



HAL
open science

Analyse de doublets sismiques par une méthode de rapport spectral

Jean-Luc Got

► **To cite this version:**

Jean-Luc Got. Analyse de doublets sismiques par une méthode de rapport spectral. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1987. Français. NNT: . tel-00708697

HAL Id: tel-00708697

<https://theses.hal.science/tel-00708697>

Submitted on 15 Jun 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.



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

ET

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : Géophysique Interne

par

Jean-Luc GOT

SUJET

ANALYSE DE DOUBLETS SISMIQUES PAR UNE METHODE DE RAPPORT SPECTRAL

Soutenue le 9 Décembre 1987 devant la Commission d'Examen

MM. G. PASCAL
J. DOREL
J. FRECHET
F. GLANGEAUD
G. PERRIER

Président Rapporteur
Rapporteur
Directeur de Thèse
Examineur
Examineur

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 78 62 54 27 - Fax 04 78 51 43 58
Mail : ptafour@ujf-grenoble.fr

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
ET
INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : Géophysique Interne

par

Jean-Luc GOT

SUJET

**ANALYSE DE DOUBLETS SISMIQUES
PAR UNE METHODE DE RAPPORT SPECTRAL**

Soutenue le 9 Décembre 1987 devant la Commission d'Examen

MM. G. PASCAL	Professeur Université Brest	Président Rapporteur
J. DOREL	Physicien I.O.P.G. Clermont-Ferrand	Rapporteur
J. FRECHET	Chargé de Recherche C.N.R.S. Grenoble	
F. GLANGEAUD	Chargé de Recherche C.N.R.S. Grenoble	Examineurs
G. PERRIER	Professeur Université Grenoble	

REMERCIEMENTS

Cette thèse n'aurait pu être, sans le concours de nombreuses personnes.

Je tiens d'abord à remercier les examinateurs pour l'honneur qu'ils m'ont fait de participer au jury.

Je remercie particulièrement:

- Guy Perrier et Georges Poupinet pour m'avoir accueilli, qui dans son laboratoire, qui dans son équipe;
- Julien Fréchet pour avoir accepté de diriger cette thèse, tâche qu'il a accomplie avec souplesse et bonne humeur;
- tous les chercheurs du L.G.I.T., et spécialement P.Y. Bard, M. Bouchon, M. Campillo, ainsi que P. Comon, F. Glangeaud du C.E.P.H.A.G., qui ont su me faire bénéficier de leur expérience.

Je voudrais également remercier Josette Blanchet dont l'aide m'a été précieuse pour dénouer l'écheveau des derniers problèmes administratifs, ainsi que Marie-Laure pour la frappe de la bibliographie.

Quoi de plus agréable que de vivre, sur son lieu de travail, une ambiance sympathique? je n'oublierai pas les personnes que j'ai connues ici et qui sont souvent devenues des amis...

Enfin... Merci Paule-Annick!

A mes parents

SOMMAIRE

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail: plalour@ujf-grenoble.fr

I INTRODUCTION	1
II ESTIMATION DES RAPPORTS SPECTRAUX	4
II-1 Historique de l'utilisation des méthodes du rapport spectral	4
II-2 La méthode interspectrale	6
II-2.1 Estimation du gain complexe du filtre de Wiener	6
II-2.2 Estimation de la cohérence	7
II-2.3 Estimation des intervalles de confiance sur le module du gain du filtre de Wiener	11
II-2.4 Estimation des intervalles de confiance sur la cohérence	12
II-2.5 Biases sur les estimateurs du gain complexe et de la cohérence	13
II-3 Différentes estimations du rapport spectral à l'aide d'une méthode interspectrale	14
II-3.1 Procédures d'estimation classiques	14
II-3.2 Procédures d'estimation par lissage fréquentiel du gain complexe	16
II-3.3 Illustration et comparaison de ces trois estimations	19
II-3.4 Conclusion	33
III ETUDE DE DOUBLETS SPATIAUX	34
III-1 Introduction	35
III-2 Analysis of the data	36
III-2.1 Estimation of the spectral ratio	36
III-2.2 Presentation of the data set and processing	38
III-2.3 Results of the analysis	39
III-3 Discussion	42
III-4 Conclusion	56
III-5 Résumé en français et conclusion	100

IV ETUDE DE DOUBLETS TEMPORELS	104
IV-1 Introduction	104
IV-2 Etude de la calibration de la chaîne d'acquisition	109
IV-3 Rapports spectraux dans les premières arrivées	123
IV-3.1 Présentation des résultats	123
IV-3.1.1 Estimation du rapport spectral moyen pour les doublets temporels	123
IV-3.1.2 Fluctuations du rapport spectral moyen	132
IV-3.1.3 Variations fréquentielles des rapports spectraux	135
IV-3.1.4 Spectres dans les premières arrivées	154
IV-3.2 Discussion	154
IV-3.2.1 Comparaison des ordres de grandeur des variations du rapport spectral	154
IV-3.2.2 Interprétation des résultats	159
IV-3.3 Conclusion: rapports spectraux dans les premières arrivées	167
IV-4 Rapports spectraux dans la coda	170
IV-4.1 Introduction	170
IV-4.2 Résultats	172
IV-4.3 Interprétation	184
IV-4.3.1 Variations du rapport spectral à basse fréquence	185
IV-4.3.2 Diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral	194
IV-4.4 Conclusion: rapports spectraux dans la coda	196
V CONCLUSION GENERALE	200
BIBLIOGRAPHIE	
ANNEXES	

I INTRODUCTION

De tous temps et dans de nombreuses sociétés, les phénomènes naturels reproductibles, et surtout périodiques, ont suscité l'intérêt et leur étude s'est développée rapidement. En témoigne le développement de l'Astronomie, de l'Antiquité Grecque à la Renaissance, qui a lui-même suscité celui des Mathématiques.

On peut attribuer cet attrait au fait que la multiplication des événements similaires permet d'infirmer ou confirmer -assez rapidement- les hypothèses émises à leur sujet. Cette idée est d'ailleurs à la base du concept d'"expérience scientifique", et du développement des Sciences Physiques.

Dans les Sciences de la Terre, et particulièrement en Sismologie, bien qu'intuitivement l'on puisse envisager l'existence de phénomènes naturels reproductibles, leur mise en évidence a été tardive, et leur connaissance est plus ténue. Pourtant, pour le physicien ou le géologue qui s'intéresse à l'évolution de la croûte terrestre, la véritable expérimentation scientifique, à l'échelle réelle dans le temps et l'espace, est souvent difficile, rare, coûteuse sinon impossible, ce qui rend plus précieuses encore les occurrences d'événements similaires.

On voit tout l'intérêt méthodologique des études de séismes semblables, telles que celles de Berckhemer (1962) qui ont permis de déterminer les lois d'échelles des spectres de séismes, ou telles que les études de doublets entreprises par Poupinet et coll. (1984) et Fréchet (1985): bien qu'on ne maîtrise pas les événements eux-mêmes -comme dans l'expérience de physique-, certains de leurs paramètres restent identiques, ce qui permet d'isoler les

autres et de les étudier.

L'étude qui est présentée ici est une étude de doublets de séismes; nous appelons doublet un ensemble de deux séismes dont les sismogrammes et les localisations sont très semblables. Nous distinguons les doublets spatiaux des doublets temporels suivant qu'ils ont eu lieu à quelques heures ou plusieurs mois d'intervalle.

L'extrême similarité des enregistrements de doublets de séismes a d'abord permis des mesures de délais temporels d'une grande précision, grâce à l'utilisation d'une méthode interspectrale (Poupinet et coll., 1982). Ces mesures ont rendu possible une relocalisation relative métrique des événements (Fréchet, 1985),

ainsi qu'une estimation très fine des variations de vitesses sismiques (Poupinet et coll., 1984; Fréchet, 1985). L'application de cette technique à la prédiction sismique constitue donc un progrès considérable, puisque d'une part elle permet de lever l'ambiguïté entre variations spatiales et temporelles de vitesse, et que d'autre part elle atteint la précision nécessaire à la mesure de variations pré- ou cosismiques de la vitesse des ondes dans la croûte.

Depuis Chouet (1979), nombreuses ont été les recherches plus récentes qui ont eu trait aux variations temporelles non seulement de vitesses sismiques, mais aussi et surtout de l'atténuation dans la croûte, particulièrement à l'aide de mesures de l'atténuation dans la coda (Aki, 1985; Gusev et Lemzikov, 1985; Jin et Aki, 1986; Lee et coll., 1986; Peng et coll., 1986; Sato, 1986a; voir Sato, 1986b pour une revue). Était-il possible de renouveler et préciser les observations et les mesures effectuées par ces derniers, en utilisant une méthode du rapport spectral, appliquée à des doublets temporels? Le travail de M.-J. Frémont (1984) a montré que la réponse à cette question était délicate en ce qui concernait les premières arrivées. En était-il de

même dans la coda?

Après nous être assurés de la bonne estimation du rapport spectral à l'aide d'une méthode interspectrale à fenêtre mobile (Chapitre II), notre travail consistera en l'étude du rapport spectral de cinq doublets spatiaux, localisés sur les failles de San Andreas et de Calaveras, près de la ville de Hollister, Californie Centrale (Chapitre III). Nous verrons que ceux-ci permettent d'isoler les modifications intervenues dans la géométrie de la source et la cinématique de la rupture, ce qui a un intérêt du point de vue de la compréhension des processus de la rupture. Cette étape de l'étude est fondamentale et inévitable, si l'on veut comprendre correctement les variations fréquentielles du rapport spectral ainsi que leur évolution dans la coda des doublets temporels, et tenter de séparer dans ces variations, ce qui est dû à la source de ce qui est dû à la propagation.

Nous pouvons alors aborder l'étude de dix doublets temporels, situés également sur les failles de San Andreas et Calaveras, dans la région proche de Hollister (Chapitre IV). Celle-ci nous permettra de préciser quel type de variation nous pouvons attribuer à la croûte supérieure. Nous pourrions alors conclure quant à l'apport de cette méthode du rapport spectral dans les études de doublets de séismes (Chapitre V).

II ESTIMATION DES RAPPORTS SPECTRAUX

II-1 HISTORIQUE DE L'UTILISATION DES METHODES DU RAPPORT SPECTRAL.

Les "rapports spectraux" sont très couramment utilisés en sismologie sous l'acception générale de "rapports de spectres d'amplitude"; ils sont à la base de plusieurs méthodes: rapport entre deux stations pour le même séisme - mesure du facteur de qualité (Teng, 1968) ou mise en évidence d'effets de site (Tucker et coll., 1984)-, rapport entre deux séismes de foyers proches, mais de magnitudes différentes, enregistrés à la même station (Berckhemer, 1962). Ben Menahem (1961) a effectué un rapport entre deux stations d'azimuts opposés par rapport à la source pour tenter de mettre en évidence la fonction de directivité. Les rapports spectraux d'ondes de surface entre deux stations ont été utilisés pour effectuer des mesures d'atténuation (Phinney, 1964; Patton, 1978). Dans tous les cas, les rapports spectraux ont été utilisés afin d'éliminer au mieux l'influence de certains facteurs pour isoler ceux que l'on désirait étudier.

Bien que les rapports spectraux aient connu une grande variété d'utilisations, peu de sismologues se sont penchés sur la question de leur estimation. Remarquons au préalable, que le rapport spectral est une quantité hautement variable en présence de bruit. En effet, considérons deux signaux constitués d'une même valeur moyenne, à laquelle sont superposés deux réalisations

indépendantes de bruit blanc gaussien normalisé. Les densités spectrales d'énergie brutes (c'est-à-dire non lissées) des deux signaux suivent une distribution du χ^2 à deux degrés de liberté; leur rapport suit donc une distribution de Fisher à 2×2 degrés de liberté. L'intervalle pour lequel nous avons une probabilité de 90% de trouver la vraie valeur du rapport -qui est l'unité- est $[1/19, 19]$ (Aki et Richards, 1980). C'est probablement à cause de ce caractère très variable des rapports spectraux, que ceux-ci sont généralement utilisés pour estimer une valeur moyenne du rapport dans certaines bandes de fréquence, plutôt que pour tenter d'évaluer des variations intéressant une large bande de fréquence.

Plusieurs auteurs ont néanmoins apporté des réponses au problème de l'estimation des rapports spectraux. Pisarenko (1970) a obtenu une estimation du rapport spectral par la méthode du maximum de vraisemblance en supposant que les bruits superposés aux signaux étaient indépendants et suivaient une distribution gaussienne. Patton (1978), utilisant cette méthode pour des mesures d'atténuation d'ondes de Rayleigh a montré que, si elle donnait de bons résultats pour des périodes supérieures à 40 secondes, il n'en était rien pour les périodes plus courtes; ce dernier fait étant attribué à la mauvaise représentation du bruit enregistré aux stations par un bruit gaussien (Aki et Richards, 1980).

II-2 LA METHODE INTERSPECTRALE.

Wiener (1950) a produit une estimation linéaire en moyenne quadratique du gain complexe du filtre existant entre deux signaux aléatoires $x(t)$ et $y(t)$ supposés stationnaires sur la fenêtre d'observation, dont les Transformées de Fourier sont $X(f)$ et $Y(f)$. Cette estimation peut être utilisée pour calculer les rapports spectraux entre les deux signaux $x(t)$ et $y(t)$.

II-2.1 Estimation du gain complexe du filtre de Wiener.

Le problème est de déterminer au mieux la relation G de filtrage linéaire et stationnaire qui peut exister entre $x(t)$ et $y(t)$, en minimisant la quantité:

$$\epsilon(t) = x(t) - \hat{G}(y(t))$$

La mesure adoptée par Wiener pour estimer $\epsilon(t)$ est la distance euclidienne; il s'agit donc de minimiser l'erreur quadratique moyenne:

$$E[|\epsilon(t)|^2] = E[|x(t) - \hat{G}(y(t))|^2]$$

le filtre G est estimé "au sens des moindres carrés". Dans le domaine des fréquences, la relation de filtrage $G[y(t)]$ devient $G(f)Y(f)$; d'après le théorème de projection, il est équivalent de minimiser $E[|\epsilon(t)|^2]$ ou de chercher $\epsilon(f)$ orthogonale à $Y(f)$, c'est-à-dire:

$$E[(X(f) - \hat{G}(f)Y(f))Y^*(f)] = 0$$

dont on peut tirer l'estimée de G qui minimise ϵ :

$$\hat{G}(f) = \frac{E[X(f)Y^*(f)]}{E[Y(f)Y^*(f)]}$$

qu'on écrit souvent

$$\hat{G}(f) = \frac{\gamma_{XY}(f)}{\gamma_{YY}(f)} \quad (1)$$

où $\gamma_{XY}(f)$ est l'interspectre de $X(f)$ et $Y(f)$, et $\gamma_{YY}(f)$ l'autospectre de $Y(f)$.

$\hat{G}(f)$ contient donc toute l'information (phase et module) sur le filtre G , c'est-à-dire sur la partie linéaire et stationnaire de la relation existant entre les deux signaux $x(t)$ et $y(t)$.

Le "rapport spectral" dont il sera question par la suite n'est donc pas le rapport des spectres d'amplitudes pratiqué habituellement par les sismologues, mais le module du gain complexe du filtre estimé $\hat{G}(f)$.

II-2.2 Estimation de la cohérence.

En confondant dans la variable aléatoire $N(f)$ ce qui dans la relation de filtrage est non-linéaire, non-stationnaire, et bruit aléatoire, nous pouvons écrire:

$$X(f) = \hat{G}(f)Y(f) + N(f)$$

soit, si $N(f)$ est indépendant de $Y(f)$,

$$X(f)X^*(f) = \hat{G}(f)\hat{G}^*(f)Y(f)Y^*(f) + N(f)N^*(f)$$

où bien

$$\gamma_{XX}(f) = |\hat{G}(f)|^2 \gamma_{YY}(f) + \gamma_{NN}(f) \quad (2)$$

Donc en utilisant la relation (1):

$$\gamma_{XX}(f) = \frac{\gamma_{XY}^2(f)}{\gamma_{YY}(f)} + \gamma_{NN}(f) \quad (3)$$

d'où l'on peut tirer la d.s.p. (densité spectrale de puissance) du bruit:

$$\gamma_{NN}(f) = \gamma_{XX}(f) - \frac{\gamma_{XY}^2(f)}{\gamma_{YY}(f)}$$

que l'on peut écrire:

$$\gamma_{NN}(f) = \gamma_{XX}(f) \left[1 - \frac{\gamma_{XY}^2(f)}{\gamma_{XX}(f)\gamma_{YY}(f)} \right] \quad (4)$$

Le terme

$$\hat{C}(f) = \frac{|\gamma_{XY}(f)|}{(\gamma_{XX}(f)\gamma_{YY}(f))^{1/2}} \quad (5)$$

est appelé la cohérence entre les signaux $X(f)$ et $Y(f)$ (Jenkins et Watts, 1968).

Remarque:

la cohérence n'a de sens que pour des d.s.p. lissées, sinon sa valeur est l'unité. Cela signifie qu'en l'absence de lissage, il est toujours possible de trouver une relation parfaitement linéaire entre les éléments de chaque couple $(X(f_i), Y(f_i))$. Cette relation ne permet alors pas de distinguer le bruit de l'information. La cohérence -comparable en fréquence au coefficient de corrélation ordinaire- ne peut qu'être maximum (l'unité) pour chacune de ces relations. La cohérence est minimum (nulle) lorsque $X(f)$ et $Y(f)$ sont complètement décorrélés; elle augmente lorsque les relations existant entre chacun des couples de points pris en compte dans le lissage donnent des valeurs concentrées autour de la relation moyenne (la valeur estimée du gain complexe a alors une variance faible); la cohérence est donc, à l'instar du coefficient de

corrélation, une mesure de la linéarité, de la stationnarité -en fréquence, sur le support de la fonction de lissage, ainsi qu'en temps, sur la fenêtre d'observation- et du niveau de fluctuations aléatoires de la fonction de transfert moyenne.

La cohérence est directement reliée au rapport signal sur bruit; il s'agit ici du rapport de la d.s.p. du signal de sortie du filtre, $|\hat{G}(f)|^2 \gamma_{YY}(f)$, sur la d.s.p. du bruit $\gamma_{NN}(f)$.

En éliminant $\gamma_{XY}^2(f)$ et $\gamma_{XX}(f)$ dans la relation (5) grâce aux relations (1) et (3), il vient:

$$\hat{C}^2(f) = 1 / (1 + \gamma_{NN}(f) / (|\hat{G}(f)|^2 \gamma_{YY}(f)))$$

Si l'on appelle $r^2(f)$ le rapport signal de sortie sur bruit (en énergie)

$$r^2(f) = |\hat{G}(f)|^2 \gamma_{YY}(f) / \gamma_{NN}(f)$$

$\hat{C}(f)$ peut être exprimée par:

$$\hat{C}(f) = \left(\frac{r^2(f)}{1+r^2(f)} \right)^{1/2}$$

On peut également noter que la quantité

$$\frac{1}{r(f)} = \left(\frac{1-\hat{C}^2(f)}{\hat{C}^2(f)} \right)^{1/2}$$

qui apparaîtra par la suite dans le calcul de la variance et des intervalles de confiance sur $\hat{G}(f)$, est le rapport bruit sur signal de sortie.

En pratique l'on ne peut calculer le rapport signal de sortie sur bruit que si l'on connaît la vraie valeur du signal ("référence bruit seul"). Le rapport "signal sur bruit" des sismologues correspond plutôt au rapport "signal

bruité sur bruit" $r'(f)$ qui tend vers $r(f)$ lorsqu'il est élevé. En revenant à la relation (5), nous tirons:

$$\tilde{C}^2(f) = 1 - \gamma_{NN}(f)/\gamma_{XX}(f)$$

soit, puisque $r'^2(f) = \gamma_{XX}(f)/\gamma_{NN}(f)$

$$\tilde{C}(f) = \left(1 - \frac{1}{r'^2(f)}\right)^{1/2}$$

Lorsque $r'(f) = 1$, le rapport "signal bruité sur bruit" est égal à 1, c'est-à-dire qu'il n'y a que du bruit dans le "signal" bruité, et la cohérence $C(f)$ est nulle. Lorsque $r'(f)$ tend vers l'infini, $C(f)$ tend vers 1.

Enfin remarquons que $|\hat{G}(f)| = \frac{\gamma_{XY}(f)}{\gamma_{YY}(f)}$

$$= \left(\frac{\gamma_{XX}}{\gamma_{YY}}\right)^{1/2} C(f)$$

Lorsque le rapport signal sur bruit est élevé, $C(f)$ tend vers 1, et le rapport $\left(\frac{\gamma_{XX}}{\gamma_{YY}}\right)^{1/2}$ tend vers $|\hat{G}(f)|$. La quantité $|\hat{G}(f)|$ minimise l'influence du bruit dans l'estimation de la fonction de transfert; si les bruits affectant les deux signaux sont indépendants, seul l'autospectre γ_{YY} occasionne un biais (Fréchet (1985)) dans cette estimation de la fonction de transfert, l'interspectre n'étant pas une quantité biaisée par les deux bruits indépendants. Par contre, le rapport $\left(\frac{\gamma_{XX}}{\gamma_{YY}}\right)^{1/2}$ correspond au rapport des signaux bruités; le biais sur ce rapport provient à la fois du biais sur γ_{XX} et γ_{YY} . Lorsque le rapport signal sur bruit augmente, la cohérence augmente et les deux quantités $|\hat{G}(f)|$ et $\left(\frac{\gamma_{XX}}{\gamma_{YY}}\right)^{1/2}$ tendent l'une vers l'autre. Il

ne faut cependant pas considérer que la cohérence est un facteur correctif du rapport $\left(\frac{\gamma_{XX}}{\gamma_{YY}}\right)^{1/2}$, mais qu'elle fournit un seuil minimal du rapport signal sur bruit, en dessous duquel l'on ne peut produire une estimation correcte du rapport spectral.

II-2.3 Estimation des intervalles de confiance approchés sur le module du gain du filtre de Wiener.

Le problème est de trouver un majorant à la quantité $|\hat{G}(f) - G(f)|$. Jenkins et Watts (1968) ont montré que la quantité:

$$\frac{\nu-2}{2} \gamma_{YY}(f) |\hat{G}(f) - G(f)|^2 / \gamma_{NN}(f)$$

est une v.a. (variable aléatoire) qui suit une loi de Fisher à 2 et $\nu-2$ degrés de liberté; cette v.a. a donc une probabilité de $100(1-\alpha)\%$ d'avoir une valeur inférieure au coefficient $F_{2,\nu-2}(1-\alpha)$ caractéristique de la distribution.

$$\text{Ainsi } |\hat{G}(f) - G(f)|^2 \leq \frac{2}{\nu-2} F_{2,\nu-2}(1-\alpha) \gamma_{NN}(f) / \gamma_{YY}(f)$$

La relation (4) permet de déduire que:

$$|\hat{G}(f) - G(f)|^2 \leq \frac{2}{\nu-2} \frac{\gamma_{XX}(f)}{\gamma_{YY}(f)} [1 - C^2(f)] F_{2,\nu-2}(1-\alpha)$$

d'où l'on tire

$$|\hat{G}(f) - G(f)|^2 \leq \frac{2}{\nu-2} |G(f)|^2 \frac{[1 - C^2(f)]}{C^2(f)} F_{2,\nu-2}(1-\alpha)$$

L'on obtient ainsi un intervalle à $100(1-\alpha)\%$ de confiance

approché pour $|\hat{G}(f)|$:

$$|\hat{G}(f)| \left[1 \pm \sqrt{\frac{2}{\nu-2} F_{2, \nu-2}(1-\alpha) \frac{1-C^2(f)}{C^2(f)}} \right]$$

La quantité $\frac{1-C^2(f)}{C^2(f)}$ correspond à la variance relative du module du gain $G(f)$ (voir Annexe I).

Le nombre de degrés de liberté est égal au produit $B_e T$ où B_e est la "bande passante statistiquement équivalente" de la fonction de lissage et T la durée de la fenêtre de signal utilisée; B_e est en fait la bande passante qu'aurait un bruit blanc de même énergie que la fonction de lissage. Pour une fonction de lissage à $2N+1$ coefficients $g(k)$,

$$\nu = B_e T = \frac{\left(\sum_{k=-N}^N g(k) \right)^2}{\sum_{k=-N}^N g^2(k)}.$$

Ces intervalles de confiance sont plus faibles lorsque le nombre de degrés de liberté et la cohérence sont grands. On voit donc que la méthode n'est utilisable en pratique que pour des signaux très semblables et énergétiques dans une large bande de fréquence.

II-2.4 Estimation des intervalles de confiance approchés sur la cohérence.

La distribution de l'estimateur de la cohérence n'étant pas une distribution simple (c'est-à-dire gaussienne, ou du χ^2 , ou de Fisher), pour estimer les intervalles de confiance approchés sur la cohérence, l'on utilise la transformation:

$$\begin{aligned} z(f) &= \text{Argth}(C(f)) \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{1+C(f)}{1-C(f)} \end{aligned}$$

qui suit approximativement une loi normale de variance $\frac{1}{B_e T}$. L'intervalle de confiance à $100(1-\alpha)\%$ pour z est

$$z(f) \pm \eta(1-\alpha/2) \frac{1}{\sqrt{B_e T}}$$

d'où l'intervalle de confiance à $100(1-\alpha)\%$ pour la cohérence:

$$I_C = \left[\text{th}\left(z - \frac{\eta(1-\alpha/2)}{\sqrt{B_e T}}\right), \text{th}\left(z + \frac{\eta(1-\alpha/2)}{\sqrt{B_e T}}\right) \right]$$

Cet intervalle n'est pas centré sur la valeur de $C(f)$.

