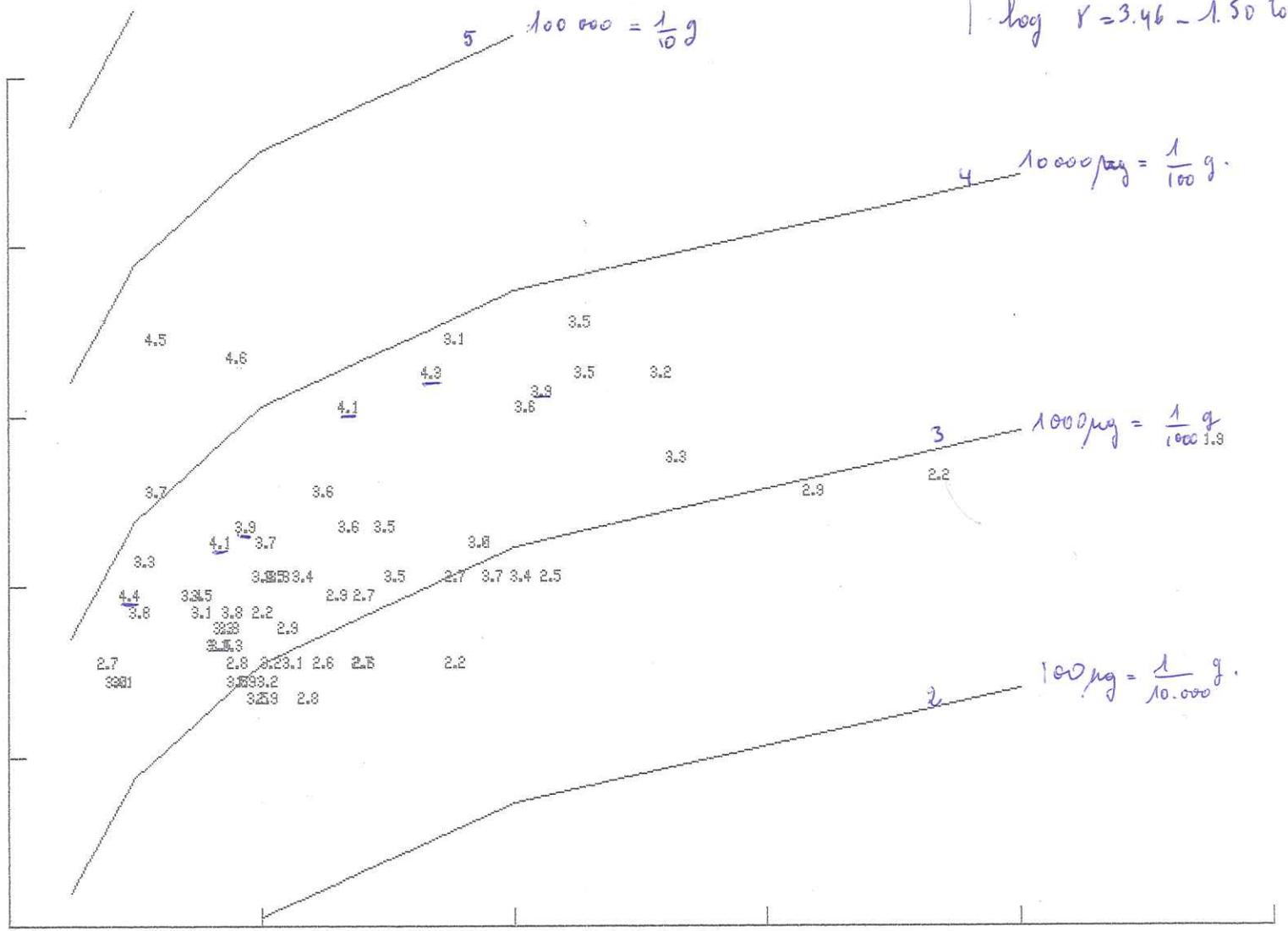
Valeri de I. Anelias M.

magnitud

$$M \geq 1.3 \quad \frac{1}{2} \quad \frac{2}{1}$$

$$r = \frac{2880 \times 10^{0.66 M}}{d^{1.50}}$$

$$\log r = 3.46 - 1.50 \log d + 0.66 M$$



3.8

distancia

$$d \geq 5 \quad 1 \quad 2$$

$$\delta = \frac{7062 \times 10^{0.57M}}{d^{1.63}}$$

$$\log \delta = 3.85 - 1.63 \log d + 0.57M$$