II-2.5 Biais sur les estimateurs du gain et de la cohérence.

Jenkins et Watts (1968) ont discuté plus complètement le problème du biais de ces estimateurs.

Les biais de ces deux estimateurs sont proportionnels à la pente de la phase de l'interspectre. On les annule en alignant parfaitement les signaux. Dans la pratique, ils sont réduits grâce à l'alignement des signaux à l'échantillon le plus proche en temps. Ce biais sur l'estimation des "rapports spectraux" a notamment été noté par Frémont (1984).

Les biais sur $G(f)$ et $C(f)$ sont également proportionnels à la dérivée seconde de la valeur vraie de l'interspectre; le biais sur $G(f)$ est de plus proportionnel à la dérivée première de la valeur vraie de l'interspectre, ce qui met en évidence le fait que lorsque les valeurs vraies des d.s.p. varient beaucoup, le lissage peut introduire un biais sur l'estimation.

La méthode interspectrale permet donc le calcul de la fonction de transfert existant entre deux signaux dans la mesure où ceux-ci sont très semblables; disposant de tels

signaux, nous pouvons envisager l'estimation de leurs rapports spectraux à l'aide de cette méthode.

II-3 DIFFERENTES ESTIMATIONS DU RAPPORT SPECTRAL.

II-3.1 Procédures d'estimation classiques.

Les relations (1) et (5) définissent le gain complexe et la cohérence estimés. Les procédures classiques d'estimation correspondantes sont indiquées Figure 1. Les signaux sismiques n'étant pas stationnaires en temps, la fenêtre temporelle d'observation des signaux $x(t)$ et $y(t)$ est courte (128 points; le taux d'échantillonnage est de 100 points par seconde). La fenêtre choisie est de type Hanning généralisé:

$$w(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < -(t_0 + \tau) \\ \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi(t+t_0)}{\tau} \right) & \text{pour } -(t_0 + \tau) < t < -t_0 \\ 1 & \text{pour } -t_0 \leq t \leq t_0 \\ \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi(t-t_0)}{\tau} \right) & \text{pour } t_0 < t < t_0 + \tau \\ 0 & \text{pour } t > t_0 + \tau \end{cases}$$

où τ est la durée de la rampe en cosinus de la fonction d'apodisation, et $2t_0$ la durée du niveau unité; on peut en dériver directement les valeurs prises par la fonction d'apodisation en échantillonné (Kanasewich, 1981, pp. 120-121).

Le lissage des d.s.p. peut être effectué soit directement sur ces quantités (Fig. 1a), ou bien par apodisation des fonctions de corrélation à l'aide de fonctions de

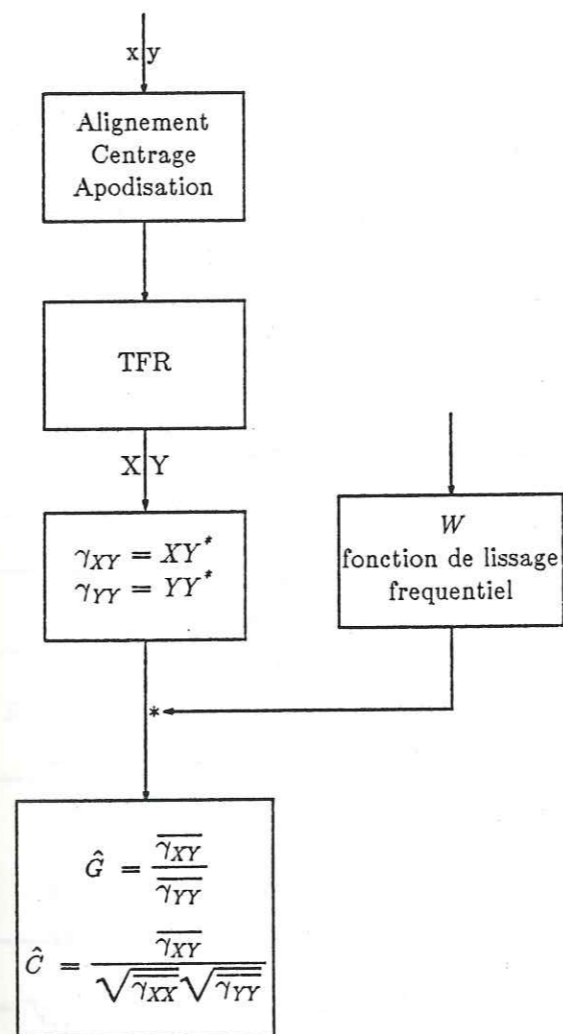


Figure 1a

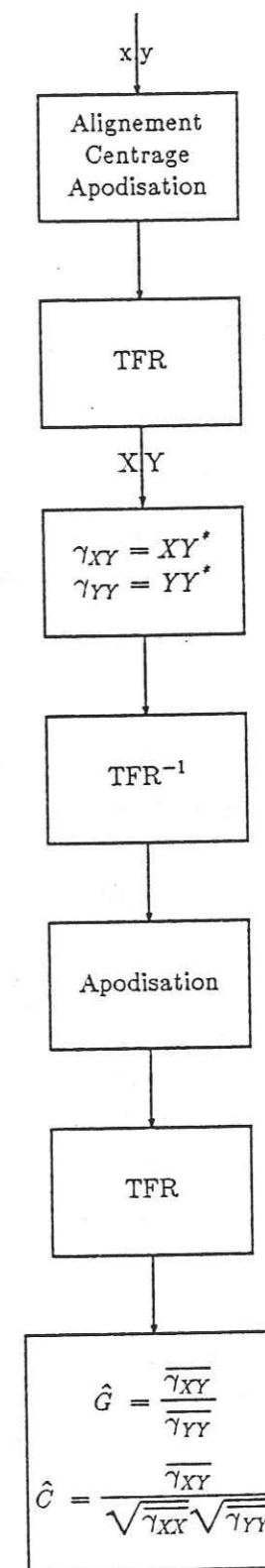


Figure 1b

Figure 1: Procédures classiques d'estimation du gain complexe et de la cohérence.

- Par lissage fréquentiel des densités spectrales.
- Par apodisation des fonctions de corrélation.

pondération centrées sur le maximum de ces dernières (afin de ne pas introduire de biais dans l'estimation); dans ce dernier cas, l'utilisation de TFR et de multiplications dans le domaine temps évite les convolutions, coûteuses en temps calcul, du lissage fréquentiel. Les signaux n'étant pas stationnaires en fréquence également, nous avons été amenés à choisir un support de la fonction de lissage de cinq points (soit $5/1.28 \approx 4\text{Hz}$). La fonction de lissage est la Transformée de Fourier d'une fonction de Tukey d'ordre 2 $[\frac{1}{2}(1+\cos\frac{\pi t}{\tau})]^2$ pour $t \in [-\tau, \tau]$ (et nulle à l'extérieur de cet intervalle). Les coefficients de la fonction de lissage fréquentielle sont donc (1/16, 1/4, 3/8, 1/4, 1/16); leur somme est l'unité, et leur $B_e T = 3,66$.

II-3.2 Procédures d'estimation par lissage fréquentiel du gain complexe.

Fréchet (1985), d'autre part, a proposé une estimation des rapports spectraux basée sur l'observation des signaux offerts par les doublets de séismes:

- étant donné le degré de similitude existant entre leurs d.s.p., et la faible amplitude des changements supposés, le lissage des d.s.p. peut effacer une partie significative de l'information recherchée.

- Si les bruits sont complètement décorrélés entre eux ainsi que des signaux, il n'y a pas de biais introduit par la présence de bruit dans le calcul de l'interspectre.

- L'estimation de l'autospectre d'un signal bruité est biaisée si on lisse module et phase.

Pour ces raisons, le lissage fréquentiel des densités spectrales est évité, et remplacé par un lissage sur les valeurs complexes du rapport des densités spectrales brutes (Fig. 2a).

Fréchet (1985) a montré que le bruit qui affectait le

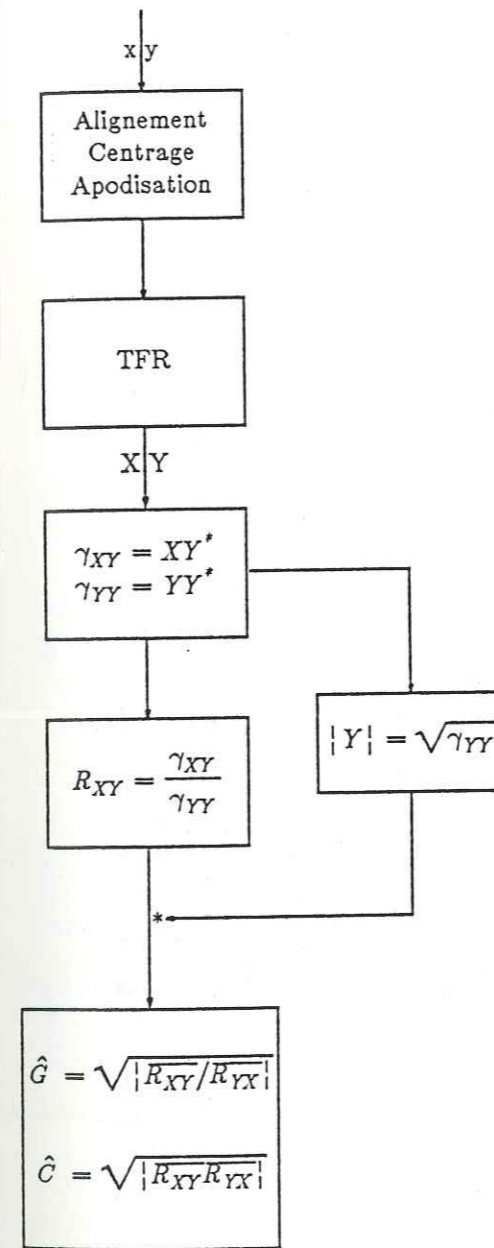


Figure 2a

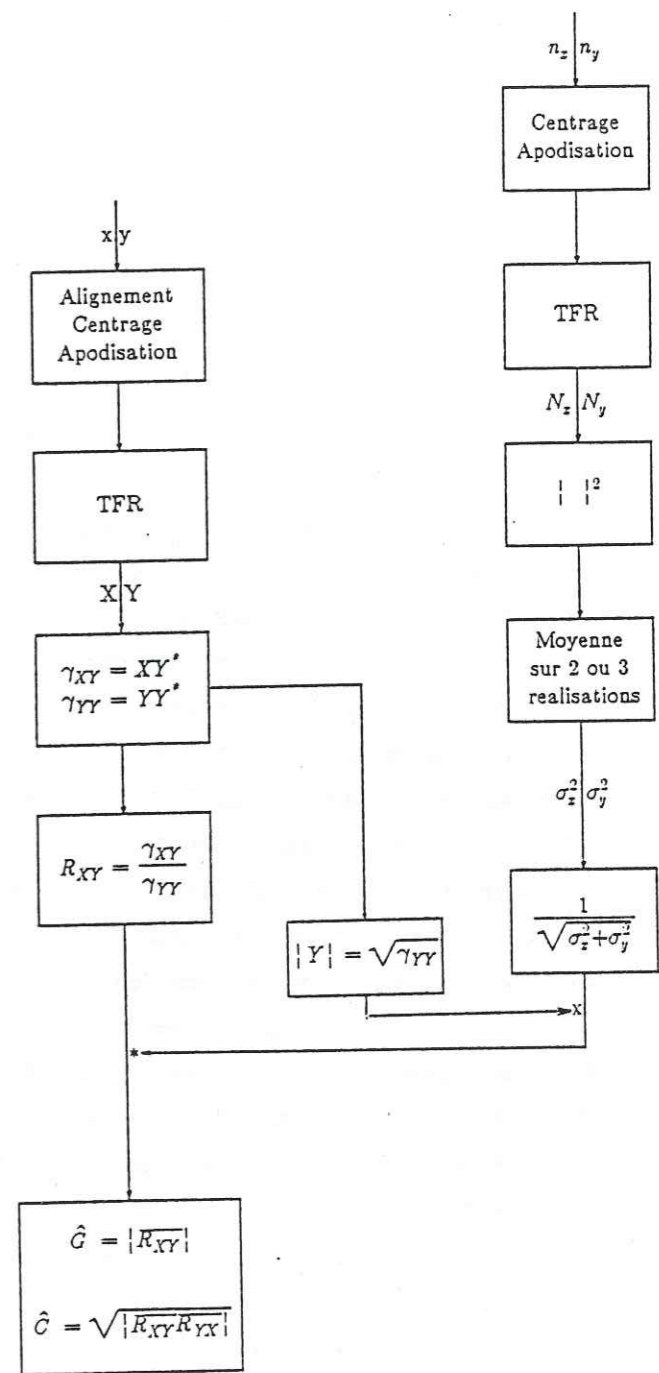


Figure 2b

Figure 2: Procédures d'estimation par lissage du rapport spectral complexe.

a) Poids en $|Y|$ ("estimation 1").

b) Poids en $\frac{|Y|}{\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}}$ ("estimation 2").

rapport spectral $R_{12} = X_1/X_2$ (où X_1 est la Transformée de Fourier du signal $x_1(t)$, X_2 la Transformée de Fourier du signal $x_2(t)$) était proportionnel à $1/X_2$. Cela permet donc d'estimer R_{12} en lissant le rapport à l'aide d'un poids en X_2 ; la même opération étant effectuée avec le rapport $R_{21} = X_2/X_1$, l'estimateur du rapport spectral choisi est la moyenne géométrique de R_{12} et $\frac{1}{R_{21}}$:

$$|\hat{G}| = |R_{12}/R_{21}|^{1/2}$$

La cohérence est alors estimée par $\hat{C} = |R_{12}R_{21}|^{1/2}$.

Cette méthode se caractérise également par l'utilisation d'une technique de fenêtre mobile pour laquelle l'alignement des deux signaux est effectué à un demi pas d'échantillonnage près, grâce à la correction de leur déphasage à chaque fenêtre; cet alignement parfait permet un calcul correct du rapport spectral jusque dans la coda. Notre premier objectif a été d'améliorer cette estimation des rapports spectraux. Fréchet (1985) montrait que le bruit qui affectait le rapport spectral était non seulement proportionnel à $1/X_2$, mais plutôt à $\sqrt{\gamma_1+\gamma_2}/X_2$ où γ_1 et γ_2 sont les densités spectrales des bruits superposés aux deux signaux. Ces densités spectrales peuvent être estimées à partir de l'enregistrement de bruit précédant le signal par la méthode du périodogramme moyenné. Il a donc été utilisé une fonction de lissage en $X_2/\sqrt{\gamma_1+\gamma_2}$; celle-ci peut avoir une largeur variable, inversement proportionnelle aux valeurs de $X_2/\sqrt{\gamma_1+\gamma_2}$, ce qui permet de moyennner plus les bandes de fréquence bruitées. Le rapport spectral est alors estimé par (Fig. 2b):

$$|\hat{G}| = |R_{12}|$$

la cohérence l'étant par:

$$|\hat{C}| = |R_{12}R_{21}|^{1/2}$$

- Biais de cette estimation.

. L'estimation du "rapport moyen" par le rapport lissé (la moyenne arithmétique des rapports) est biaisée, surtout si le rapport varie beaucoup. Une moyenne géométrique réduirait ce biais, mais serait plus coûteuse en calcul. D'autre part, si les valeurs vraies des d.s.p. des signaux varient indépendamment, la valeur vraie du rapport peut varier beaucoup plus brutalement que celles des d.s.p.. Cependant, ce n'est généralement pas le cas pour les doublets dont les signaux ne varient pas de façon indépendante. Ce biais reste faible lorsque le rapport varie peu.

. Le rapport de deux v.a. tend à fluctuer beaucoup plus que les v.a. elle-mêmes; si les v.a. sont distribuées suivant une loi du χ^2 , leur rapport suit une loi de Fisher dont la distribution est beaucoup plus étalée. Il faudrait moyennner plus le rapport (largeur de lissage plus importante) pour converger vers la vraie valeur, au risque d'introduire un biais plus important.

Cette estimation peut donner de bons résultats dans le cas de doublets pour lesquelles les rapports spectraux varient peu (alors que leurs d.s.p. varient plus fortement). Ce cas n'est toutefois pas général.

II-3.3 Illustration et comparaison de ces trois estimations.

Nous appellerons par la suite "estimation 1" l'estimation du rapport spectral par le rapport spectral complexe lissé à l'aide d'un poids en X_2 (Fig. 2a), "estimation 2",

l'estimation modifiée (poids en $\frac{X_2}{\sqrt{\gamma_1 + \gamma_2}}$) (Fig. 2b), et "estimation 3" l'estimation classique (Fig. 1b). Dans tous les cas la fenêtre d'analyse est une fenêtre de Hanning comprenant 1,28s de signal échantillonné à 100 points par seconde.

Nous avons d'abord calculé rapports spectraux et cohérence pour des doublets présentant des variations faibles et plus fortes (Fig. 3) à l'aide des trois types d'estimation. L'on note la similarité des rapports spectraux estimés par les trois procédures sur les bandes de fréquence où la cohérence est supérieure à 0,90.

Il pouvait être intéressant d'illustrer le résultat des estimations en analysant non pas des doublets réels, mais des simulations dont on contrôle les caractéristiques moyennes. Le principe d'une telle simulation est présenté en Annexe II. Elle fournit des signaux qui sont liés par une fonction de transfert correspondant à un modèle déterminé: variation progressive ou brusque du contenu spectral des signaux (Fig. 4 et 5). Le module de cette fonction de transfert (rapport spectral) a été ensuite estimé à l'aide des trois procédures: on remarque que les résultats sont tous assez proches du modèle de fonction de transfert (Fig. 4d et 5d).

Nous avons également utilisé de telles simulations pour illustrer l'influence d'un bruit "blanc" (c'est-à-dire à très large bande passante) superposé à un signal sismique, sur le rapport spectral et la cohérence (Fig. 6 à 9).

Pour la Figure 6 la fonction de transfert attendue est celle de la Figure 4d; le signal d'entrée est un signal sismique, et un bruit blanc de moyenne nulle et écart-type 10 a été superposé au second signal. Cette figure montre que le rapport spectral correspond à la fonction de transfert théorique dans la partie énergétique du signal; la cohérence est alors forte. C'est dans cette plage de

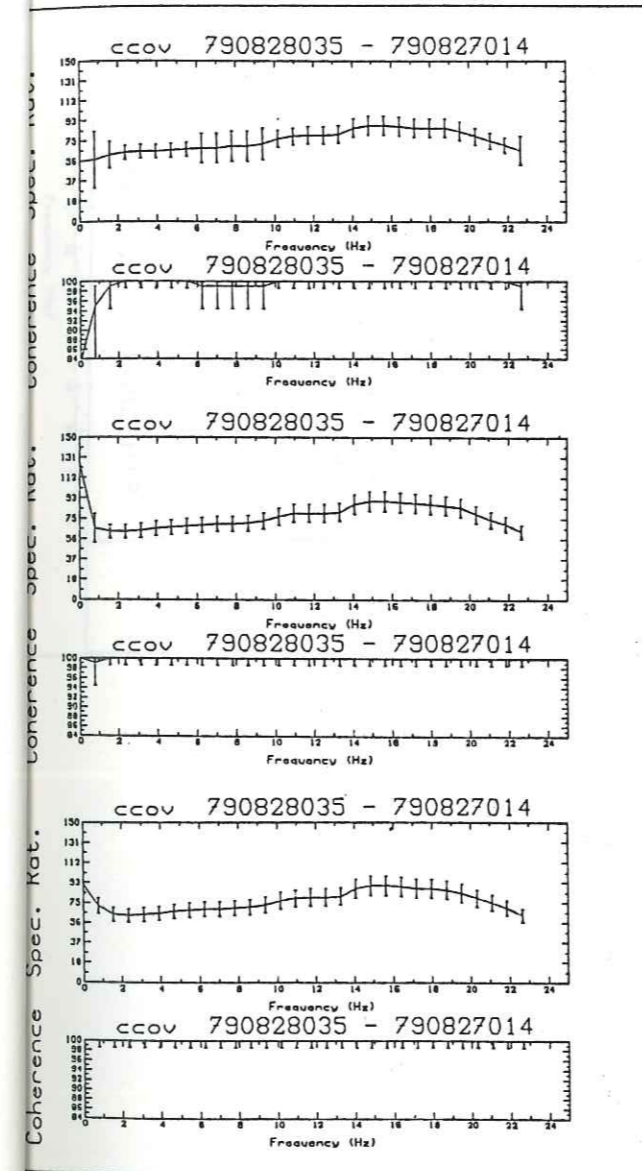


Figure 3a

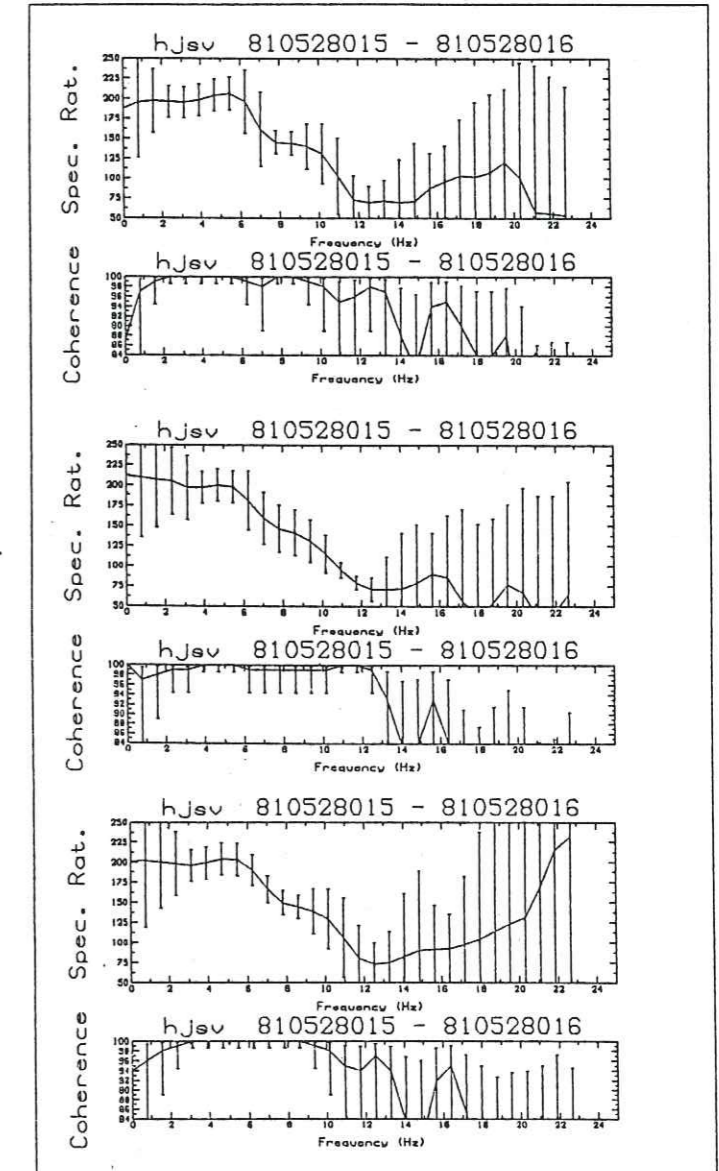


Figure 3b

Figure 3: Estimations du rapport spectral et de la cohérence représentés avec leurs intervalles de confiance, pour une variation faible (Fig. 3a) ou forte (Fig. 3b); estimation 1 (en bas), 2 (au milieu) et 3 (en haut). Les intervalles de confiance approchés sur le rapport spectral ont été calculés dans l'hypothèse d'une distribution de Fisher du rapport spectral.

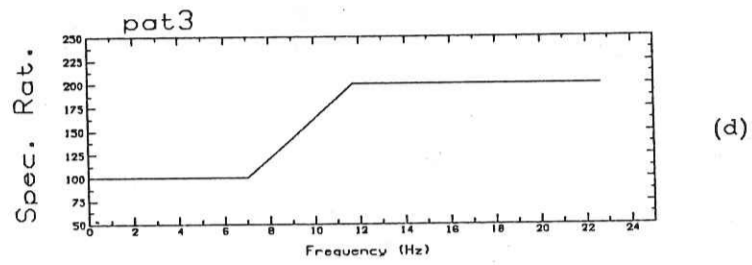
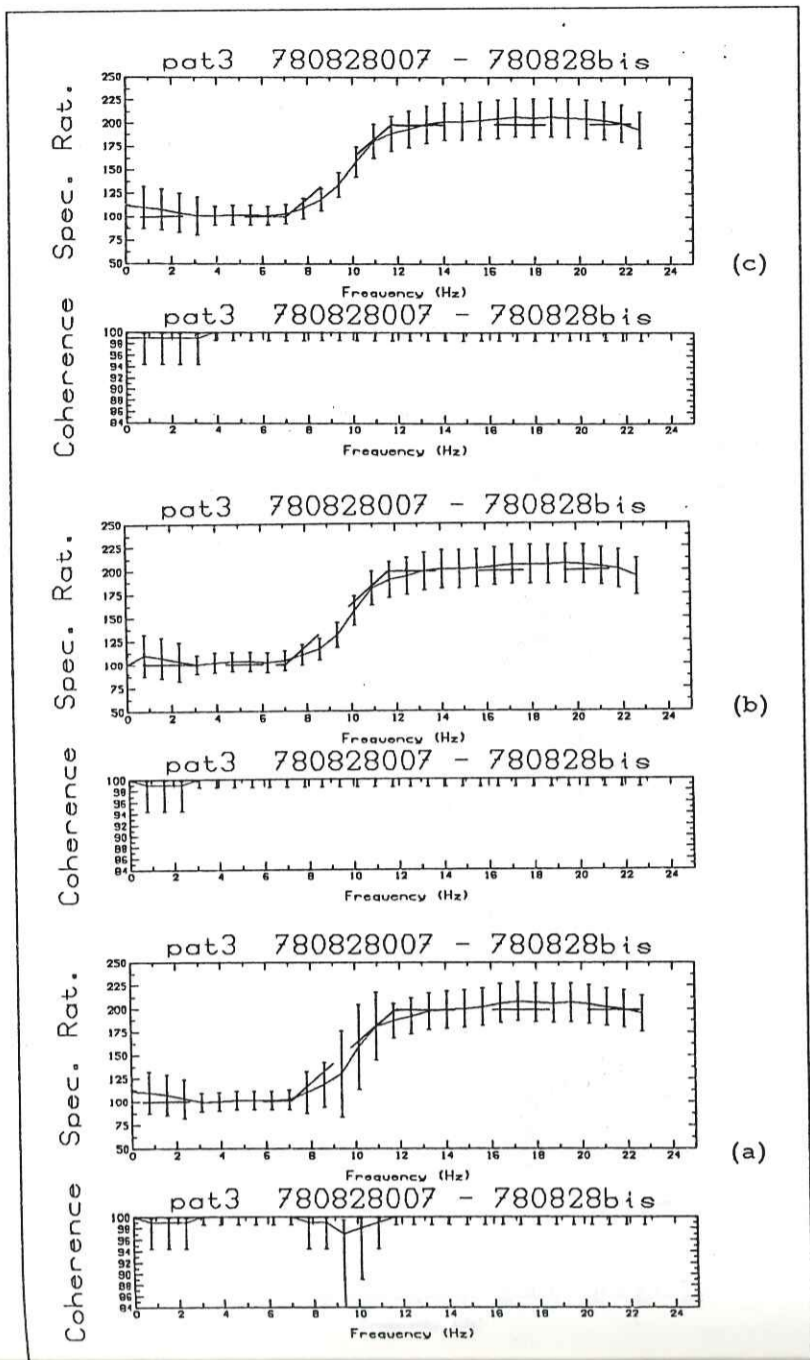


Figure 5: Estimations du rapport spectral et de la cohérence avec leurs intervalles de confiance, pour une fonction de transfert synthétique (estimation 1 (a), 2 (b) et 3 (c)). En (d) est représenté le modèle théorique de la fonction de transfert; ce modèle est superposé, en tireté, sur les fonctions de transfert synthétiques.

Cohérence et rapport spectral sont multipliés par 100.

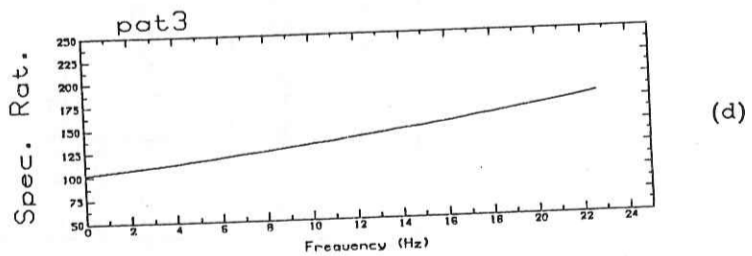
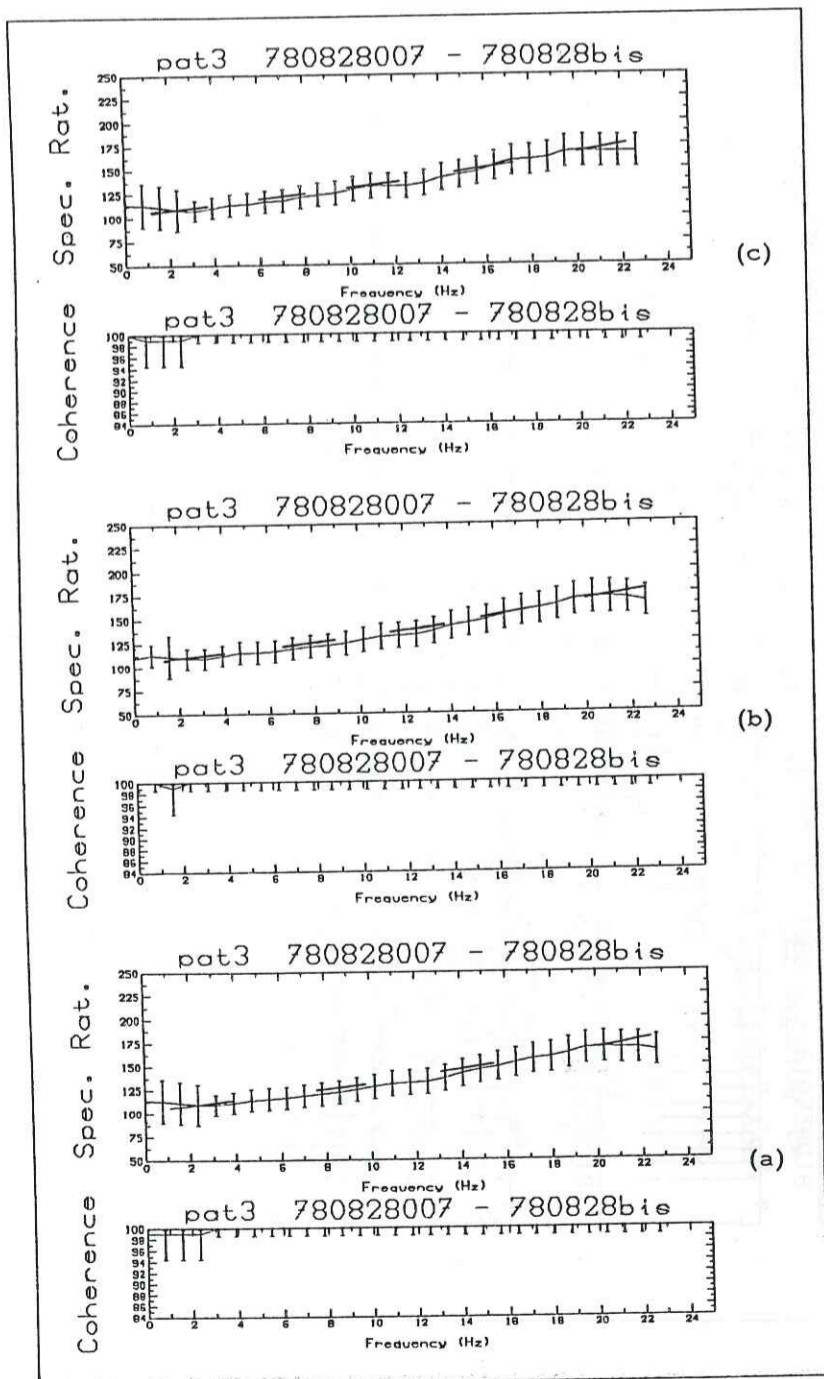


Figure 4: Estimations du rapport spectral et de la cohérence avec leurs intervalles de confiance, pour une fonction de transfert synthétique (estimation 1 (a), 2 (b) et 3 (c)). En (d) est représenté le modèle théorique de la fonction de transfert; ce modèle est superposé, en tireté, sur les fonctions de transfert synthétiques.

Cohérence et rapport spectral sont multipliés par 100.

fréquence que le rapport spectral calculé se rapproche le plus de la valeur vraie. La cohérence chute à plus haute fréquence, entraînant un élargissement important des intervalles de confiance sur le rapport spectral; celui-ci diminue en fluctuant, et tend à représenter le rapport des bruits (le signal est peu énergétique dans cette bande de fréquence). Ces traits sont communs à toutes les estimations présentées.

Un de nos objectifs étant l'étude du rapport spectral tout au long des signaux, il était également intéressant de cerner l'effet du bruit superposé à un signal sismique dans tout le domaine temps-fréquence échantillonné.

Figure 7a-b-c sont représentés les logarithmes des rapports spectraux calculés pour 20 secondes de signal, la fonction de transfert théorique entre les signaux étant $e^{\alpha t}$, où $\alpha = 3,14 \cdot 10^{-3}$, f est la fréquence et t le temps (Fig. 7d); le signal d'entrée est un bruit blanc de moyenne nulle et d'écart-type 100. Le signal de sortie est également un bruit blanc dont seule l'amplitude a varié; il n'y a aucun bruit additif superposé à ce signal de sortie.

Les lieux d'égal rapport spectral sont des hyperboles $ft = \text{constante}$, que l'on retrouve bien pour les trois estimations (Figure 7a-b-c). Il a été procédé à un ajustement (explicité en Annexe III) de ces rapports spectraux à leur modèle; celui-ci peut être non pondéré ou pondéré à l'aide de l'inverse de la variance du module du gain $|\hat{G}(f)|$ sur les bandes de fréquence où $\hat{C}(f) \geq 0,90$, le poids étant nul à l'extérieur de celles-ci (voir Annexe IV). Cet ajustement fournit des valeurs de α proches de la valeur de $3,14 \cdot 10^{-3}$ choisie pour le modèle (Tableau I et II); cette valeur est toujours contenue dans l'intervalle de confiance, quelle que soit la procédure d'estimation utilisée. La pondération de l'ajustement intervient peu dans ce cas, la cohérence étant très proche de 1 sur l'ensemble du domaine étudié.

La figure 8a-b-c montre le logarithme du rapport spectral

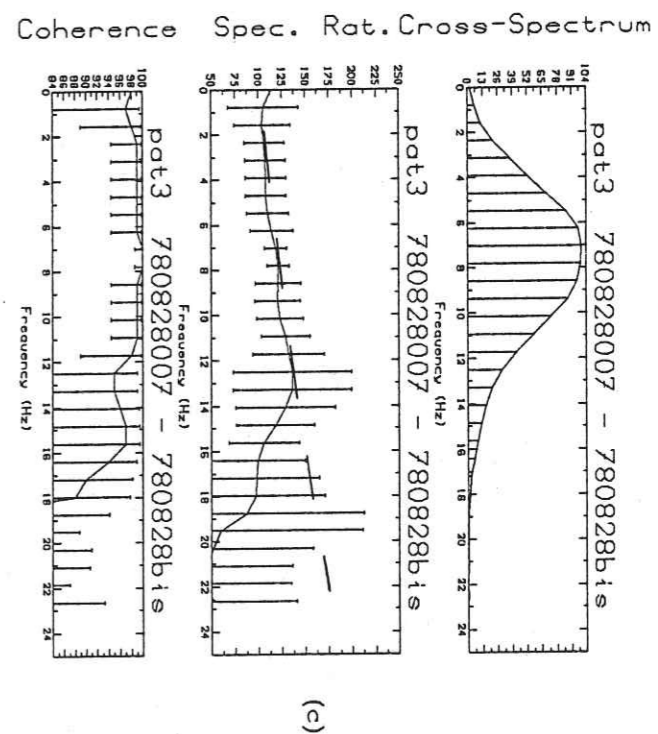
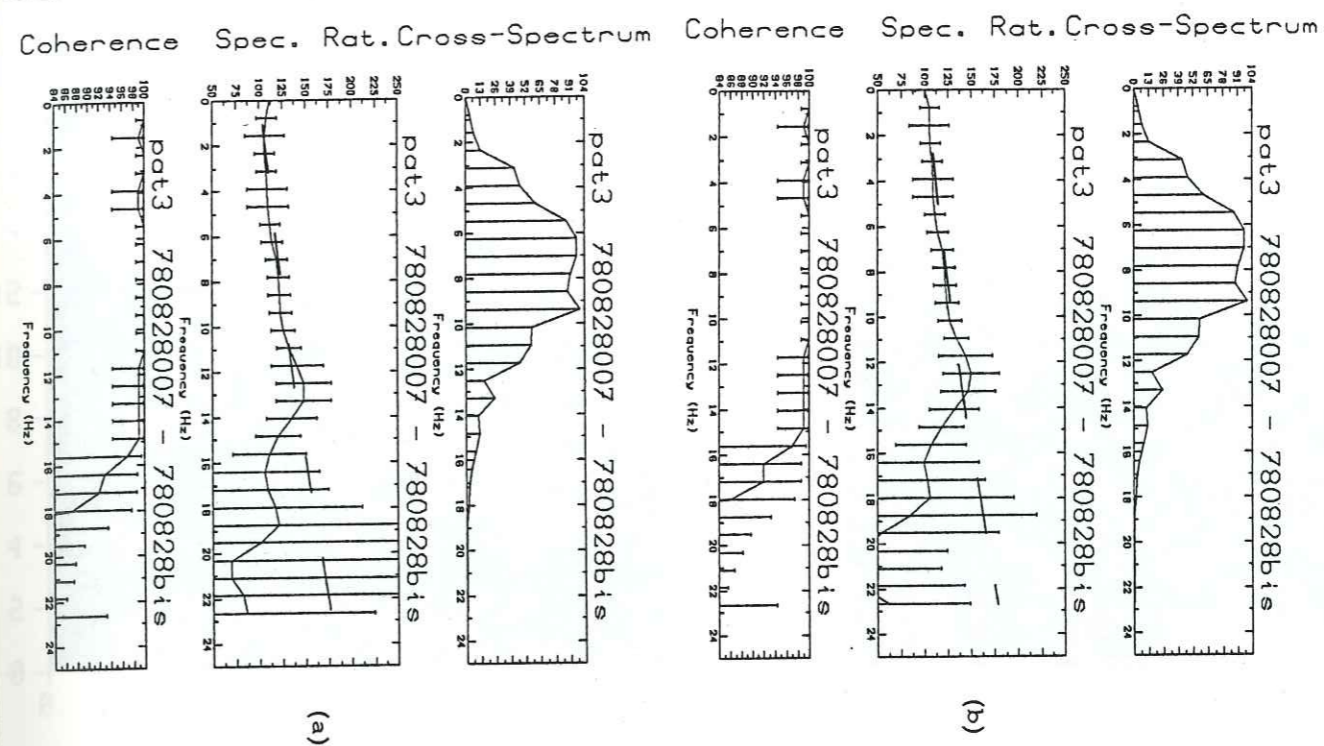


Figure 6: Estimations du rapport spectral et de la cohérence avec leurs intervalles de confiance, pour une fonction de transfert synthétique, un bruit aléatoire étant superposé au signal transformé (voir texte: estimation 1 (a), 2 (b) et 3(c)). Le modèle théorique de la fonction de transfert est représenté Figure 4d; il est superposé, en tireté, sur les fonctions de transfert synthétiques. L'interspectre est également représenté; toutes les quantités sont multipliées par 100.

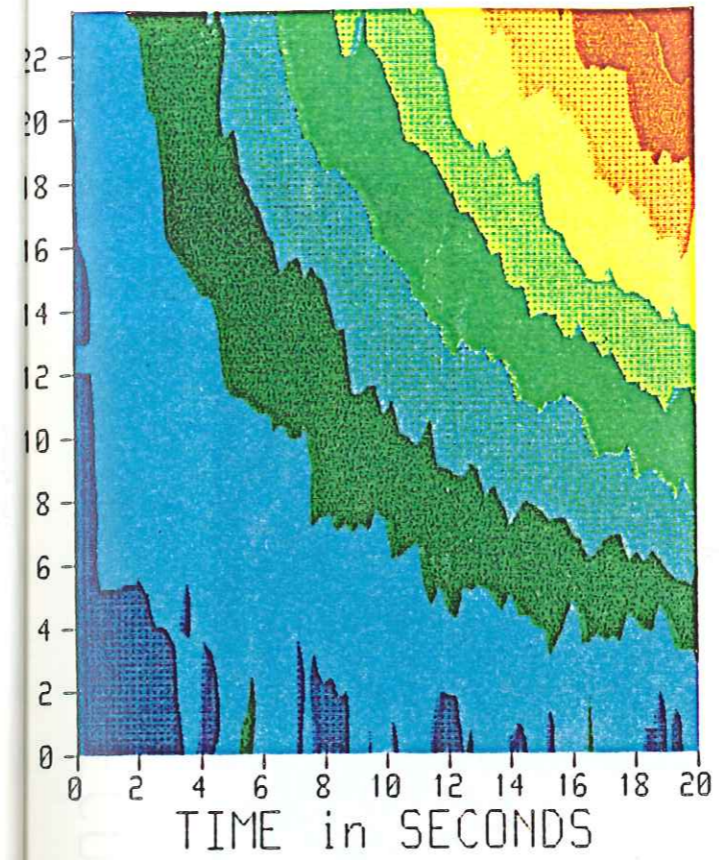


Figure 7a

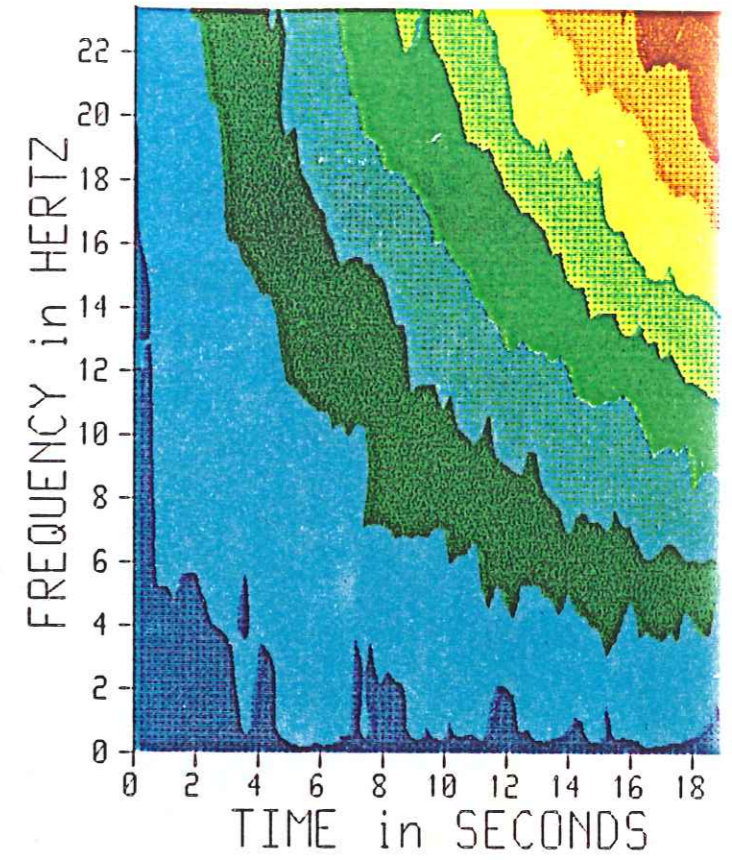


Figure 7b

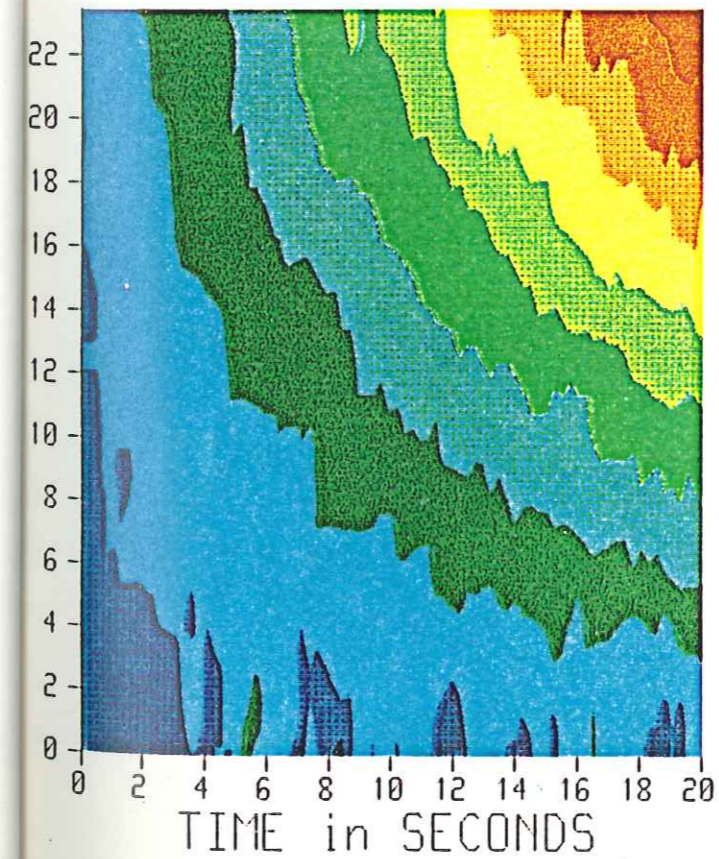


Figure 7c

LOG OF SPECTRAL RATIO

ABOVE	1.75
1.60 - 1.75	
1.44 - 1.60	
1.29 - 1.44	
1.13 - 1.29	
0.98 - 1.13	
0.83 - 0.98	
0.67 - 0.83	
0.52 - 0.67	
0.37 - 0.52	
0.21 - 0.37	
0.06 - 0.21	
-0.10 - 0.06	
-0.25 - -0.10	
BELOW	-0.25

Figure 7: Logarithme du rapport spectral fonction du temps et de la fréquence obtenu à partir des estimations 1 (a), 2 (b) et 3 (c) pour une fonction transfert théorique en $e^{-\alpha f t}$ (d), où α est une constante.

Expected log of spectral ratio for pat3

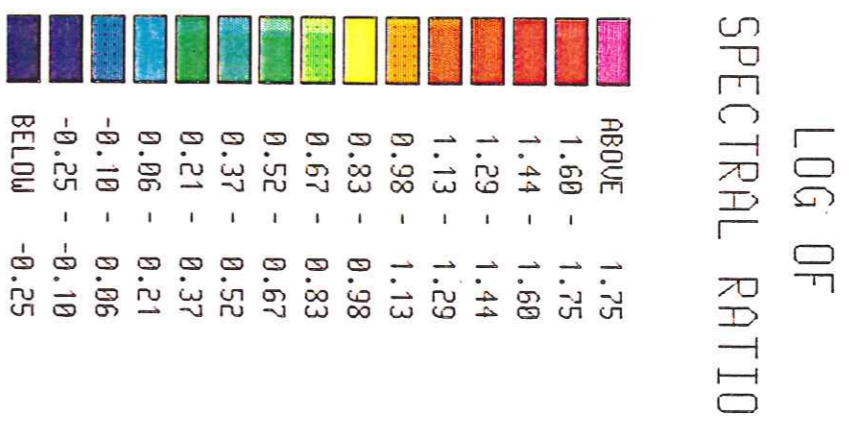
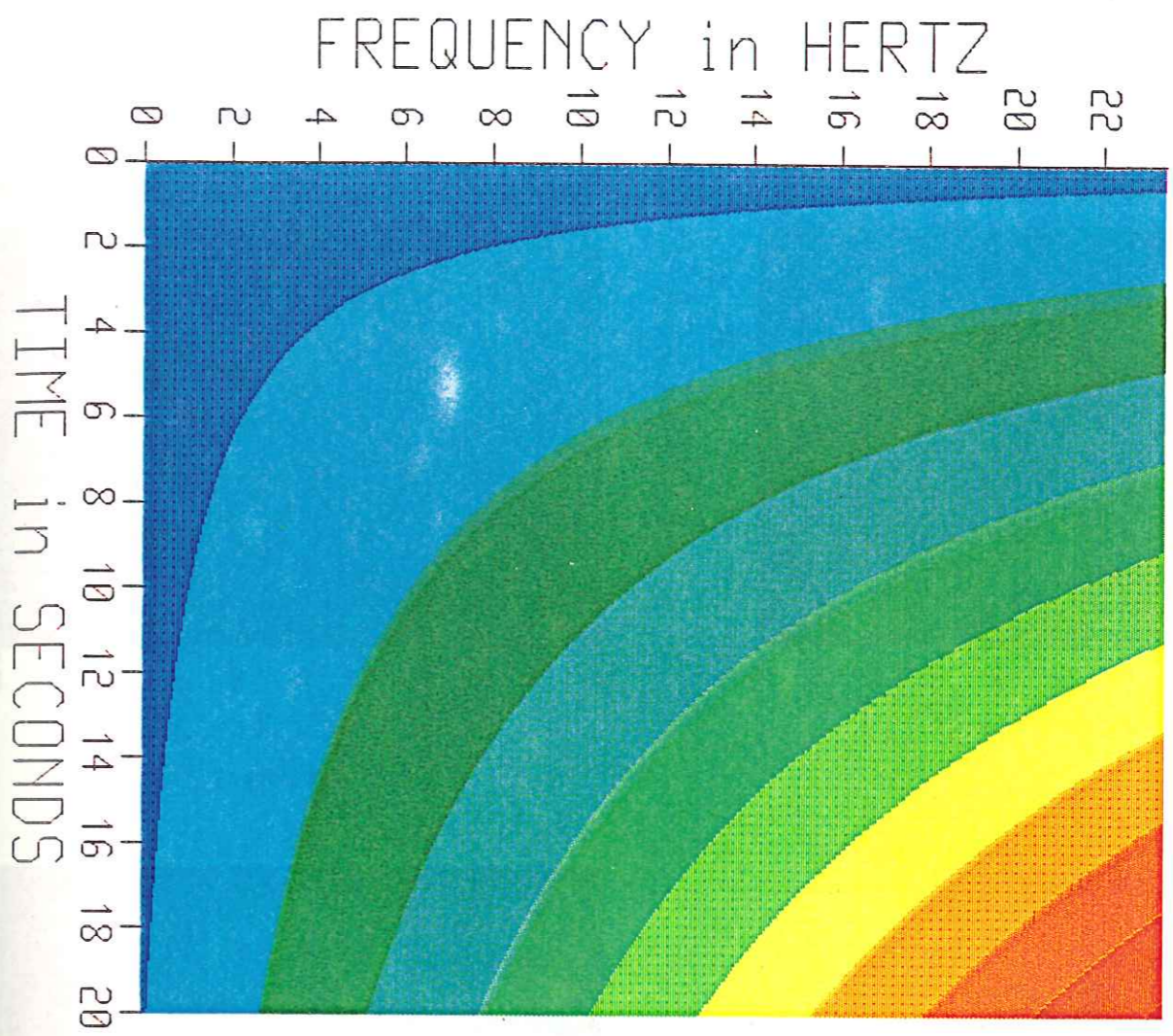


Figure 7d

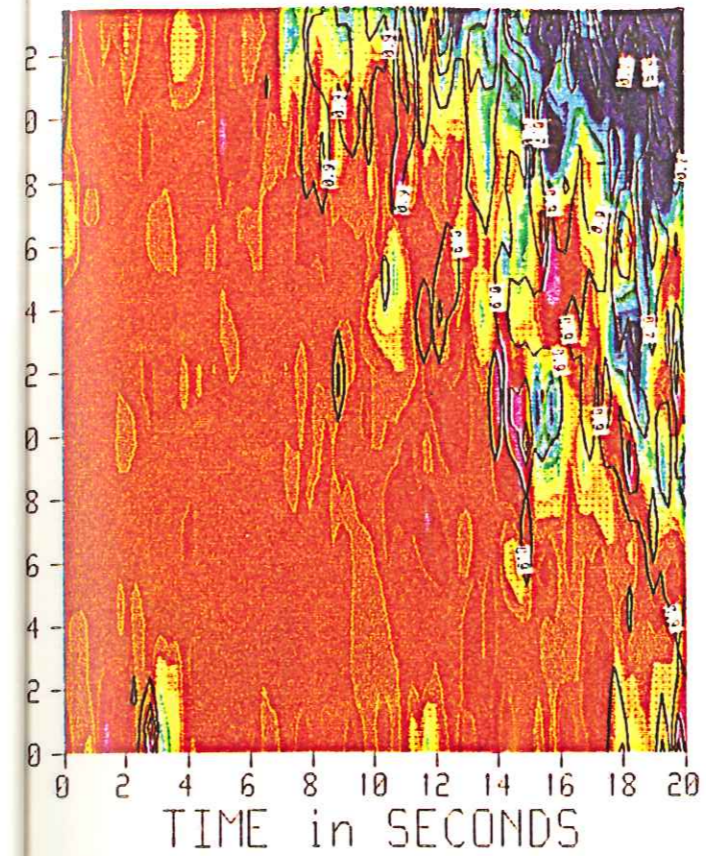


Figure 8a

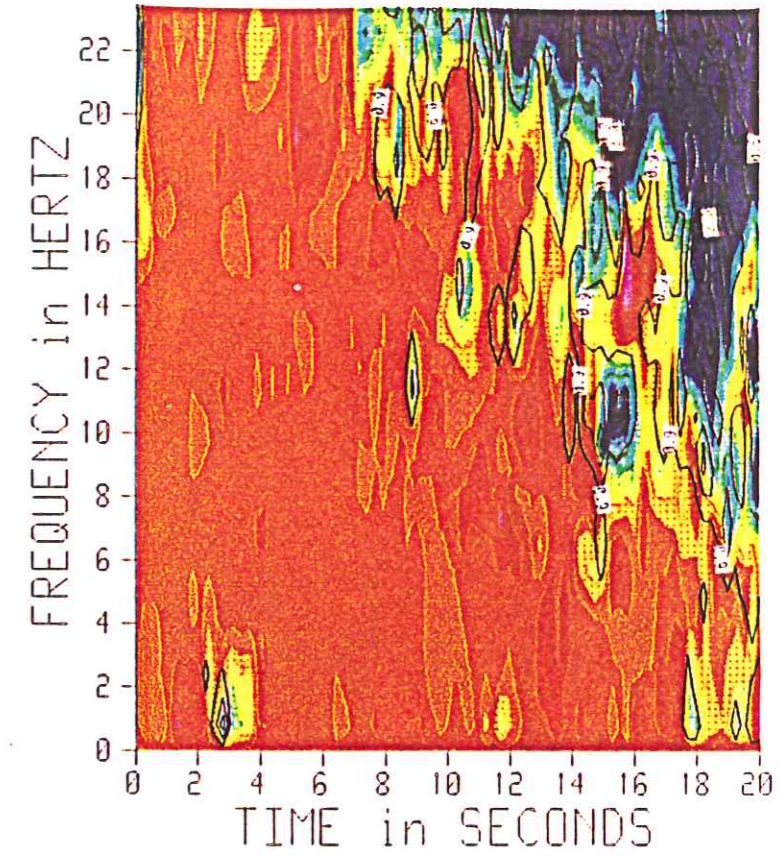


Figure 8b

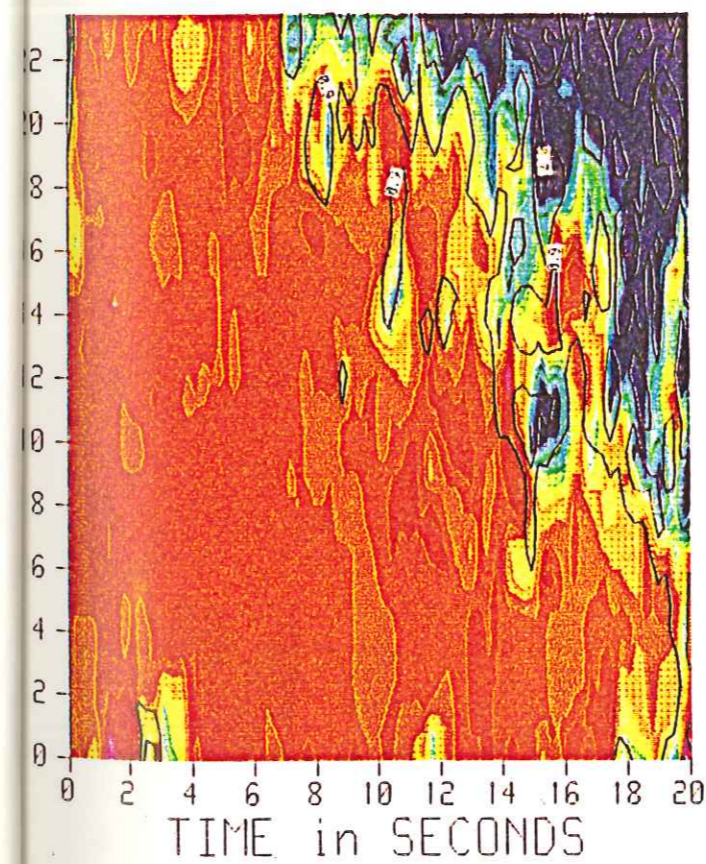


Figure 8c

LOG OF
SPECTRAL RATIO

	ABOVE	0.25
	0.15 -	0.25
	0.06 -	0.15
	-0.04 -	0.06
	-0.13 -	-0.04
	-0.23 -	-0.13
	-0.33 -	-0.23
	-0.42 -	-0.33
	-0.52 -	-0.42
	-0.62 -	-0.52
	-0.71 -	-0.62
	-0.81 -	-0.71
	-0.90 -	-0.81
	-1.00 -	-0.90
	BELOW	-1.00

Figure 8: Logarithme du rapport spectral (en couleur) et cohérence (en courbes de niveau) en fonction du temps et de la fréquence, entre un signal sismique et ce signal bruité, obtenu à partir de l'estimation 1 (a), 2 (b) et 3 (c).

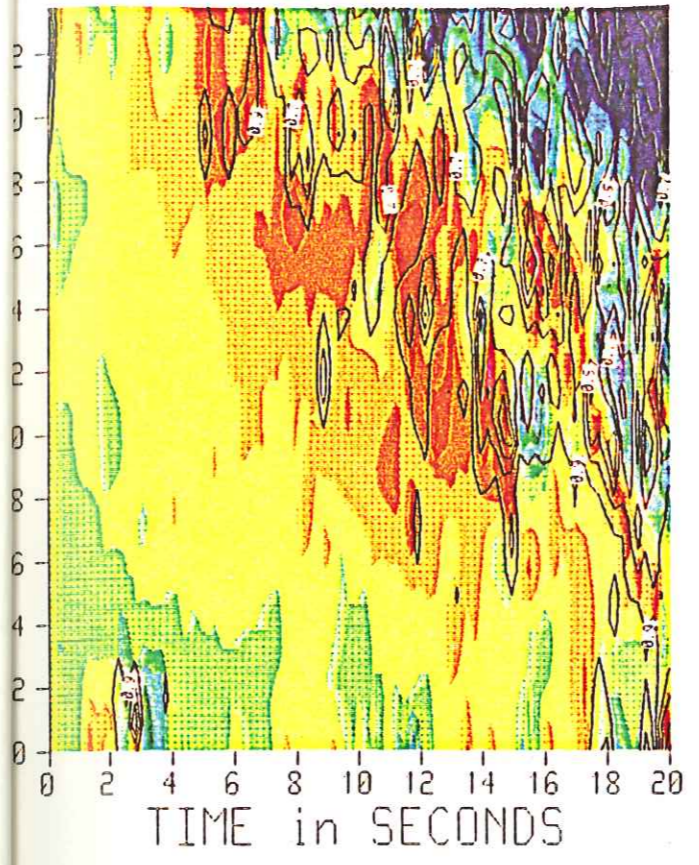
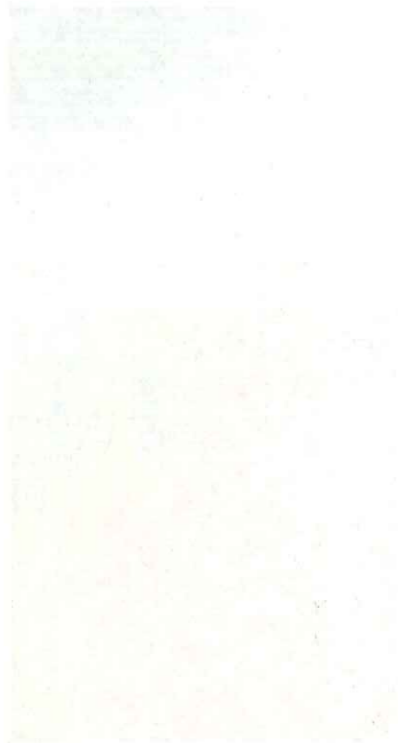


Figure 9a

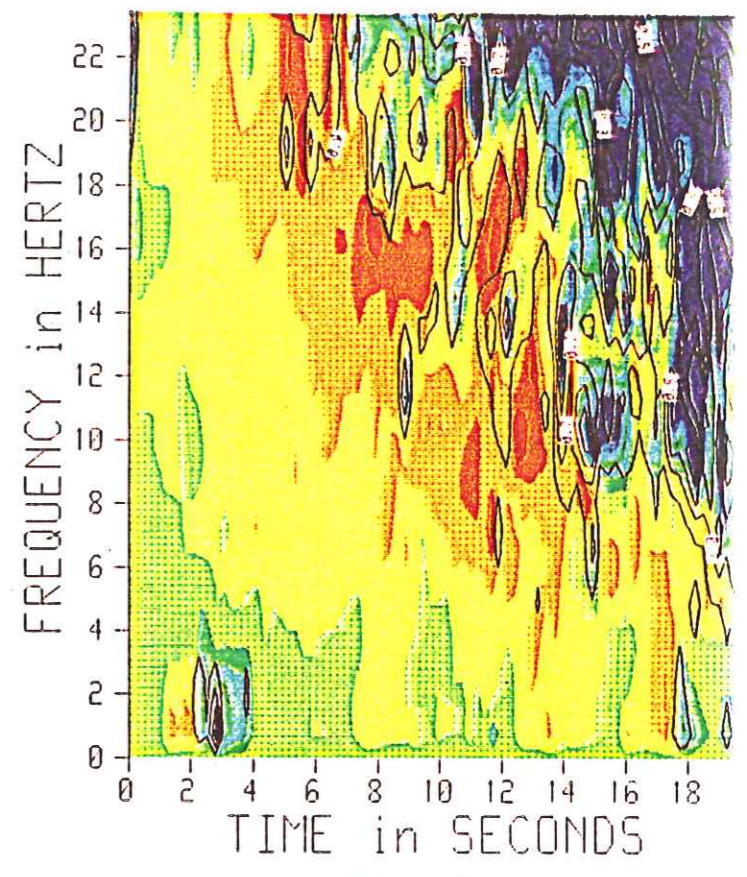


Figure 9b

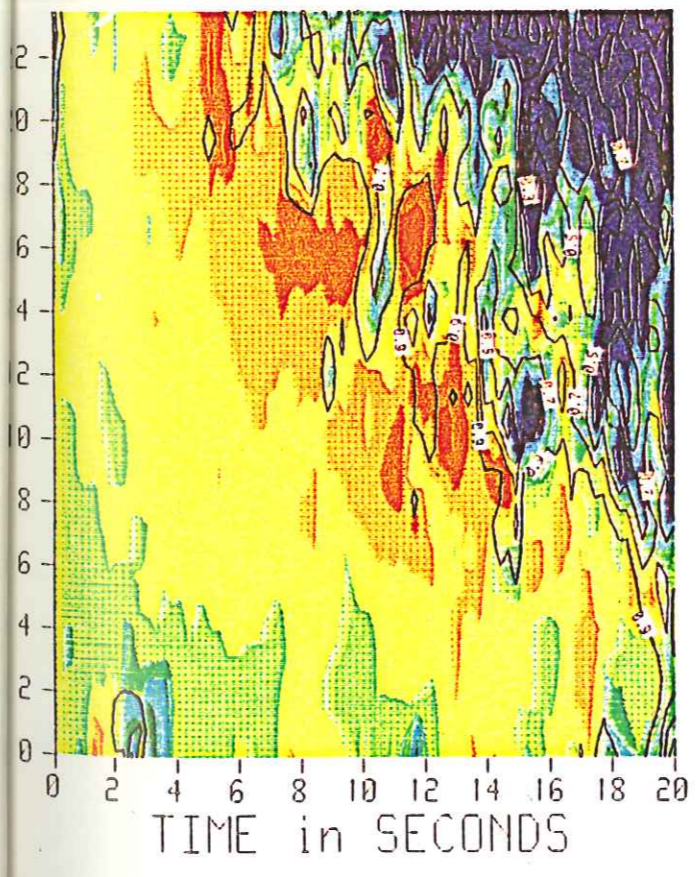


Figure 9c

LOG OF SPECTRAL RATIO

ABOVE	1.00
0.35 - 1.00	
0.69 - 0.35	
0.54 - 0.69	
0.38 - 0.54	
0.23 - 0.38	
0.08 - 0.23	
-0.08 - 0.08	
-0.23 - -0.08	
-0.38 - -0.23	
-0.54 - -0.38	
-0.69 - -0.54	
-0.85 - -0.69	
-1.00 - -0.85	
BELOW	-1.00

Figure 9: Logarithme du rapport spectral (en couleur) et cohérence (en courbes de niveau) en fonction du temps et de la fréquence, obtenu à partir de l'estimation 1 (a), 2 (b) et 3 (c), pour une fonction de transfert théorique en $e^{-\alpha/f}$ (Figure 7d), le second signal étant bruité.

et la cohérence pour deux signaux identiques, le second ayant simplement été bruité; le bruit utilisé est un bruit blanc de moyenne nulle et d'écart-type 10. Le signal est un signal sismique montrant des variations d'amplitude, avec un maximum de 300 en son début, l'amplitude devenant à partir de 15 secondes environ de l'ordre de celle du bruit superposé.

Les signaux étant identiques, le logarithme du rapport spectral attendu devrait être nul partout. Cependant, des perturbations du rapport spectral sont observées, qui ne peuvent qu'être dues au bruit; elles sont plus importantes à haute fréquence et en fin de signal, où l'énergie du signal est plus faible. Elles sont étroitement suivies par les variations de la cohérence, dont on peut vérifier ainsi "expérimentalement" qu'elle marque bien le rapport signal sur bruit. L'ajustement pondéré à l'aide de la cohérence fournit des valeurs de α proches de zéro quel que soit le modèle (Tableau I; ces valeurs sont théoriquement nulles pour le modèle en $e^{\alpha ft}$). L'ajustement non pondéré, par contre, produit des valeurs erronées dans tous les cas (Tableau II).

Les rapports spectraux et la cohérence présentés Figure 9a-b-c correspondent à une fonction de transfert en $e^{\alpha ft}$ entre les deux signaux, mais, à la différence des signaux traités Figure 7, un bruit a été superposé au signal de sortie. Le signal d'entrée est le signal sismique déjà utilisé Figure 8, le bruit est un bruit blanc de moyenne nulle et d'écart-type 10.

Des perturbations du rapport spectral sont ici aussi observées, qui sont également attribuables au bruit. Le rapport spectral calculé, voisin de la valeur vraie lorsque la cohérence est proche de 1, tend vers le rapport des bruits lorsque la cohérence tend vers zéro. Les variations de la cohérence soulignent là encore les fluctuations aléatoires des rapports spectraux (l'on note quelques différences suivant les estimations). Les valeurs de α

		estimation 1	estimation 2	estimation 3
Modèle $e^{\alpha f t}$ non bruité α théorique = 0,00314	$\alpha \pm \sigma$	0,00300 \pm 0,00009	0,00303 \pm 0,00009	0,00300 \pm 0,00009
	ρ	0,995	0,996	0,995
Modèle $e^{\alpha f t}$ bruité α théorique = 0	$\alpha \pm \sigma$	-0,00018 \pm 0,00046	-0,00022 \pm 0,00040	-0,00018 \pm 0,00037
	ρ	-0,126	-0,152	-0,171
Modèle $e^{\alpha f t}$ bruité α théorique = 0,00314	$\alpha \pm \sigma$	0,00253 \pm 0,00188	0,00273 \pm 0,00170	0,00262 \pm 0,00169
	ρ	0,803	0,850	0,837

Tableau 1. Valeurs de α calculées pour différents modèles (ajustement pondéré).

σ : écart-type; ρ : coefficient de corrélation pour l'estimation de α .

		estimation 1	estimation 2	estimation 3
Modèle $e^{\alpha f t}$ non bruité α théorique = 0,00314	$\alpha \pm \sigma$	0,00300 \pm 0,00010	0,00303 \pm 0,00009	0,00300 \pm 0,00010
	ρ	0,995	0,996	0,995
Modèle $e^{\alpha f t}$ bruité α théorique = 0	$\alpha \pm \sigma$	-0,00236 \pm 0,00073	-0,00356 \pm 0,00097	-0,00364 \pm 0,00100
	ρ	-0,718	-0,759	-0,756
Modèle $e^{\alpha f t}$ bruité α théorique = 0,00314	$\alpha \pm \sigma$	-0,00195 \pm 0,00107	-0,00378 \pm 0,00135	-0,00393 \pm 0,00132
	ρ	-0,504	-0,666	-0,689

Tableau 2. Valeurs de α calculées pour différents modèles (ajustement non pondéré).

σ : écart-type; ρ : coefficient de corrélation pour l'estimation de α .

calculées grâce à l'ajustement pondéré (Tableau I), toujours très comparables, sont cependant sensiblement différentes de la valeur vraie ($3,14 \cdot 10^{-3}$) de α ; l'incertitude relative atteint déjà une valeur élevée. L'ajustement non pondéré ne permet pas de retrouver la vraie valeur, quelle que soit la procédure d'estimation.

II-3.4 Conclusion

• Le calcul des intervalles de confiance sur $|G(f)|$ montre que ceux-ci diminuent fortement lorsque la cohérence est élevée, la fenêtre large et le lissage important. Dans la mesure où les signaux étudiés, bien qu'extrêmement semblables, ne sont pas stationnaires, ni en temps ni en fréquence, et que notre objectif est justement d'observer ces variations si elles existent, nous avons choisi d'utiliser une fenêtre courte (128 points de signal) et un lissage fréquentiel faible (5 points au total). Dans ce cas, les intervalles de confiance augmentent très rapidement lorsque la cohérence baisse. Les rapports spectraux ne sont alors utilisables que sur des bandes de fréquence pour lesquelles $0,90 \leq C(f) < 1$.

• Si l'on dispose d'un modèle auquel ajuster les variations du rapport spectral, il est possible de "filtrer" une partie importante du bruit sur les rapports spectraux en pondérant l'ajustement de leur logarithme avec un poids:

$$w^2(f) = \frac{C^2(f)}{1-C^2(f)} \text{ pour } C(f) \in [0,90; 1,00[$$

$$w^2(f) = 0 \text{ pour } C(f) \in [0,00; 0,90]$$

• L'amélioration de l'estimation du rapport spectral apportée par les procédures "1" et "2" dans les bandes de fréquence où la cohérence est supérieure à 0,90 n'est pas telle qu'elle nécessite le rejet de la procédure d'estimation classique. C'est donc cette dernière qui sera utilisée par la suite.

III ETUDE DE DOUBLETS SPATIAUX

Pour tirer le maximum de renseignements d'une étude de rapports spectraux de doublets, il faut d'abord envisager l'étude de doublets spatiaux, pour lesquels les changements de propriétés de la croûte sont minimaux étant donné le faible laps de temps écoulé entre les deux événements constituant le doublet. Ces doublets permettent donc d'isoler les variations du rapport spectral qui sont dues à la source et la zone focale.

Nous verrons dans ce chapitre que leur étude permet d'approfondir notre connaissance des changements de géométrie de la source et de cinématique de la rupture qui peuvent intervenir entre les deux événements d'un doublet. Elle nous apporte des outils nécessaires à l'analyse des variations du rapport spectral des doublets temporels.

Ce chapitre est rédigé sous la forme d'un article (dont les auteurs sont J.-L. Got, J. Fréchet -à soumettre-). Ce dernier est suivi d'un résumé en français.

INTRODUCTION.

Numerous are observational studies dealing with the determination of source parameters or medium properties. They often reveal the difficulties to isolate source effects (focal mechanism, rupture history, corner frequency, directivity), from velocity structure, attenuation or site effects. A high precision study of these parameters, and of their variations, is therefore impossible.

Advances can be achieved using doublets - close-by events, with similar waveforms -. Temporal doublets (the two events occur on very different dates, *e.g.* several months apart) have been used to monitor crustal variations. Spatial doublets (occurring in a short lapse of time) can be used to investigate source process.

Previous works on doublets were concerned mainly with time delay measurements (Poupinet *et al.*, 1984, 1985; Fréchet, 1985) and cross-correlation studies (Frankel, 1982; Pechmann and Kanamori, 1982). We present here an analysis of seismic amplitudes, and namely of spectral ratios. This study was initiated in order to look for temporal attenuation variations in the crust. This requires however to separate hypocenter and source process differences from temporal medium variations. This is somewhat similar to the use of close-by events proposed by Berckhemer (1962), to determine the scaling laws of seismic spectra. In this paper, we use spatial doublets to get a better separation of source and propagation effects.

The methodological interest of using spatial doublets in source studies lies in:

- the elimination of propagation effects, rays being extremely close one to another.

- the very short time interval separating the two events (generally less than one day), allowing the assumption that there is no change in medium properties.

- the great similarity of the signals. This allows to measure spectral ratios accurately, using a cross-spectral method.

Central California is one of the most active seismic region, and is covered with a very dense seismic network. A large number of doublets were well recorded by the analog CALNET network, and after digitization, yielded very convenient data for this kind of study.

The selection of doublets is based on a catalog covering the San Andreas and Calaveras Faults zones for the years 1978-1982. The magnitude range was restricted to 1.5-2.5, due to the limited dynamic range of the network.

In this paper, we investigate the five best spatial doublets gathered from previous work (Fréchet, 1985).

ANALYSIS OF THE DATA

1. Estimation of the spectral ratio

The spectral ratio is defined as the module of the transfer function $G(f)$ relating the Fourier transforms of two signals $x(t)$ and $y(t)$. The estimation is performed for adjacent windows of signal, using the moving window technique (Poupinet *et al.*, 1984; Fréchet, 1985) and the classical cross-spectral method (Jenkins and Watts, 1968).

We compute the least square estimate $\hat{G}(f)$ of $G(f)$ as:

$$\hat{G}(f) = \frac{\overline{X(f)Y^*(f)}}{Y(f)Y^*(f)} \quad (1)$$

where:

$X(f)$ and $Y(f)$ are the Fourier transforms of $x(t)$ and $y(t)$,

overlining denotes smoothed values,

* denotes complex conjugate.

The smoothing function of the spectral densities is the Fourier transform of a Tukey window of order two.

The coherency is estimated by:

$$\hat{C}(f) = \frac{\overline{X(f)Y^*(f)}}{\sqrt{\overline{X(f)X^*(f)}}\sqrt{\overline{Y(f)Y^*(f)}}} \quad (2)$$

The coherency, which varies in the interval [0,1], allows the evaluation of the linearity and the stationarity of the relation between $X(f)$ and $Y(f)$, as well as the level of the signal-to-noise ratio.

Approximate $100(1-\alpha)\%$ confidence intervals are (Jenkins and Watts, 1968):

- for $\hat{G}(f)$:

$$\hat{G}(f) [1 \pm \left(\frac{2}{\nu-2} F_{2,\nu-2}(1-\alpha) \frac{1-C^2(f)}{C^2(f)} \right)^{1/2}] \quad (3)$$

$$\text{where } \nu = B_w T = \frac{\left(\sum_{k=-N}^{k=N} l(k) \right)^2}{\sum_{k=-N}^{k=N} l^2(k)}$$

and $l(k)$, $-N \leq k \leq N$, is the smoothing function.

$G(f)$ is assumed to follow approximately a Fisher distribution with 2 and $\nu-2$ degrees of freedom. Let Z be a random variable of mean μ and variance σ^2 following such a distribution; the function $F_{2,\nu-2}(1-\alpha)$ is then defined by:

$$\text{Prob} \left[\frac{Z-\mu}{\sigma} \leq F_{2,\nu-2}(1-\alpha) \right] = 1-\alpha$$

Confidence intervals narrow as the number of degrees of freedom (*i.e.* the smoothing) or the coherency increases.

- for $\hat{C}(f)$:

the confidence interval is

$$I_c = \left[\tanh(z-\eta(1-\frac{\alpha}{2})/\sqrt{B_w T}), \tanh(z+\eta(1-\frac{\alpha}{2})/\sqrt{B_w T}) \right] \quad (4)$$

where $z = \tanh^{-1}(\hat{C}(f))$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{1+C(f)}{1-C(f)}$$

is Fisher's z-transformation.

z follows approximately a gaussian distribution of mean μ and variance σ^2 ; then η is defined by the following relation:

$$\text{Prob}\left[\frac{z-\mu}{\sigma} \leq \eta\left(1-\frac{\alpha}{2}\right)\right] = 1-\alpha$$

The confidence interval is not centered on $\hat{C}(f)$

2. Presentation of the data set and processing.

Data have been collected from CALNET network in Central California, along the San Andreas and Calaveras Faults (Fig. 1). The selection has been performed using events very close to each other, in a catalog of already well located events (Poupinet *et al.*, 1984). Up to 150 earthquakes were digitized; among them, 67 appeared to belong to 24 doublets or multiplets. We selected the five spatial doublets with an inter-event distance smaller than 100 meters (Table 1). These five doublets exhibit a coherency high enough to allow the estimation of spectral ratios. Their positions are shown on Figure 1, and their parameters are listed Table 2. Thirty seconds of each seismogram were digitized at a rate of 100 samples/s. The processing is performed using 1.28s windows with cosine taper, moved by 0.25s steps along the seismograms.

This short window has been chosen because of the non-stationary character of the signals. A larger window would include parts of the seismograms with different transfer functions, leading to poor time resolution. In order to be able to observe steep but however significant variations in the frequency domain, a narrow smoothing function (a five-point operator), and therefore a low $B_w T$ has been used. The disadvantage of this small width lies in quite large and strongly coherency-dependent confidence intervals; moreover, the hypothesis underlying the computation of confidence intervals are far from being fulfilled. Some numerical values of 90% confidence intervals for $G(f)$ and $C(f)$ are given in Table 3.

3. Results of the analysis:

To investigate the differences between similar earthquakes, we computed first the module of the transfer function (or spectral ratio) on a broad (1-25 Hz) frequency range.

An ideal doublet made up of two perfectly similar events would show a constant and unity spectral ratio on the whole frequency band. Instead, we observed that:

- the mean G_m of the spectral ratio is not unity,
- the spectral ratio is not a constant on the frequency band 1-25 Hz.

G_m is computed as the geometric weighted mean of the spectral ratio for each station. The weight used is the inverse of the variance of the spectral ratio logarithm. It is set equal to zero if the coherency is smaller than 0.90:

$$w(f) = \begin{cases} \frac{C^2(f)}{1-C^2(f)} & \text{if } 0.90 \leq C(f) < 1.00 \\ 0 & \text{if } C(f) < 0.90 \end{cases} \quad (5)$$

For the whole set of stations, a mean value $\overline{G_m}$ of G_m was calculated.

We also computed a mean spectral ratio (using the weight defined in (5)) in the low frequency band 3-8 Hz, $\overline{G_{LFm}}$, for the whole set of stations. These quantities are given in Table 4. They show that the two events of the S6 doublet have about the same mean amplitude (*i.e.* the same seismic moment) ; on the other hand, the mean amplitude of other doublets can be quite different and attains amplitude ratios as high as 2.

The spectral ratio is not constant on the whole frequency range. We have evaluated the general trend of the variation using a linear adjustment. Computed slopes are shown in Figures 3 and 6 as a function of azimuth, incidence angle and distance. We have also presented the spectral-ratio slopes computed for P -wave as a function of S -wave slopes. Finally, we calculated the spectra of each event to relate spectral-ratio variations to possible changes in the spectral parameters.

These considerations lead us to separate doublets in two

subsets: doublets S6, Sa, Sf, A834 on the one hand, and S5 on the other hand.

a) S6, Sa, Sf, A834 doublets.

- Spectral ratios.

The variation of the spectral ratio is quite regular (Fig. 2) in the frequency band where the coherency is greater than 0.90. This linear trend is not an effect of the smoothing, which is kept small ($\nu = B_w T \approx 4$) but seems rather to emphasize the absence of systematic strong variations in large frequency bands. A weighted linear adjustment of the logarithm of the spectral ratio is possible, using the weight defined by (5). The computed slopes are shown as a function of the azimuth, the incidence angle and the distance (Fig. 3).

S6 and Sa doublets show a clear azimuthal organization. For the Sf doublet, this organization is less striking. A834 doublet shows no evidence of this pattern. Moreover, azimuthal sampling of the stations around the hypocenters is not sufficient to support a firmer conclusion. On the other hand, for all doublets of this subset, no variation is observed with incidence angle or distance.

The slopes a_p computed in *P*-waves, are presented as a function of those computed in *S*-waves (Fig. 4). They exhibit strong positive correlation; a linear adjustment yields a mean slope a_p/a_s (Table 5). These slopes are contained in the interval [.5, 1.0].

- Computation of the spectra.

We have computed spectra (Fig. 2) for the two events of each doublet, on the same time window as for the spectral ratio. These spectra are the modules of the Fourier transform of the signals. They are velocity spectra, and are not corrected from the transfer functions of the stations; however these two transfer functions are identical for both stations, and vanish when the signals are compared. The two spectra are normalized, each one by

its maximum. Spectra are often roughly similar over the frequency band 1-25 Hz. Two kinds of variation appear, however, which are not exclusive one of the other (Table 6):

- a frequency shift
- changes of the spectra shape

Spectra differences are more difficult to evaluate than the spectral ratio's ones, because they vary with the frequency band. Thirty stations exhibit a frequency shift (reaching a maximum of 1 Hz) in the whole subset of doublets, and fifty a variation in spectra shape. The shifts show a negative correlation with spectral-ratios slopes (Table 6). Some stations of the Sf doublet are exceptions; they show a high frequency shift opposite to the low frequency one.

b) S5 doublet.

- Spectral ratio.

The variations of the spectral ratio are stronger (Fig. 5) than for the other doublets. Linear regression gives slopes five times higher than those of other doublets. Second order variations are present (Fig. 6). The main difference between S5 doublet and the others is that these slopes are negative for all the stations. No variation exists with incidence angle or distance. The a_p/a_s diagram shows a positive correlation weaker than for the other doublets (Fig. 7).

- Spectra shapes.

Spectra exhibit important variations (Fig. 5). It is difficult to distinguish frequency shifts from changes in spectral shapes. However, the dominant frequency of the 810528016 event is higher than that of the 810528015, whatever may be the station. This difference shows an inverse correlation with the spectral ratio slope (Table 7).

A mean spectral ratio has been computed on four frequency

bands of about 4 Hz bandwidth, centered on 4, 8, 12, 16 Hz in the same way as the mean spectral ratio computed for the whole frequency band.

For some stations of the S6, Sa, Sf and A834 doublets, the spectral ratio, showing a non-zero slope in the first arrivals, tends to a zero or even an opposite slope in the coda (Fig. 8). On the other hand, the S5 doublet does not exhibit this pattern. The spectral ratio slopes are negative all along the seismograms and do not tend to zero in the coda (Fig. 8).

As the absolute value of the slope a of the spectral ratio decreases in the coda for the S6, Sa, Sf doublets, we have computed the time gradient a_t of this variation. Figure 9 shows gradients a_t as a function of slope a_s for S -waves. For S6, Sa, Sf, and A834 doublets we observe (Fig. 9) an inverse correlation, with points situated in opposite quadrants. For S5 doublet, the correlation is also inverse, but the values are all located in the a_s -negative half-space (Fig. 9).

DISCUSSION

Let us first point out the main results obtained from computation of spectral ratios for the five doublets investigated here.

We have shown that the doublets can be classified in two subsets:

the S6, Sa, Sf, A834 doublets show weak and regular variation of the spectral ratios. Fit of the logarithm of the spectral-ratio variations by straight lines reveals an azimuthal repartition of their slopes for the S6 and Sa doublets. Slopes for the logarithm of spectral ratio for P -waves are positively correlated with those of S -waves.

The regression coefficient varies in the interval [1.5, 2.0]. The spectra exhibit small frequency shifts or shape changes. We have found evidences of changes in the slope of the logarithm of the spectral ratios along the seismograms for these doublets. The rate of these time changes in the S -waves and the coda is negatively correlated with the logarithm of S -waves spectral-ratio slopes.

Bakun *et al.* (1978) have already presented observations similar to ours, concerning the first arrivals of the S6 and Sa doublets. They studied two events of magnitude 2.8 and 3.0 sharing the same location on the San Andreas fault in Central California occurring within 5 minutes of each other. However, the variations we observed for S6 and Sa doublets are an order of magnitude smaller than those pointed out by Bakun *et al.* (1978). Frémont (1984) observed the azimuthal repartition of the S6 doublet, but this feature remained unexplained.

Concerning S5 doublet, spectral-ratio variations are stronger than those observed in the first subset of doublets, and show a second order variation. Spectral ratio variations in the first arrivals have the same sign on the whole range of azimuths. Correlation between the slopes of P -waves and S -waves is poor, but positive. Variation of spectral ratio keeps the same sign all along the seismogram.

In the following discussion, we first examine the question of the origin of these observed changes. The time elapsed between the two events of a spatial doublet is very short; we consider therefore as very unlikely a change in the frequency response of the stations. The spectral-ratio variations can hence be assigned, either to the propagating medium, or to the source of the events. We will discuss next these two possible origins.

Let us first make the assumption that these variations are due to the propagating medium. The short time elapsed between the occurrences of the two events allows us to assume that there is no temporal variations of the crust

outside of the source region.

Although the two events of the doublets are very closely located, ray paths between source and receiver are slightly different. There can therefore exist two effects: one due to the attenuation between the two hypocenters, the other due to a spatial gradient of attenuation in the crust. We investigate these two effects in the following discussion.

Let us consider the S6 doublet:

Figure 10 shows a sketch of the two hypocenters, using the relative relocations of Fréchet (1985) (Table 3). We observe that the stations located to the NW of the doublet show a positive slope, whereas the ones to the SE show a negative slope. Considering the positions of events 1 and 2, the effect of the attenuation of the crust between the two events would presumably show the opposite pattern. Spectral-ratio variations of this doublet can therefore not be assigned to the effect of attenuation in the hypocentral zone.

On the other hand, for the Sf and Sa doublets, the spectral-ratio variations could be qualitatively explained by attenuation. If we attribute the variations of spectral ratios to attenuation between the two hypocenters, and assuming that the radiation of the source $A_0(f)$ is the same for the two events, the spectral ratio $G(f)$ can be expressed as:

$$G(f) = \frac{A_0(f)e^{-\frac{\pi ft}{Q(f)}}}{A_0(f)}$$

where:

f is the frequency

t is the travel time between the two hypocenters

$Q(f)$ is the quality factor; in the upper crust, we can take $Q(f) = Q_0 f^\alpha$ with $\alpha \in [0,1]$ (Singh *et* Herrmann, 1983).

We can therefore write the natural logarithm of the

spectral ratio:

$$\ln[G(f)] = -\frac{\pi ft}{Q(f)}$$

The measured mean slope of the logarithm of the spectral ratio can be written:

$$a = -\frac{\pi(1-\alpha)d}{Q_m V} \text{ then } Q_m = -\frac{\pi(1-\alpha)d}{aV}$$

where Q_m is the mean of $Q(f)$ over the 1-25 Hz frequency range;

d is the inter-event distance ($a \times d < 0$);

V is the P or S-wave velocity in the vicinity of the two foci.

For $\alpha \in [0,1]$, Q_m is a decreasing function of α ; for a measured a , the computed Q_m is minimum (null) in the hypothesis of $\alpha=1$ and is maximum for $\alpha=0$. Then the maximum Q_m -value for the crust in the focal zone is:

$$Q_0 = \frac{\pi |d|}{|a| V} \quad (6)$$

For a distance between the foci of 50 to 100 meters and a P-wave velocity of 5 to 8 km/s, the travel time in the focal zone $t = \frac{d}{V}$ is about 0.01 seconds. As $|a|$ is of the order of 0.01, the value of Q_0 found is of the order of one, which seems unrealistic.

Inside the focal zone, the crust can be altered between the occurrence of the two events. Two effects may be expected from the temporal variation of Q caused by the first event, in the surrounding region. The first effect corresponds to the non-common part of the ray, inside the ellipsoid whose foci are the hypocenters of the two events. A change of attenuation in this ellipsoid induces a dissymmetry in the azimuthal variation of spectral ratios, produced by the attenuation itself. The same pattern would be observed in the case of constant but anisotropic attenuation.

The second effect is induced by a temporal variation of attenuation along the common part of the ray outside the ellipsoid. The resulting spectral ratio variation is presumably very complex and unpredictable. In any case, a

calculation similar to that of the previous section (relation (6)), shows that measured values (Bakun and Bufe, 1975) of Q lead to a variation of spectral ratio an order of magnitude smaller than those observed.

On the other hand, let us consider the effect of the spatial gradient of attenuation -which for simplicity we assume vertical-, on the two rays. It may have, for two stations located at the same azimuth, a clear difference between a station which receives rays leaving the source upward and a station which receives rays leaving the source downward. A plot of the slope of spectral ratio versus incidence angle for stations located at the same azimuth would permit to isolate two sets of stations: one having slopes corresponding to rays leaving the source up, and the second having slopes with opposite sign, corresponding to the rays leaving the source down. However, the incidence angles are too close to the horizontal and computed with an insufficient precision to allow such observations (Fig. 3). Concerning the S5 doublet, let us first consider that the observed variation is due to a vertical attenuation gradient increasing down: in this case, the higher event would be more attenuated. However it is not (Fig. 5). If the spectral ratio variations are assigned to attenuation between the hypocenters, the mean value of $|a|$ ($\approx 5.10^{-2}$) implies a value of Q close to unity.

In conclusion, neither attenuation between the two hypocenters, temporal variation of Q in the focal region, nor a spatial gradient of Q in the crust is able to account for the observed spectral-ratio variations. From the previous calculations, it appears likely that the both Q effects are an order of magnitude too small to be observed using such close-by events.

The preceding discussion leads us to pay attention to the effect of the source. We will try to ascribe which of the different parameters controlling the source can induce

changes in spectral ratios.

Aki (1967) describes the far field displacement spectrum $A(f)$ for kinematic fault models by:

$$A(f) = A_0 \frac{1}{(1 + (\frac{f}{f_c})^p)^q}$$

where:

$A_0 = A(0)$ is proportional to the seismic moment, f_c , corner frequency, is proportional to the inverse of the fault length, p and q characterize the high frequency asymptote and are related to the fault model:

. a point source corresponds to $p = 2$, $q = 3/2$ (f^3 model);

. $p=1$, $q=2$ (f^2 model) correspond to a kinematic fault model for which stopping phases are dominant at high frequency. p and q are related to the dominant type of singularity of the source function, and to the heterogeneity distribution on the fault plane.

The spectral-ratio characteristics can therefore arise from:

- a variation of A_0 : this variation is expressed by \bar{G}_{LFm} and corresponds to a variation of seismic moment.

- a variation of f_c , which can be estimated, using Aki's f^2 model, by:

$$A_1(f) = A_0 \frac{1}{(1 + \frac{f}{f_{c1}})^2}$$

$$A_2(f) = A_0 \frac{1}{(1 + \frac{f}{f_{c2}})^2}$$

Let $G(f)$ be the spectral ratio:

$$G(f) = \frac{A_1(f)}{A_2(f)}$$

therefore
$$\ln[G(f)] = 2 \ln \frac{1 + \frac{f}{f_{c2}}}{1 + \frac{f}{f_{c1}}}$$

The spectral ratio $G(f)$ varies with frequency as shown Figure 11. Note that the spectral ratio is close to a straight line for a small change in corner frequency.

Moreover,

$$\lim_{f \rightarrow 0} \ln[G(f)] = 0$$

and

$$\lim_{f \rightarrow \infty} \ln[G(f)] = 2(\ln f_{c_1} - \ln f_{c_2})$$

We now compute a mean slope corresponding to the variation of the spectral ratio logarithm for the whole frequency range Δf as:

$$a = 2 \frac{\ln f_{c_1} - \ln f_{c_2}}{\Delta f}$$

We can write
$$\frac{f_{c_1}}{f_{c_2}} = -\frac{\Delta f_c}{f_c} + 1$$

then
$$a = 2 \frac{\ln(1 - \frac{\Delta f_c}{f_c})}{\Delta f}$$

For $\frac{\Delta f_c}{f_c} \ll 1$, $a \approx -2 \frac{\Delta f_c}{f_c \Delta f}$

i.e. $a \approx -K \Delta f_c$ where K is a constant.

Thus the slope of the spectral ratio logarithm is proportional and opposite to the variation of corner frequency. For a corner frequency $f_c \approx 10\text{Hz}$, $\Delta f \approx 25\text{Hz}$, and $\Delta f_c \approx 1\text{Hz}$, $a \approx 10^{-2}$ to 10^{-3} is of the order of magnitude of the observed variations.

The latter considerations show that a change of corner frequency accounts for the existence of spectral-ratio slopes. However an additional explanation has to be found for the azimuthal variation of these slopes.

Let us now consider Haskell's rectangular fault model (Aki and Richards, 1980). Considering that the rise time is much smaller than the rupture time, we compute the corner frequency f_c as

the inverse of the arrival times difference Δt between the starting and stopping phases, which (for an unilateral rupture) is:

$$\Delta t = \frac{l}{v_r} - \frac{l}{c} \cos \theta$$

where:

l is the distance between the points where the rupture begins and stops

v_r is the rupture velocity

$c = v_p$ or v_s is the P or S-waves velocity.

and θ is the angle between the ray and the fault plane.

$f_c = \frac{1}{\Delta t}$, then:

$$f_c = \frac{v_r}{l} \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta\right)^{-1} \quad (7)$$

$$= f_{c90} D(\theta)$$

where:

$f_{c90} = \frac{v_r}{l}$ is the corner frequency for $\theta = 90^\circ$

$D(\theta) = \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta\right)^{-1}$ is the directivity function.

The relation (6) shows that the effect of rupture propagation on the spectra can be compared to a Doppler effect, but differs from it because the corner frequency in the $\theta = 90^\circ$ azimuth f_{c90} depends on the rupture velocity.

From relation (7) a corner-frequency variation can be ascribed to a focal mechanism variation, a change in the average rupture velocity v_r , or a geometric variation (variation in the dimension of the source, or in the position of the hypocenter). We define here the hypocenter as the point of the fault plane where the rupture begins on the fault plane, which is different from the moments centroid. Relative relocation, computed using a window including phases coming from the whole fault plane, yields the relative positions of the moments centroids. This relocation provides no information on the positions of the hypocenters, relative to the rupture boundary.

For a doublet, a variation in the focal mechanism is very small. Let us consider such a small change in fault plane orientation: as the radiation patterns are symmetrical, the values of the corner frequency are the same in the bisecting (or average) fault plane azimuth (Fig. 12). Hence, in this average fault plane azimuth, the corner frequency shift has no positive or negative values for opposite positions relative to the source, as it is observed.

If we consider a change in v_r , or a geometric variation, the relative variation of corner frequency can be expressed, after some algebra, as:

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = -\frac{\Delta l}{l} + (1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta)^{-1} \frac{\Delta v_r}{v_r}$$

If we envisage a change in the average rupture velocity:

$$\Delta f_c = \frac{\Delta v_r}{l} D^2(\theta)$$

Although there is an azimuthal variation of Δf_c , the change of corner frequency has the same sign for the whole azimuthal range. Such a variation of the average rupture velocity is unable by itself to explain the observed spectral-ratio variations.

A change of rupture geometry or hypocenter position will lead to a corner-frequency variation:

$$\Delta f_c = -v_r D(\theta) \frac{\Delta l}{l^2} \quad (8)$$

If the source dimensions vary, the sign of Δl does not depend on θ , and $D(\theta)$ is positive whatever θ if $v_r < c$. The corner frequency variation has therefore the same sign for all the azimuths. This change of source dimensions can explain spectra shifts and associated spectral ratios slopes for the S5 doublet. This possible change of source dimensions is also correlated to the variation of seismic moment between the two events.

On the other hand, the A834 doublet exhibits a strong variation of seismic moment without showing evidence of any

change of source dimensions. The variation of seismic moment for this doublet is rather explained by a variation of the stress drop and of the mean displacement along the fault plane.

Indeed, for this doublet, we measured a seismic moment ratio of 1.84 (Table 4) and an estimated source dimension variation from relation (8) of the order of 10%. This small variation of source dimension does not account for the total variation of seismic moment. It is thus necessary to assume a larger variation in slip to explain the observed seismic moment ratio.

Concerning Sa, Sf and especially A834 doublet, the spectral-ratio variation does not show any evidence of change in source dimensions. However, the mean spectral ratio shows seismic moment variations. These latter are therefore induced by a variation in mean displacement on the fault plane, rather than a change in source dimensions. This suggests that, for the two events of a doublet, there is a characteristic source size, whereas the slip (or stress drop) is highly variable from one to the other.

Bilateral faulting induces variations of the same type as unilateral faulting, for changes in focal mechanism, rupture velocity or fault dimensions.

Let us now consider the effect of a change in the position of the hypocenter relative to the fault plane; the rupture is then bilateral and the expression of Δt becomes:

$$\Delta t = \text{Max} \left[\frac{l}{v_r} (1 + \frac{v_r}{c} \cos \theta), \frac{L-l}{v_r} (1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta) \right] \quad (9)$$

where L is the fault length.

Because of bilateral faulting, the latest stopping phase is due to a ray leaving the initiating point forward or backward (Fig. 13).

Relation (9) is equivalent to:

$$\Delta t = \frac{L-l}{v_r} (1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta) \quad \text{for } 0 \leq l \leq l_\theta = \frac{L}{2} (1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta)$$

$$\Delta t = \frac{l}{v_r} (1 + \frac{v_r}{c} \cos \theta) \quad \text{for } -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$$

$$\text{for } l_\theta = \frac{L}{2} \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos\theta\right) \leq l \leq L \quad (10)$$

$$\Delta t = \frac{L-l}{v_r} \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos\theta\right) \text{ for } \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq 3\frac{\pi}{2}$$

We see that there are two zones in this fault model:

- one ($0 \leq l \leq l_\theta$) for which all the latest stopping phases correspond to rupture rays which leave the hypocenter in one direction. The rupture can be considered as a quasi-unilateral rupture (Fig. 14a).
- another ($l_\theta \leq l \leq L$) for which the latest stopping phase corresponds to a rupture ray leaving the hypocenter backwards relatively to the station. In the case of stations with opposite azimuths, these rupture rays leave the hypocenter in opposite directions (Fig. 14b).

It is clear that a point of the fault plane can belong to one zone with respect to a station in a given azimuth and to the other zone with respect to another station located in the opposite azimuth.

In order to simplify the discussion, we consider only the two following cases for stations located on the fault plane:

- the hypocenters are in a l_θ wide band near an extremity of the fault (quasi-unilateral rupture). In this case, a change in the position of the hypocenter relative to the fault plane acts as a change of fault length. The variations of Δt and f_c have the same sign for the whole range of azimuth.

- The hypocenters are in an $L-2l_\theta$ wide zone centered on the middle of the fault.

From (10) we compute the variation Δf_c of the corner frequency for a small change Δl in position of hypocenters as:

$$\Delta f_c = -\frac{v_r}{l^2} \left(1 + \frac{v_r}{c} \cos\theta\right)^{-1} \Delta l \quad \text{for } -\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2} \quad (11)$$

$$\Delta f_c = \frac{v_r}{(L-l)^2} \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos\theta\right)^{-1} \Delta l \quad \text{for } \frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$$

Δf_c has therefore opposite signs in opposite directions. This result is in agreement with the spectral ratio slopes observed for S6 and Sa doublets. One can see, from Figure 3, that the spectral ratio slopes are positive to the NW, and negative to the SE; hence the frequency shift is positive to the SE and negative to the NW. From this and from relation (11) we conclude that the hypocenter of the second event (811128005) is located to the NW of the hypocenter of the first event (811128013). One should note that this is also the direction of the relative position of the centroids (Table 1). This leads to an increase of the real distance between hypocenters as compared to the distance between moment centroids.

Therefore the variations of f_c have different signs, depending on the azimuth.

In order to illustrate these ideas, we have performed a numeric simulation of such ruptures. We used the consider a vertical strike-slip fault of rectangular (100m X 50m) shape, represented by a rectangular distribution of 10×5 double couples. The rupture initiates on the fault plane and propagates bilaterally with a constant velocity $v_r = 2.6$ km/s (corresponding to 0.75β). The rupture front is a growing circle. The source time function used is a ramp with a rise time of 0.01s. We used a simple velocity model for the layered medium, derived from a study by Blümling *et al.* (1985) (Table 8). The depth of the hypocenter is 5 km. For each doublet, we ran two computations for faults having different lengths (Fig. 15), different rupture velocity (Fig. 16) or different hypocenters (Fig. 17a, b, c); the hypocenters belong to the "central zone" of the fault.

The synthetic seismograms are computed for 12 stations located at different azimuths but at the same distance. These seismograms are then considered like the records of a doublet, and their spectral ratios are computed using the Cross Spectral Moving Window Technique.

Figures 15 and 16 show that different fault lengths or

rupture velocities do not provide positive and negative slopes of the spectral ratio, as it was inferred by our previous calculations. On the other hand, different hypocenters produce positive and negative spectral ratio slopes (Fig. 17a, b, c) with an azimuthal organization similar to that observed in our data (Fig. 18). Figure 17 shows that a difference in hypocenter position of the order of 10 meters is sufficient to explain variations of spectral ratio observed for S6, Sa and Sf doublets. This suggests that hypocenters of these doublets are located in a same small part of the rupture zone; this means that the kinematics of the rupture is similar for the two events of a doublet.

The a_p/a_s diagram can provide additional information on our discussion of propagation effect versus source effect. Indeed,

$$\begin{aligned} a_{p/s} &= \frac{a_p}{a_s} \\ &= \frac{\ln(1 - \frac{\Delta f_{c_p}}{f_{c_p}})}{\ln(1 - \frac{\Delta f_{c_s}}{f_{c_s}})} \end{aligned}$$

For a change in the hypocenter position,

$$\frac{\Delta f_{c_p}}{f_{c_p}} = \frac{\Delta f_{c_s}}{f_{c_s}} \text{ from relation (11), whatever the}$$

azimuth;

therefore

$$\frac{a_p}{a_s} = 1$$

On the other hand, we have found that, if we attribute the spectral-ratio variation to attenuation between the hypocenters:

$$a = -\frac{\pi \Delta x}{vQ}$$

That is

$$\begin{aligned} a_p &= -\frac{\pi \Delta x}{v_p Q_p} \\ a_s &= -\frac{\pi \Delta x}{v_s Q_s} \end{aligned}$$

where Q_p, Q_s are the quality factor for P and S -waves.

$$\text{Then } a_{p/s} = \frac{v_s Q_s}{v_p Q_p}$$

For the upper crust, Anderson *et al.* (1965) propose

$$\frac{Q_s}{Q_p} \approx \frac{4 v_s^2}{3 v_p^2}$$

This leads to an expression of $a_{p/s}$ as a function of v_p and v_s :

$$a_{p/s} \approx \frac{4 v_s^3}{3 v_p^3}$$

A $\frac{v_p}{v_s}$ value close to 1.78, leads to $a_{p/s} \approx \frac{1}{4}$ if we assume

that the variation is due to attenuation. However we have found that $a_{p/s}$ is contained in the interval [.5, 1.] for the first set of doublet. This yields further arguments for a source effect rather than an attenuation effect. However, the deviation from the value $a_{p/s} = 1$ is attributed to attenuation in the focal region.

In the case of the S6 doublet, the sign of the frequency shift and the value of the spectral-ratio slope for the first arrivals mark clearly the take-off angle. The time variation of the spectral-ratio slopes for some stations (see Fig. 8) can be considered as an evidence that the later parts of the seismograms are waves leaving the source with different take-off angle, for which the corner frequency has different values depending on the azimuth. Measurements of the phase difference between the arrivals allow computation of time delays along the seismograms (Fréchet, 1985). The time variations of the delays exhibit a pattern similar to that observed for the spectral ratios (Fig. 16). The inverse correlation observed in the a_i/a_s diagram shows the dependence of this trend on the first arrival variations. These variations of spectral ratio and

time delay in the coda for these signals are evidences that, for these stations, backward scattering near the source furnished more energy in the coda than forward scattering or trapped waves.

In the same way, waves coming from different azimuths explain time variations of S5 doublet: the azimuthal homogeneity of the sign in the first-arrivals spectral-ratio variations corresponds, in the coda, to a lack of time variations of the spectral ratio.

These different time variations of spectral ratio slopes for the spatial doublets point out the influence of source process on the frequency content of the coda.

CONCLUSION

Five doublets from Central California have been studied using Cross-Spectral Moving-Window Technique. Two of them at least exhibit spectra shifts and spectral-ratio variations depending on the azimuth, in the first arrivals. These changes can be interpreted as due to source processes. A simple explanation seems to be the different location of the two hypocenters relative to the borders of the fault. This change is of the order of 10% of the source length. Changes in the source dimensions can explain the spectral ratios computed for the S5 doublet.

Such changes are likely to be very common ones; they are related to the geometry of the source and the kinematics of the rupture, but are independent of the relative location of the moments centroids. This implies that temporal doublets, although more closely located than spatial doublets, may present such changes in source process.

Variations in the first arrivals induce variations along the seismograms. Such variations are probably due to arrivals in the coda of waves leaving the source with different azimuths. It indicates clearly that changes in

the frequency content of the coda may be caused by the directivity of the source process.

Improved knowledge of spatial doublets allows to envisage the study of the spectral ratios of temporal doublets, and the search for time variations in the properties of the crust.

The analysis of doublets, and the measurements of spectral ratios using the CSMWT seems to be more accurate tools than the use of classical ratios of spectra of different events. This precision can permit to progress in the knowledge of source processes, and of the propagating medium.

REFERENCES

- Aki, K., 1967. Scaling law of seismic spectrum, *J. geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
- Aki, K. & Richards, P. G., 1980. *Quantitative seismology: Theory and Methods*, W.H. Freeman, San Francisco, 932p.
- Anderson, D. L., Ben-Menahem, A., & Archambeau, C. B., 1965. Attenuation of seismic energy in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1441-1448.
- Backun, W. H., Stewart, R. M. & Bufe, C. G., 1978. Directivity in the high-frequency radiation of small earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, 1253-1263.
- Berckhemer, H., 1962. Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluss auf das seismische Wellenspektrum. *Gerl. Beitr. z. Geophys.*, **71/1**, 5-26.
- Blümling, P., Mooney, D. M. & Lee, W. H. K., 1985. Crustal structure of the southern Calaveras fault zone, Central California, from seismic refraction investigations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **75**, 193-209.
- Bouchon, M., 1981. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **71**, 959-971.
- Frankel, A., 1982. Precursors to a magnitude 4.8 earthquake in the Virgin islands: spatial clustering of small earthquakes, anomalous focal mechanisms, and earthquake doublets. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **72**, 1277-1294.
- Fréchet, J., 1985. *Sismogenèse et doublets sismiques*. Thèse d'Etat, Univ. sci. technol. médic., Grenoble, 207 p.
- Frémont, M.-J., 1984. *Mesure de variation temporelle des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de source par traitement de doublets de séismes*, Thèse de 3^{ème} cycle, Univ. sci. technol. médic., Grenoble, 219 p.
- Jenkins, G. M. & Watts, D. G., 1968. *Spectral analysis and its applications*, Holden-Day, San Francisco, California, 515 p.

- Pechmann, J. C. & Kanamori, H., 1982. Waveforms and spectra of preshocks and aftershocks of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake: evidence for fault heterogeneity? *J. Geophys. Res.*, **87**, 10579-10597.
- Poupinet, G., Ellsworth, W. L. & Fréchet, J., 1984. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: an application to the Calaveras fault, California, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Poupinet, G., Fréchet, J., Ellsworth, W. L., Frémont, M.-J. & Glangeaud, F., 1985. Doublet analysis: improved accuracy for earthquake prediction studies, *Earthq. Predict. Res.*, **3**, 147-159.
- Singh, S. & Herrmann R. B., 1983. Regionalization of crustal coda Q in the continental United States, *J. Geophys. Res.*, **88**, 527-538.

TABLE CAPTIONS

Table 1: Relative relocations of the five doublets studied (from Fréchet (1985)); $X > 0$ East, $Y > 0$ North, $Z > 0$ Down.

Table 2: Location, date, magnitude and number of stations used in the calculations for the selected events.

Table 3: 90% approximate confidence intervals for $G(f)$ and $C(f)$, for different coherences, using:
 $B_w T \approx 4$, $F_{2,2}(0.90) \approx 9.00$; $\eta(0.90) \approx 1.96$.

Table 4: Values of the mean spectral ratio.

Table 5: Values of the regression coefficient $a_{p/s}$ and the correlation coefficient ρ .

Table 6a: Slopes of spectral ratio logarithms a_p , frequency shifts Δf_c and changes of spectra shapes for P -waves of S6 doublet.

Table 6b: Slopes of spectral ratio logarithms a_p , frequency shifts Δf_c and changes of spectra shapes for P -waves of Sa doublet.

Table 6c: Slopes of spectral ratio logarithms a_p , frequency shifts Δf_c and changes of spectra shapes for P -waves of Sf doublet.

Table 6d: Slopes of spectral ratio logarithms a_p , frequency shifts Δf_c and changes of spectra shapes for P -waves of a834 doublet.

Table 7: Slopes of spectral ratio logarithms a_p , frequency shifts Δf_c and changes of spectra shapes for P -waves of S5 doublet.

Table 8: Velocity model for the Calaveras Fault zone (From Blümling *et al.*, 1985).

Table 1.

Doublet	Events	X(m)	Y(m)	Z(m)
A834	790807018	0.	0.	0.
	790807015	11.7 ± 2.2	-1.4 ± 2.0	27.6 ± 0.3
Sf	790827014	0.	0.	0.
	790828035	-58.6 ± 1.4	38.2 ± 1.4	7.9 ± 3.1
Sa	800413121	0.	0.	0.
	800413122	43.6 ± 2.5	-46.2 ± 2.3	4.8 ± 4.4
S5	810528015	0.	0.	0.
	810528016	-4.9 ± 2.6	40.0 ± 2.4	-66.1 ± 6.9
S6	811128005	0.	0.	0.
	811128013	42.6 ± 1.3	-48.8 ± 1.2	11.4 ± 4.3

Table 2.

Doublet	UID	Date	Time	Lat.N.	Long.W.	Depth	Magn.	Nr.Stations
A834	790807015	790807	0233	36 58.31	121 27.99	4.40	1.6	11
	790807018	790807	0251	36 58.25	121 27.80	4.12	1.8	
Sf	790827014	790827	0942	36 58.97	121 37.16	4.37	1.8	17
	790828035	790828	2127	36 58.96	121 37.26	4.24	1.7	
Sa	800413121	800413	1807	36 47.88	121 30.02	4.88	1.5	16
	800413122	800413	1809	36 47.77	121 29.75	4.70	1.8	
S5	810528015	810528	0349	36 46.99	121 24.05	8.09	1.8	17
	810528016	810528	0350	36 46.99	121 23.94	8.08	1.6	
S6	811128005	811128	0423	36 48.23	121 30.73	5.02	1.7	15
	811128013	811128	1025	36 48.24	121 30.66	5.16	1.6	

Table 3.

$C(f)$	I_G	I_C
0.90	G(f)[1±1.19]	[.53,.98]
0.95	G(f)[1±0.77]	[.74,.99]
0.99	G(f)[1±0.35]	[.94,.998]

Table 4.

Doublet	\bar{G}_m	\bar{G}_{LFm}
S6	1.02	0.91
Sa	0.45	0.42
Sf	0.68	0.65
S5	1.60	1.84
A834	0.51	0.50

Table 5.

Doublet	$a_{p/s}$	ρ
S6	0.58	0.84
Sa	0.52	0.54
Sf	0.66	0.72
A834	0.51	0.66
S5	0.39	0.31

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail: ptalour@ujf.grenoble.fr

Table 6a.

Stations	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Change of spectra shape
begv			*
hqrv			*
hltv	-	+	
hgwv	+	-1/3 Hz	*
blrv	-	+1 Hz	*
hgsv	+	-1/4 Hz	*
hebv	+	-	*
jrrv	+	-1/3 Hz	*
jbzv			*
hspv	+	-	*
bvlv			*
jcbv			*
jrgv			*

Table 6b.

Stations	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Change of spectra shape
jrrv			*
jcbv			*
jbzv			*
hphv	-	+1/3 Hz	
hezv			*
hprv			*
hbtv			*
hfhv			*
hspv	+	-	*
horv			*
hkrv			*
bsbv			*
bjcv			*
begv	-	+	*
hltv	-	+1/4 Hz	

Table 6c.

Stations	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Change of spectra shape
bjov			*
bmhv			*
hbtv	-	+	*
bmcv	-	+1 Hz	
hsfv			*
bsrv			*
bcgv			*
blrv	-	+	
jecv			*
jalv	+	-1/3 Hz	*
jssv	+	-	*
ccov			*
jplv	+	-1/2 Hz	*
hplv	+	-	*
hjsv	-	+1 Hz	*

Table 6d.

Stations	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Change of spectra shape
hazv	+	-	
hltv			*
hebv	-	+	
hsfv			*
hdlv	+	-	*
hjsv			*
bmhv			*

Table 7.

Stations	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Change of spectra shape
bpiv	-	+1/2 Hz	*
bbnv	-	+1/3 Hz	*
bbgv	-	+	*
hltv			*
hjgv	-	+	*
blrv	-	+	*
bcbv	-	+	*
hsfv	-	+	*
hfpv	-	+	*
hfhv			*
hjsv			*

Table 8.

Depth (km)	v_p (km/s)	v_s (km/s)
4.0	4.5	2.6
13.0	6.0	3.4
16.5	7.0	4.1

FIGURE CAPTIONS

Figure 1: Map of Central California showing CALNET stations (triangles) and doublets used in this study (circles).

Figure 2: Auto-spectra, logarithm of spectral ratio and coherency in the *P*-waves for the four doublets S6, Sa, Sf and A834. Dotted line indicates spectra of second event. Vertical bars represent 90% confidence intervals for logarithm of spectral ratio and coherency.

Figure 3: Slopes of *P*-waves spectral ratio logarithm $\times 100$ as a function of azimuth, incidence angle and distance for S6, Sa, Sf and A834 doublets. Triangles indicate different stations. Vertical bars represent confidence intervals.

Figure 4: Slopes of *P*-waves spectral ratio logarithm versus slopes of *S*-waves spectral ratio logarithm for S6, Sa, Sf and A834 doublets. Triangles represent different stations.

Figure 5: Auto-spectra, logarithm of spectral ratio, and coherency in the *P*-waves for S5 doublet. Dotted line indicates spectra of second event. Vertical bars represent 90% confidence intervals for logarithm of spectral ratio and coherency.

Figure 6: Slopes of *P*-waves spectral ratio logarithm $\times 100$ as a function of azimuth, incidence angle and distance for S5 doublet. Triangles indicate different stations. Vertical bars represent confidence intervals.

Figure 7: Slopes of *P*-waves spectral ratio logarithm versus slopes of *S*-waves spectral ratio logarithm for S5

doublet. Triangles represent different stations.

Figure 8: Logarithm of spectral ratio versus time for two stations of S6 doublet and one station of S5 doublet, in different frequency bands.

Fat circles, crosses, triangles and squares represent respectively the 4, 8, 12, 16 Hz frequency band; the bandwidth is 4 Hz.

Figure 9: Slope of time decay of spectral ratio logarithm a_t , versus slope of spectral ratio logarithm in S-waves, for S6, Sa, Sf and A834 doublets.

Figure 10: Schematic representation of the relative location for S6 doublet events (stars). The axis of this doublet is nearly horizontal.

Figure 11: Logarithm of spectral ratio versus frequency for different (-5 Hz to 5 Hz) corner frequency changes using Aki's ω -square model of spectrum.

Figure 12a: Normalized corner frequency f_c/f_{c_0} versus azimuth for two fault planes of azimuth 0° and 5° . The patterns are symmetric, relative to the fault planes azimuths. The corner frequencies for the two different fault planes are equal in the azimuth of the bisecting (or average) fault plane (i.e. 2.5°).

Figure 12b: Normalized corner frequency difference $\Delta f_c/f_{c_0}$ versus azimuth for two fault planes of azimuth 0° and 5° . This corner frequency difference is null in the azimuth of the bisecting (or average) fault plane (i.e. 2.5°).

Figure 13: Schematic ray plot of latest stopping phases for two different hypocenters (stars) (case of a bilateral faulting). Triangle indicates the station. The dashed line corresponds to abscissa $l_\theta = \frac{L}{2}(1 - \frac{v_r}{2}\cos\theta)$ and separates two

zones of the fault plane.

Figure 14a: Schematic ray plot of latest stopping phases in the case of a quasi-unilateral rupture for two stations (triangles) with opposite azimuths. The hypocenter (star) is in the first zone.

Figure 14b: Schematic ray plot of latest stopping phases (bilateral rupture) for two stations with opposite azimuths. The hypocenter (star) is in the second zone.

Figure 15: Logarithm of P-waves spectral ratio and autospectra for synthetic signals originated from sources of different lengths ($L = 100\text{m}$ for the first event and $L = 120\text{m}$ for the second).

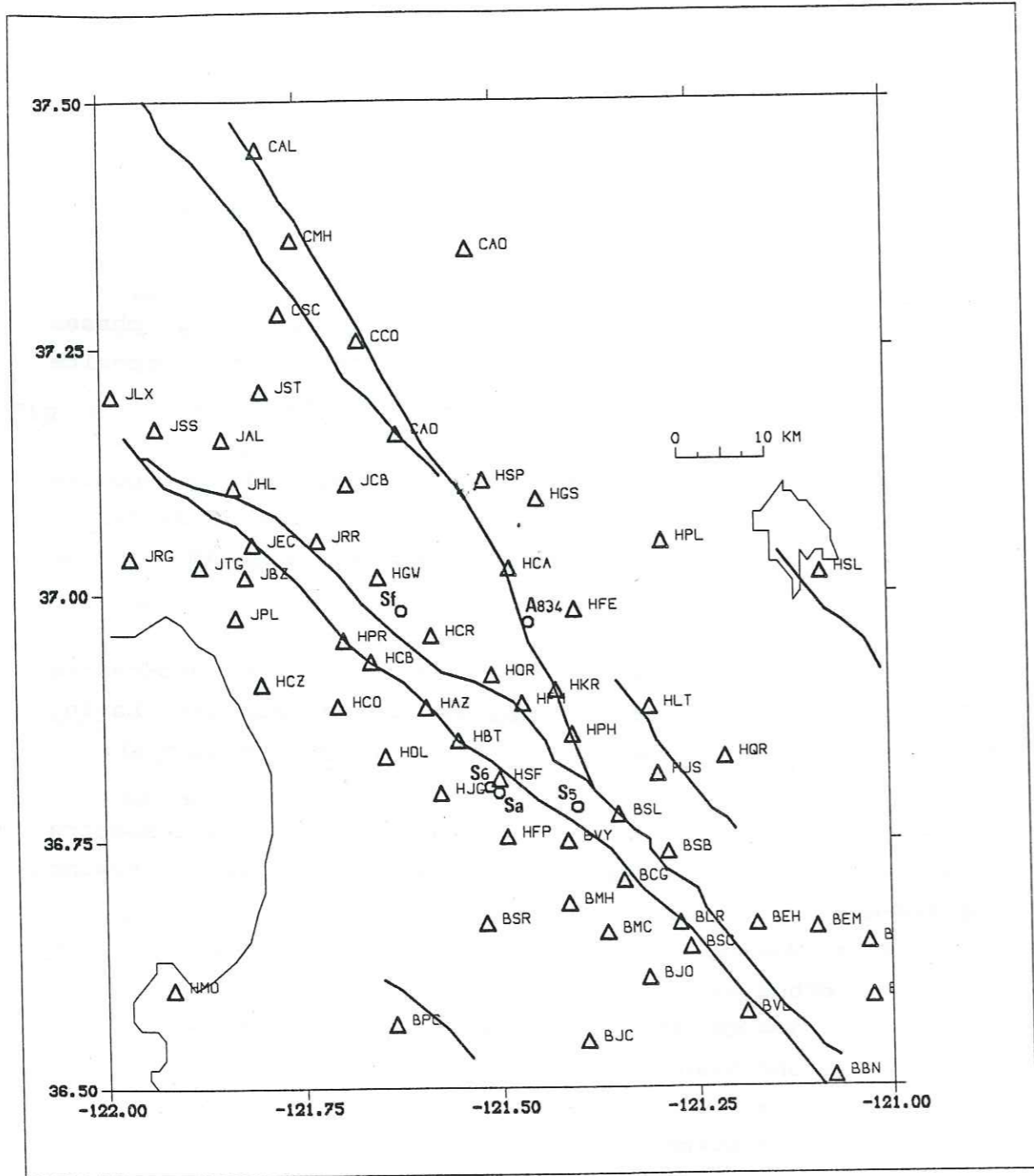
Figure 16: Logarithm of P-waves spectral ratio and autospectra for synthetic signals originated from sources having different rupture velocity ($v_{r_1} = 2.6\text{km/s}$ and $v_{r_2} = 3.2\text{km/s}$).

Figure 17: Logarithm of P-waves spectral ratio and autospectra for synthetic signals originated from sources having different hypocenters:

- a) $l = 45\text{m}$ for the first event and $l = 55\text{m}$ for the second event;
- b) $l = 30\text{m}$ for the first event and $l = 40\text{m}$ for the second event;
- c) $l = 35\text{m}$ for the first event and $l = 60\text{m}$ for the second event.

Figure 18: Slopes of P-waves spectral ratio logarithm $\times 100$ as a function of azimuth for synthetic seismograms corresponding to different positions of hypocenters on the fault plane. Triangles indicate different stations.

Figure 19: Logarithm of spectral ratio and delay (in milliseconds) versus time for a station of S6 doublet. The absolute value of the two quantities show a time decrease in the coda.



- Figure 1 -

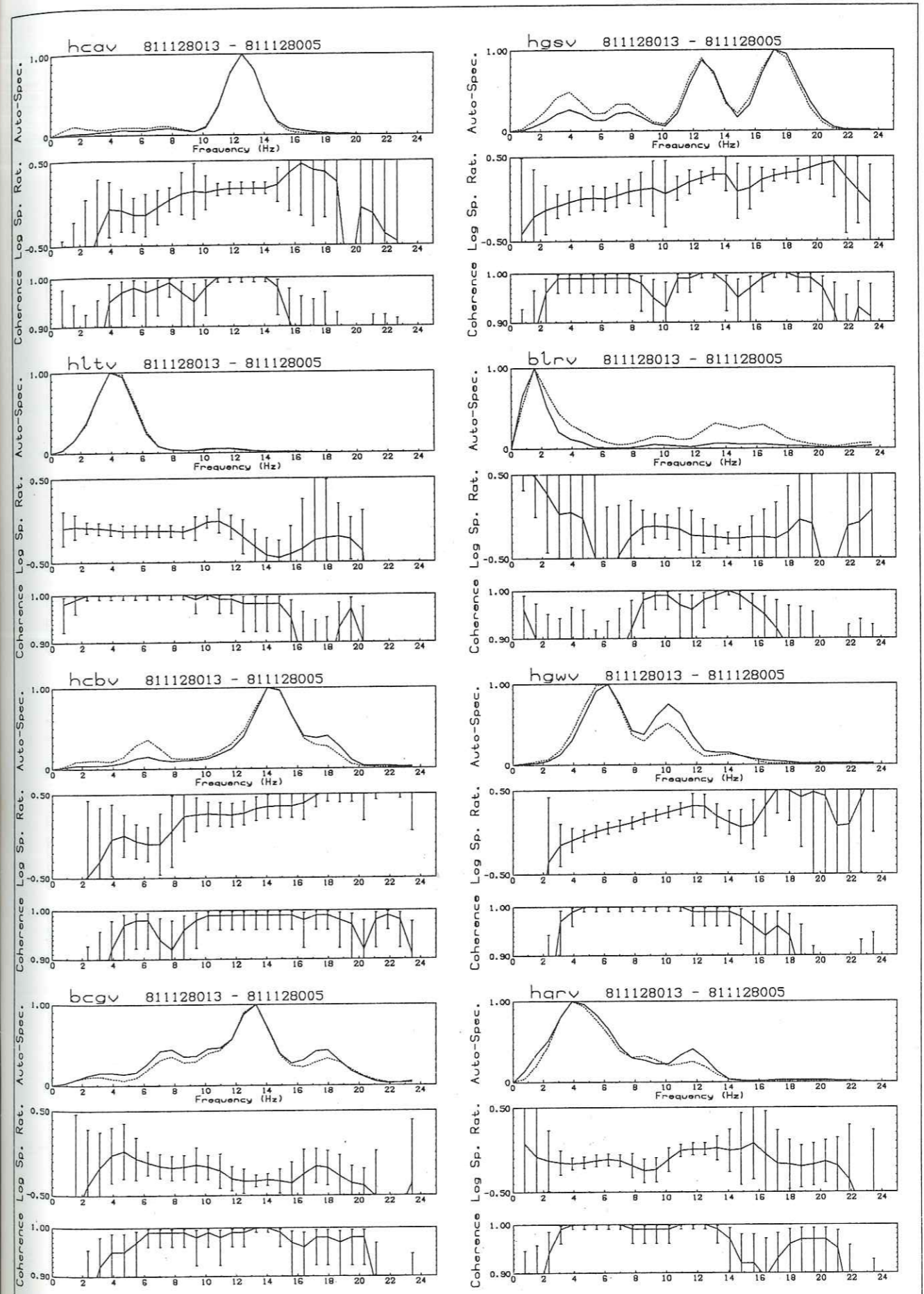


Figure 2 : S6 doublet

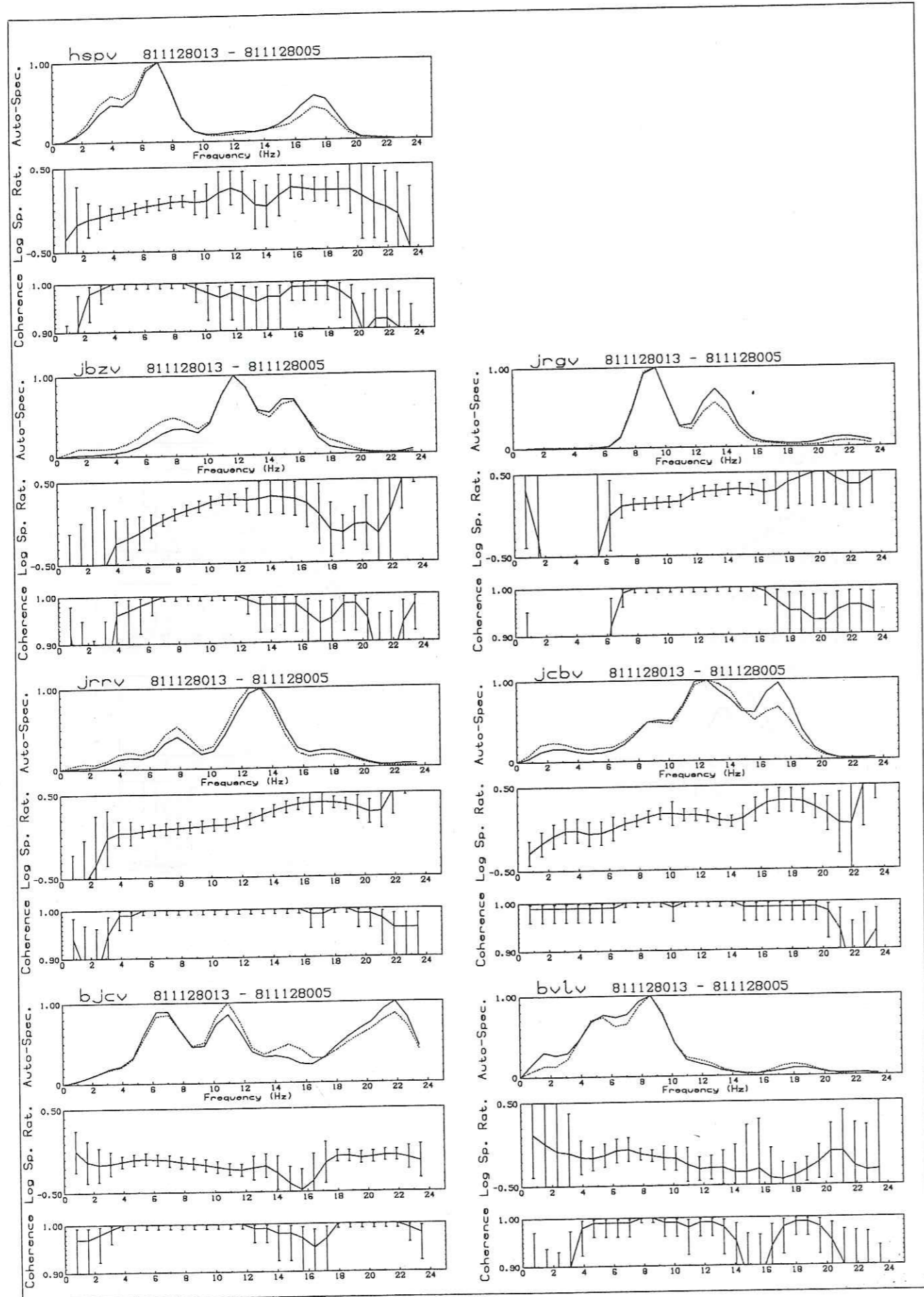


Figure 2 : S6 doublet

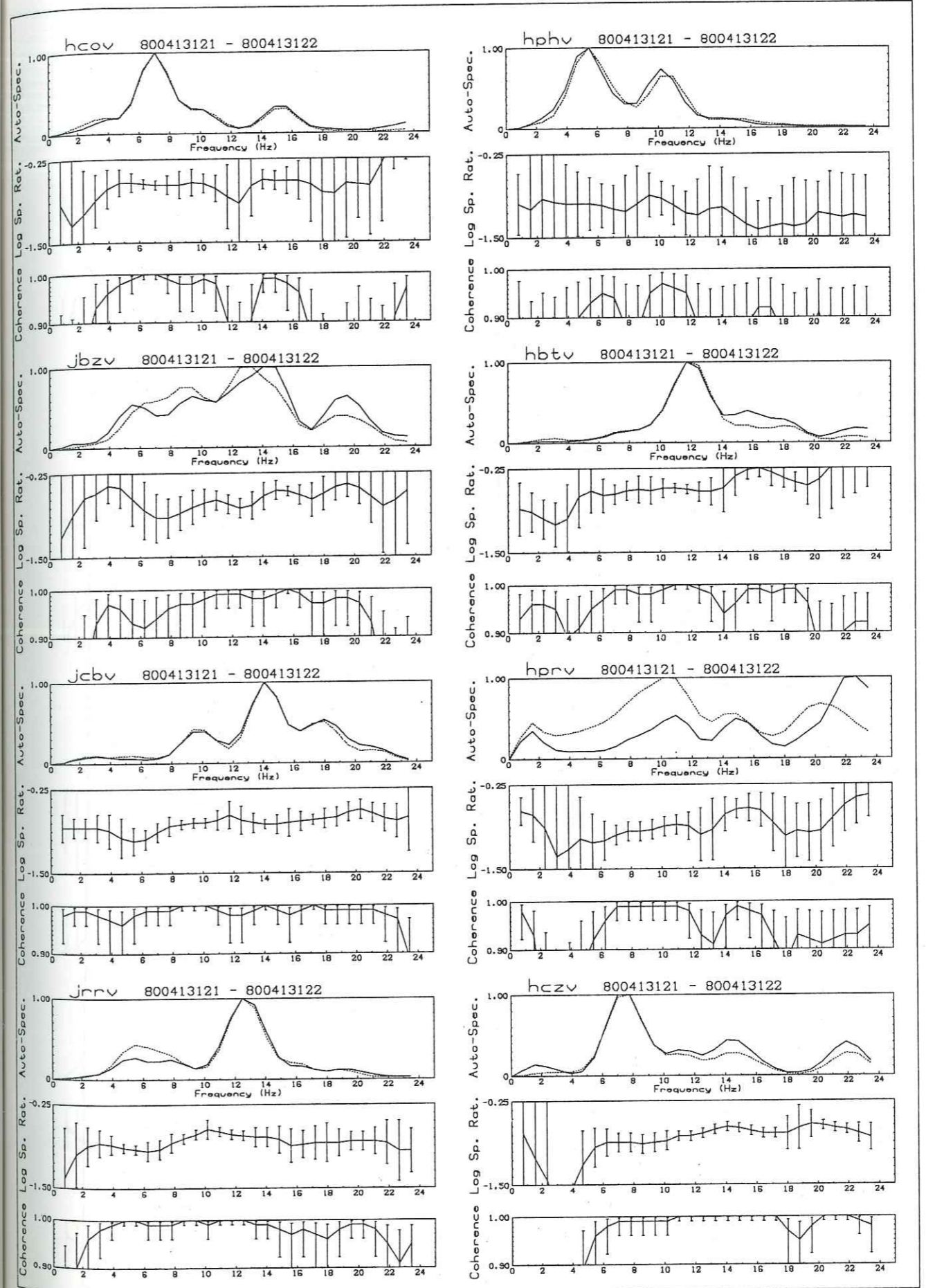


Figure 2 : Sa doublet

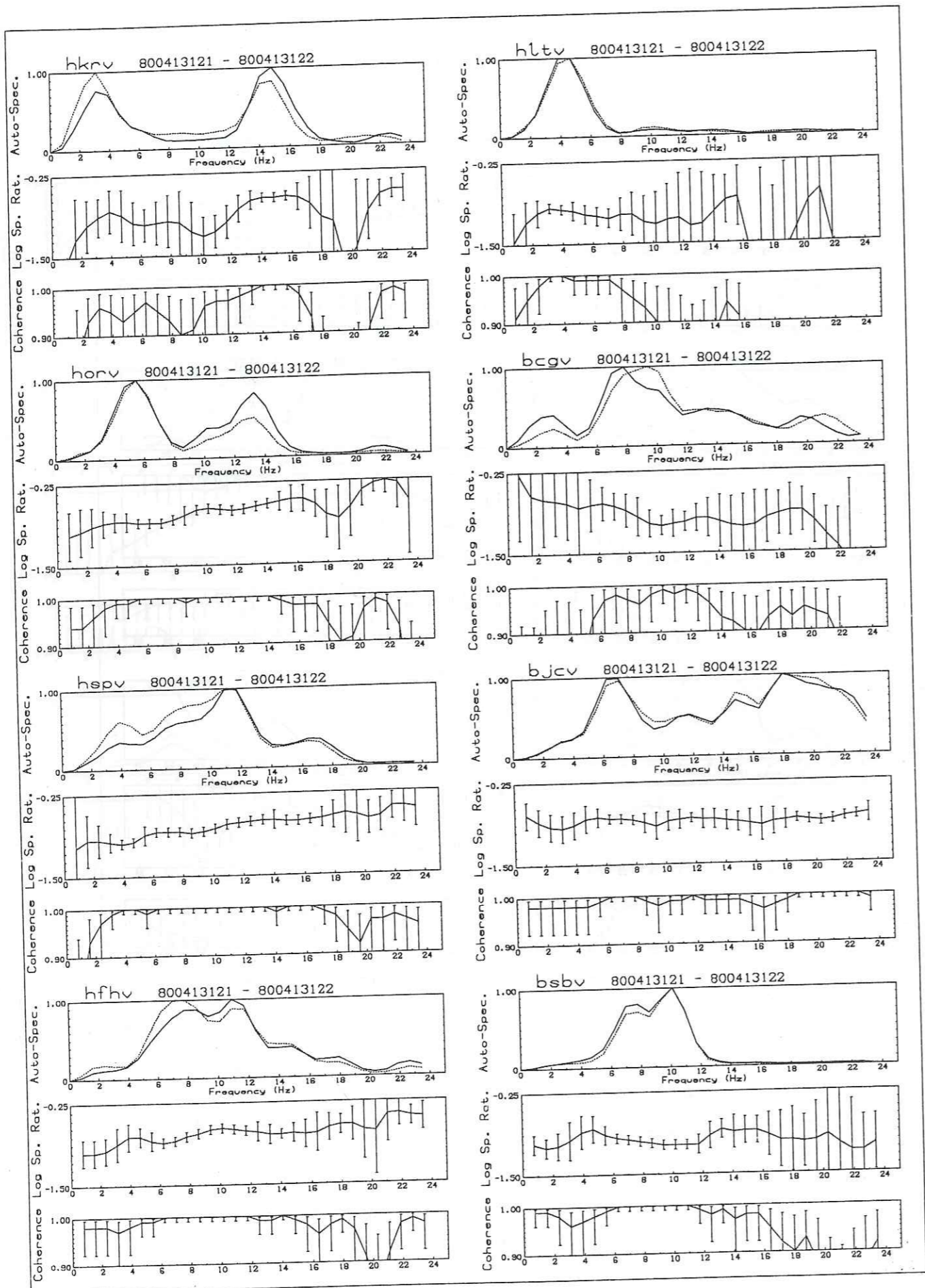


Figure 2 : Sa doublet

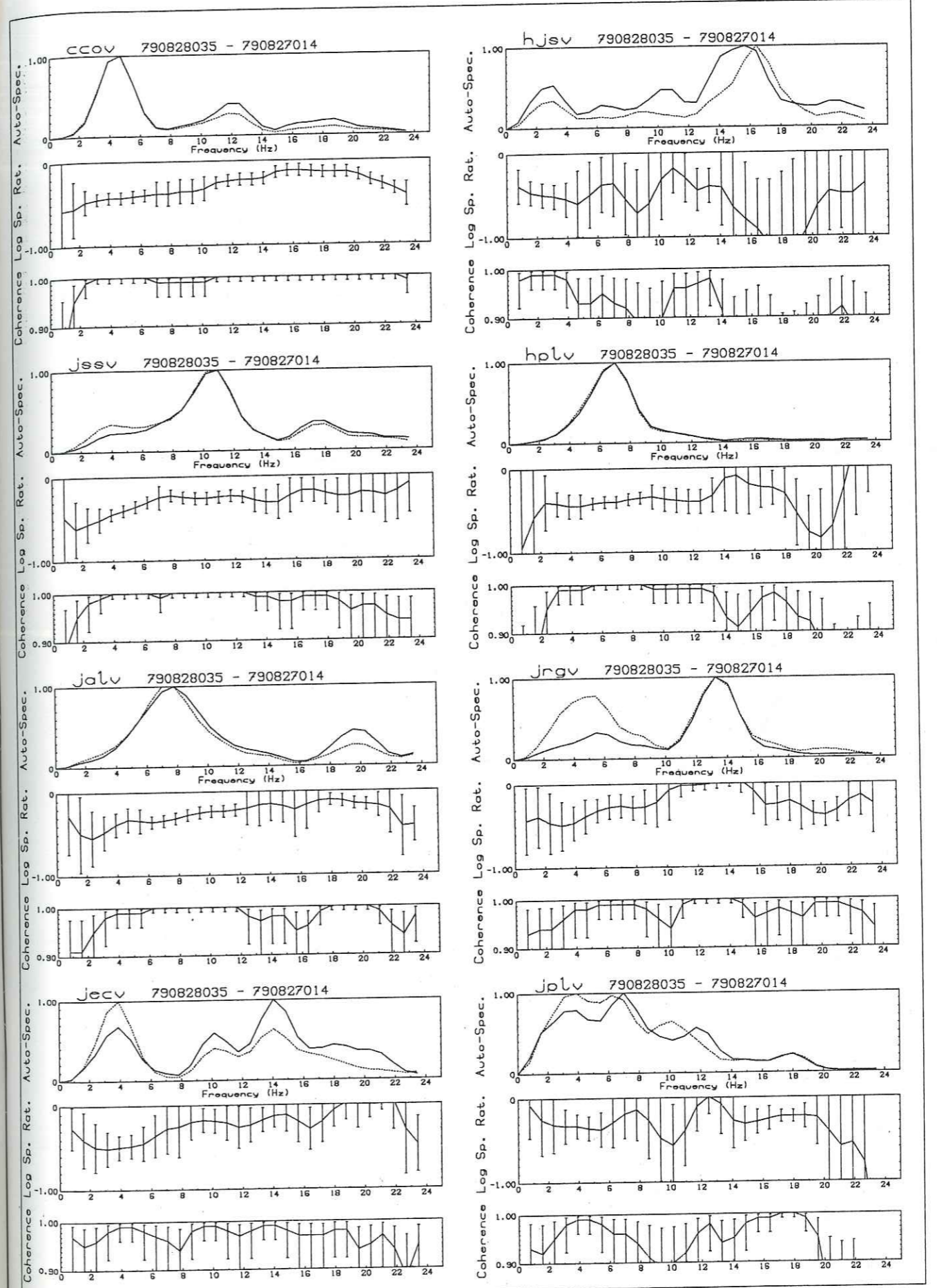


Figure 2 : Sf doublet

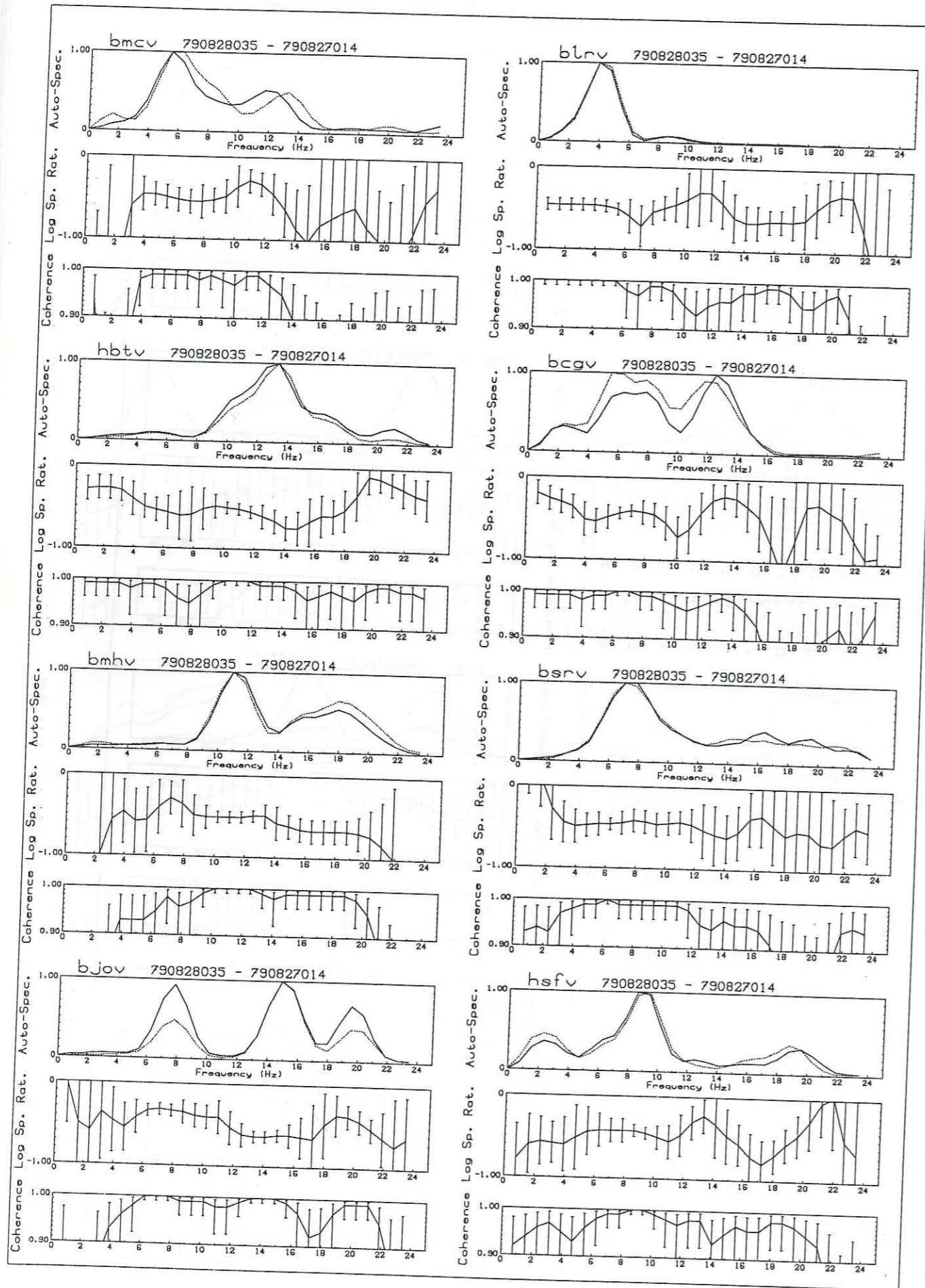


Figure 2 : Sf doublet

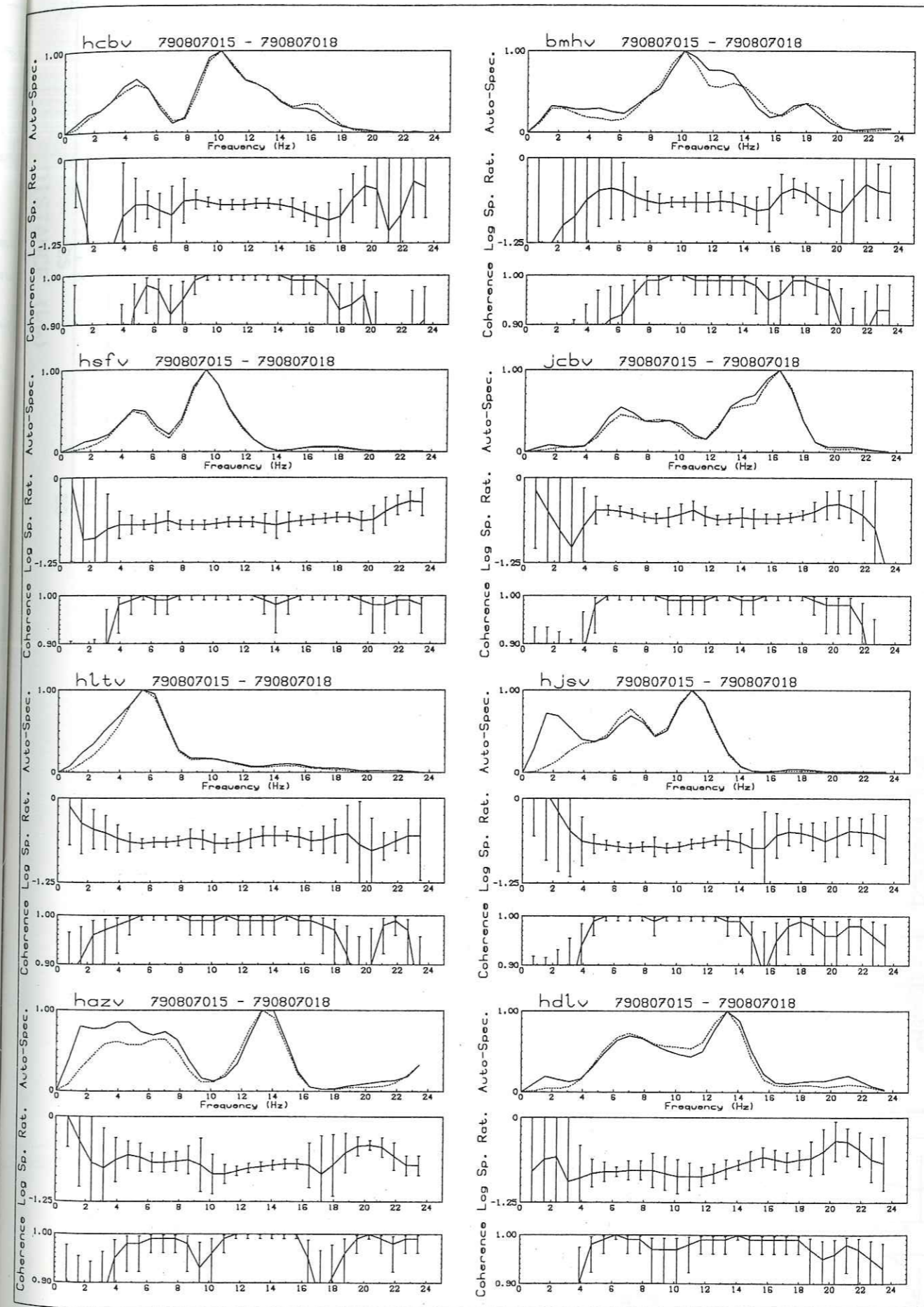


Figure 2 : A834 doublet

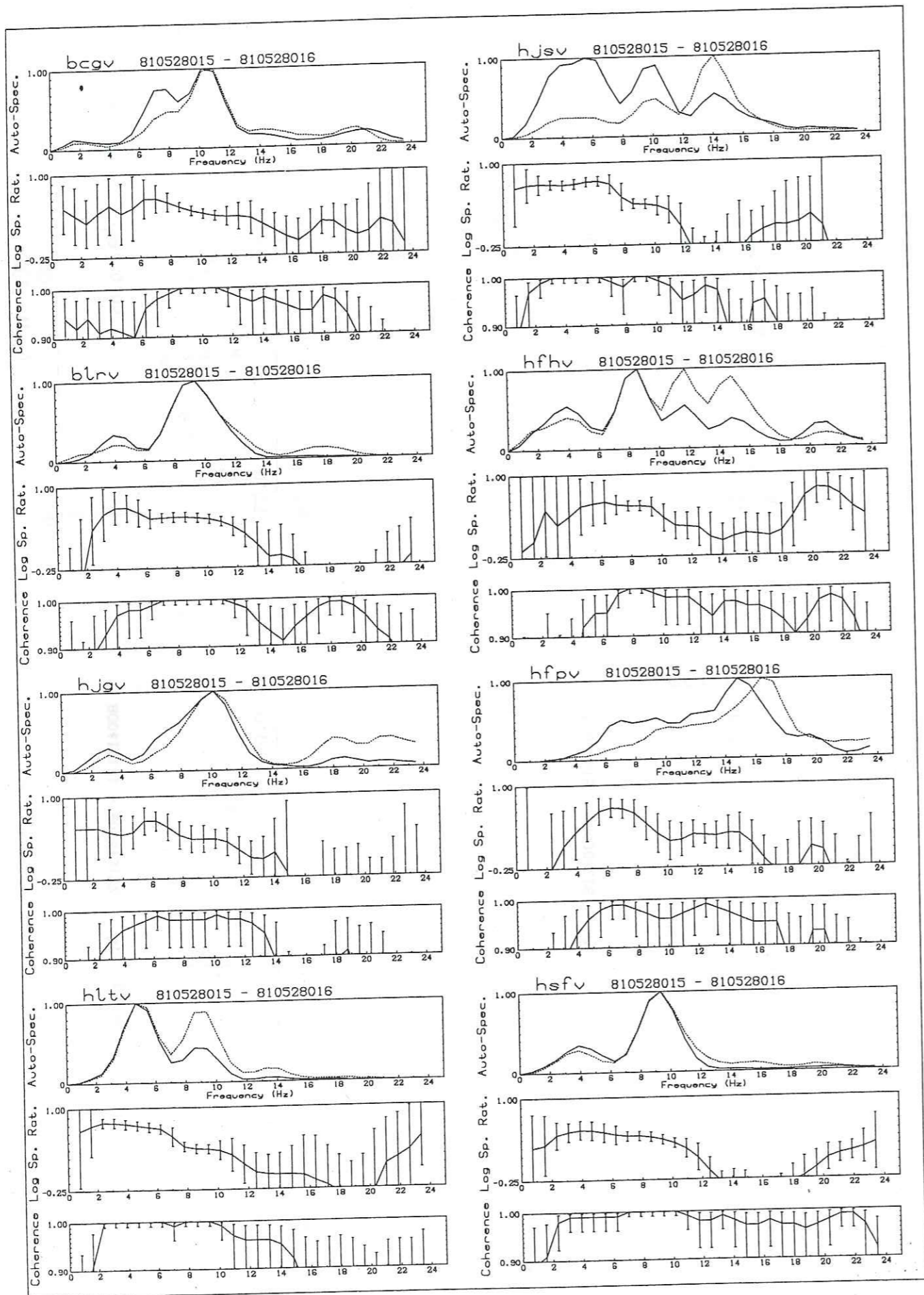


Figure 5 : S5 doublet

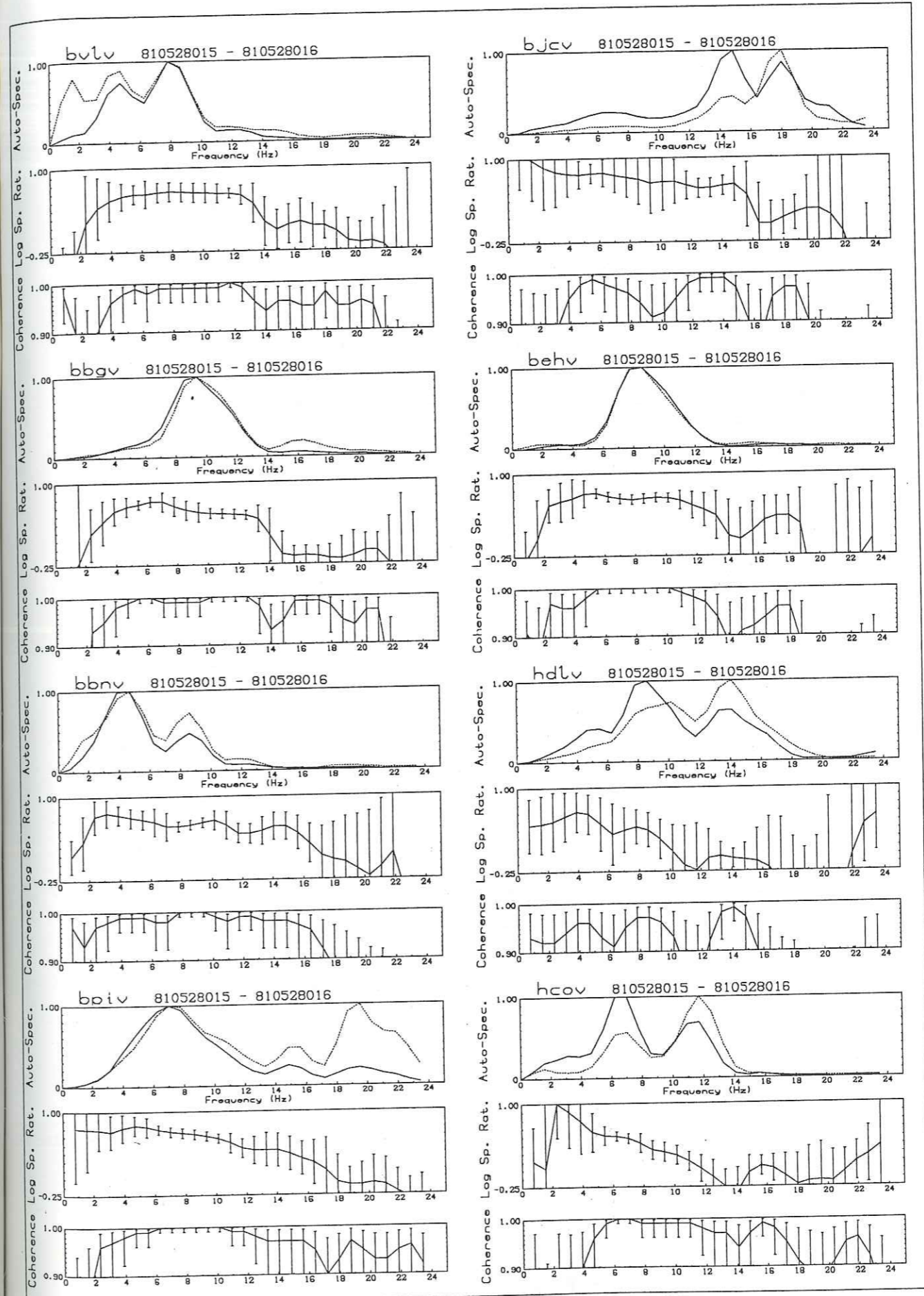
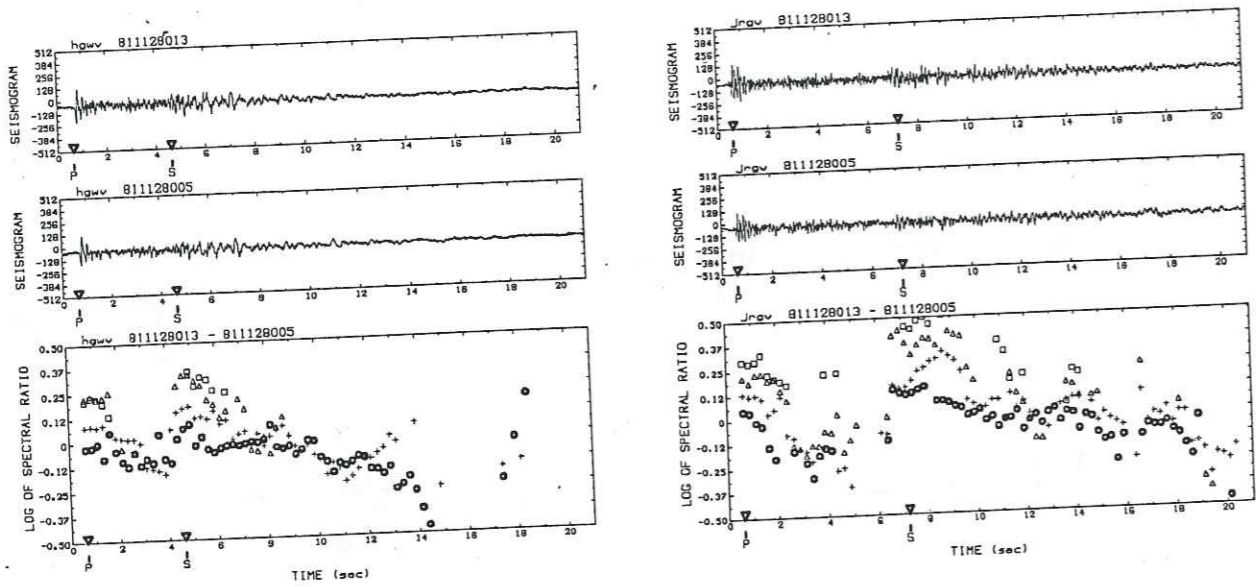
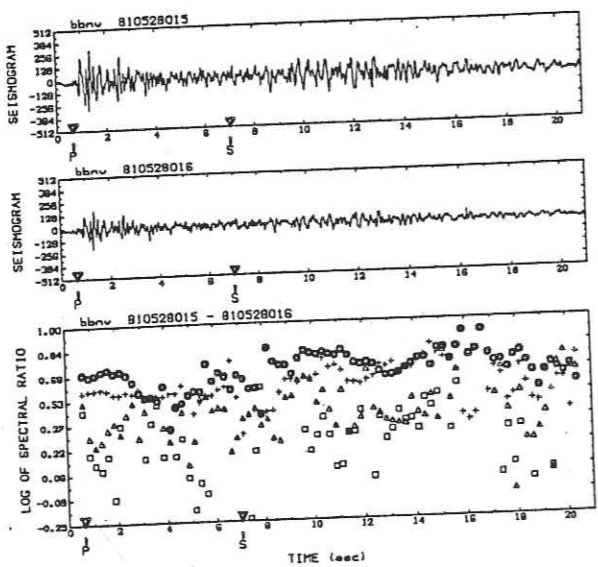


Figure 5 : S5 doublet

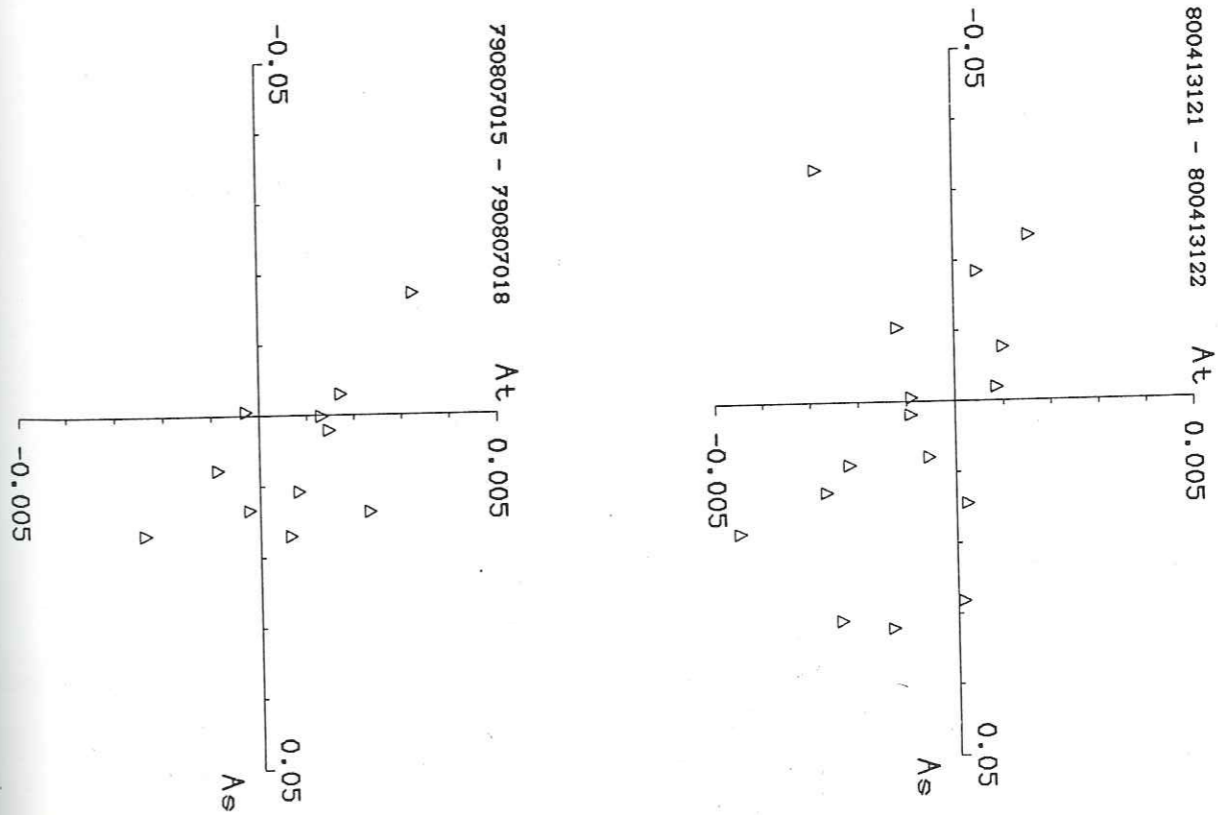
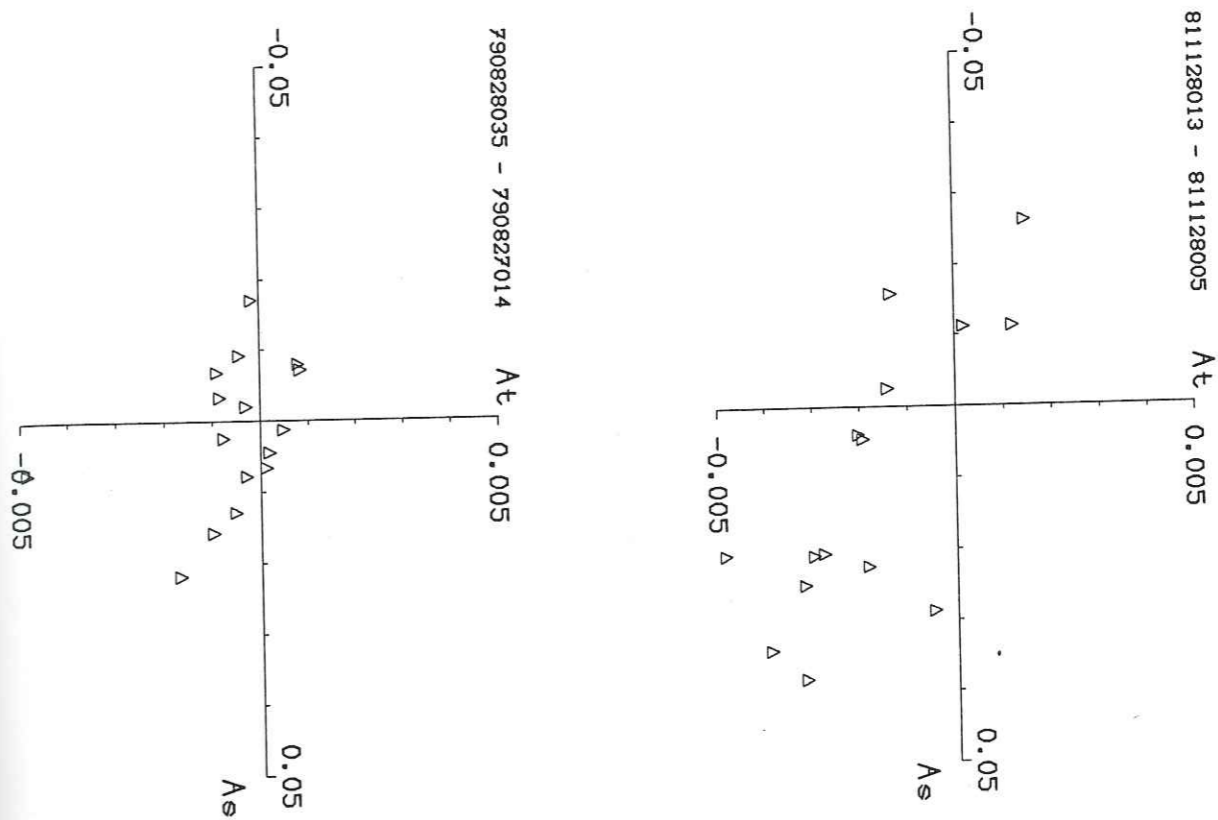


Doublet S6

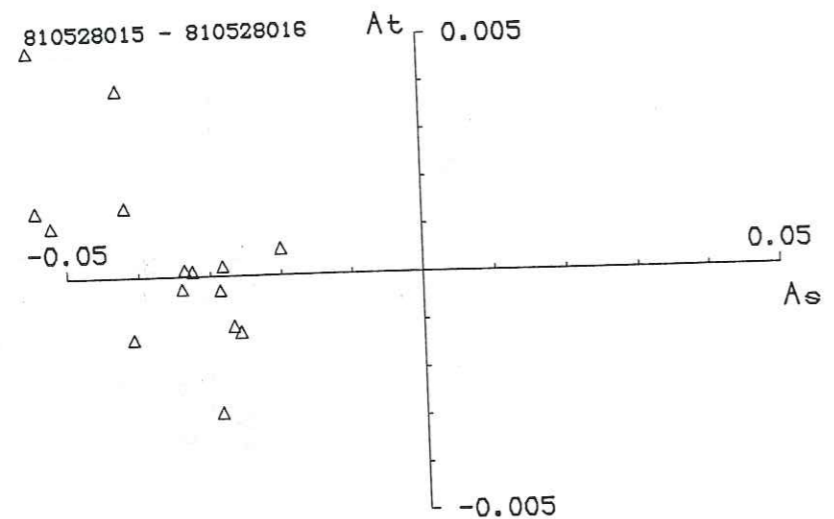


Doublet S5

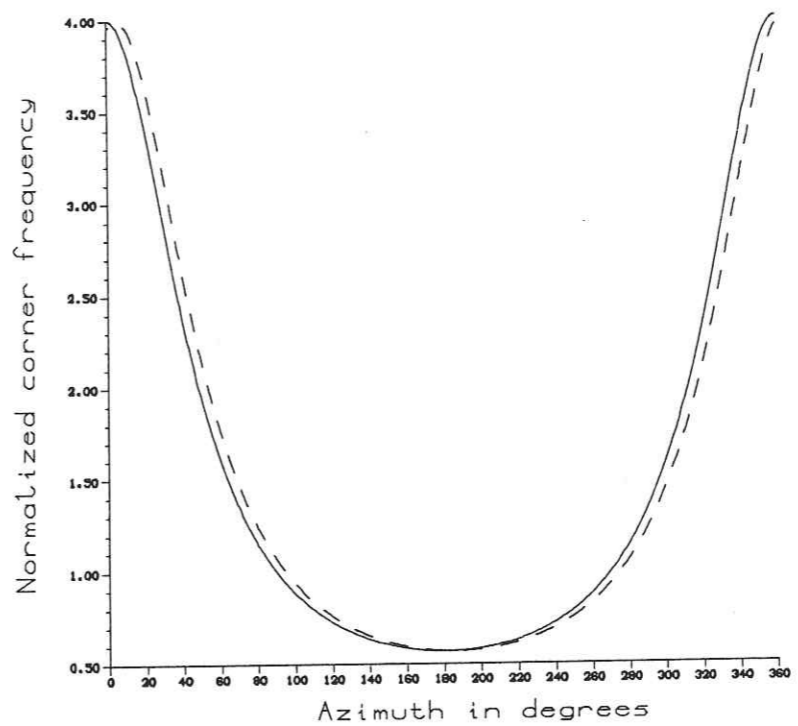
- Figure 8 -



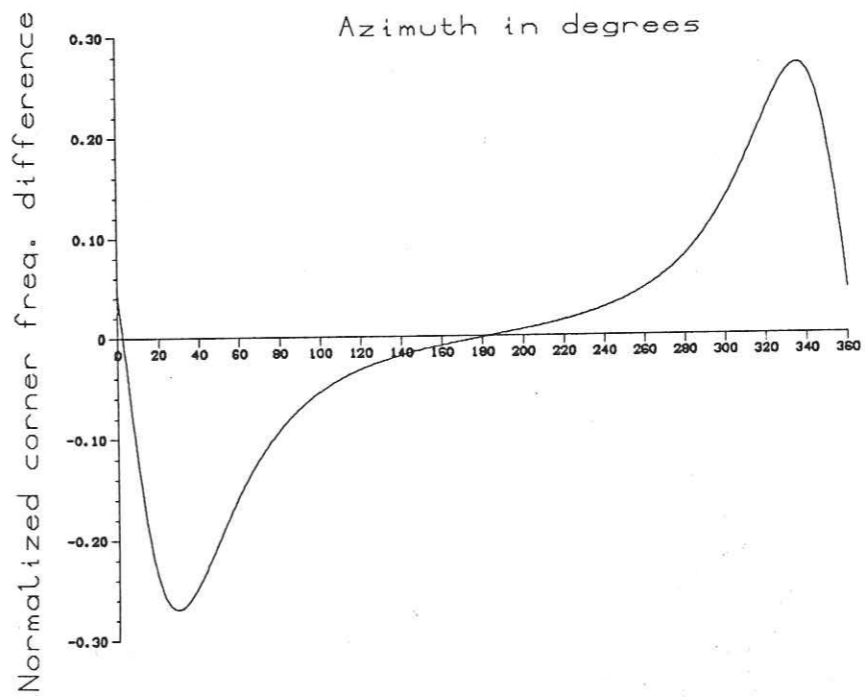
- Figure 9 -



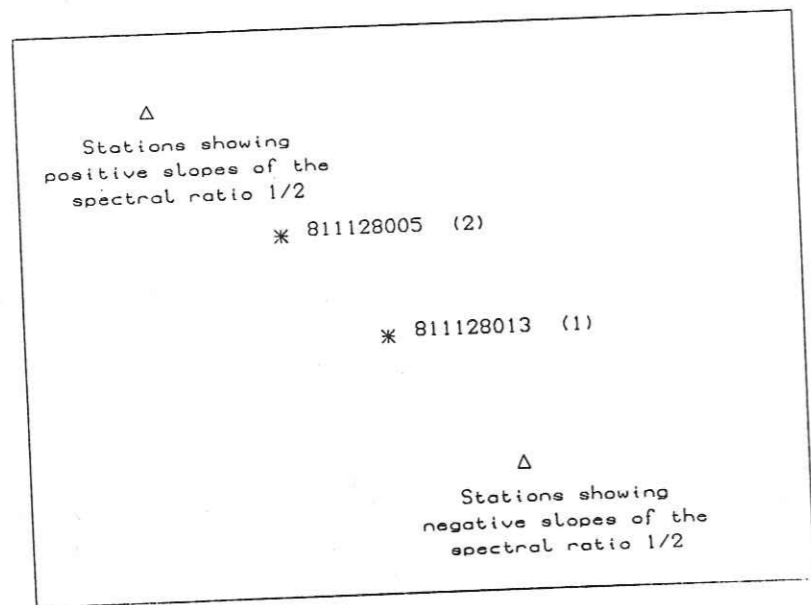
- Figure 9 -



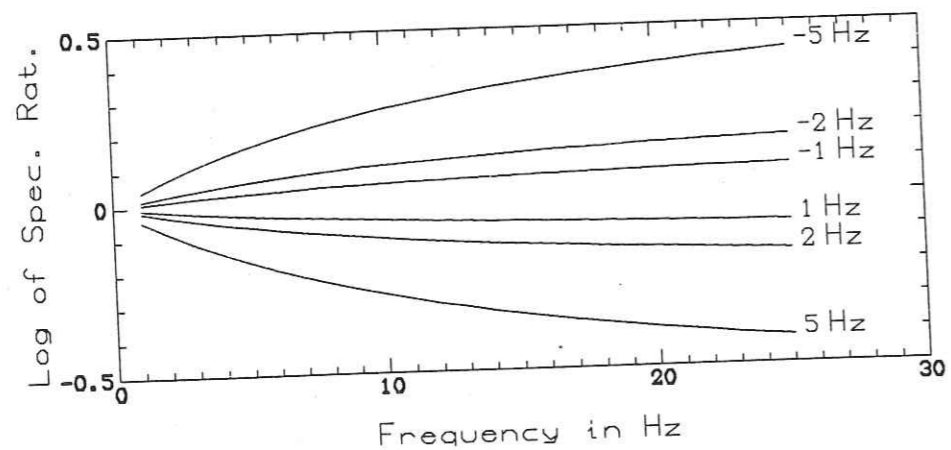
- Figure 12a -



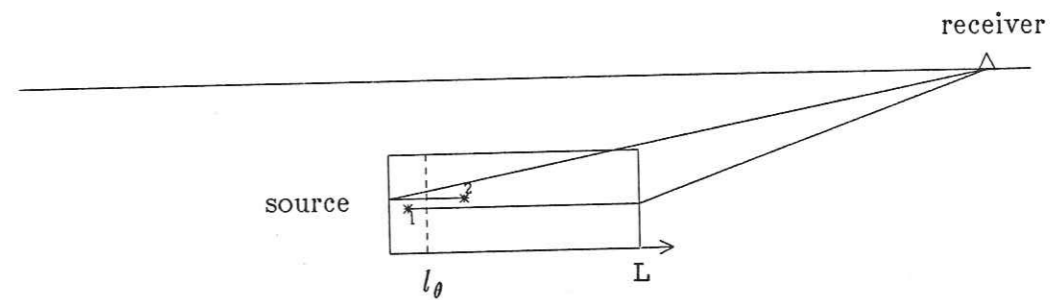
- Figure 12b -



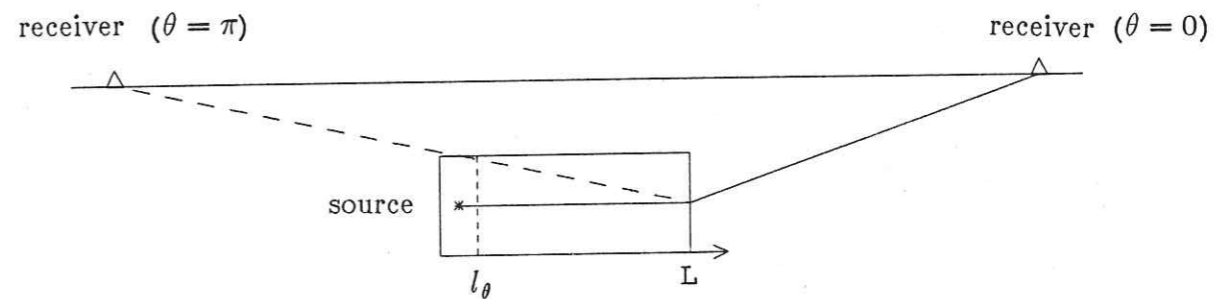
- Figure 10 -



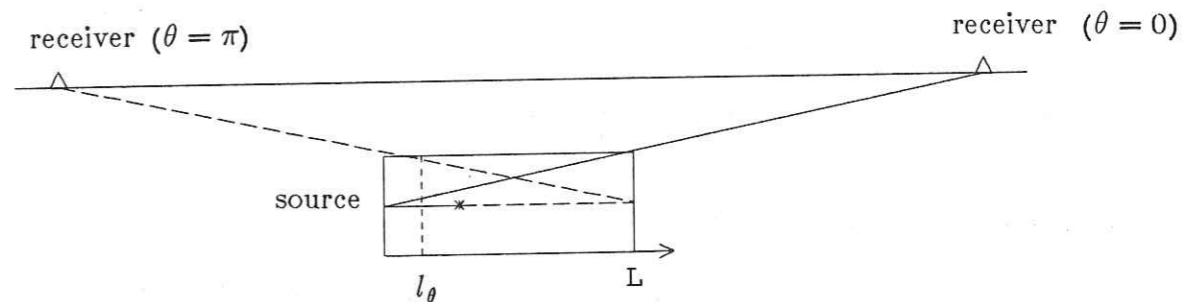
- Figure 11 -



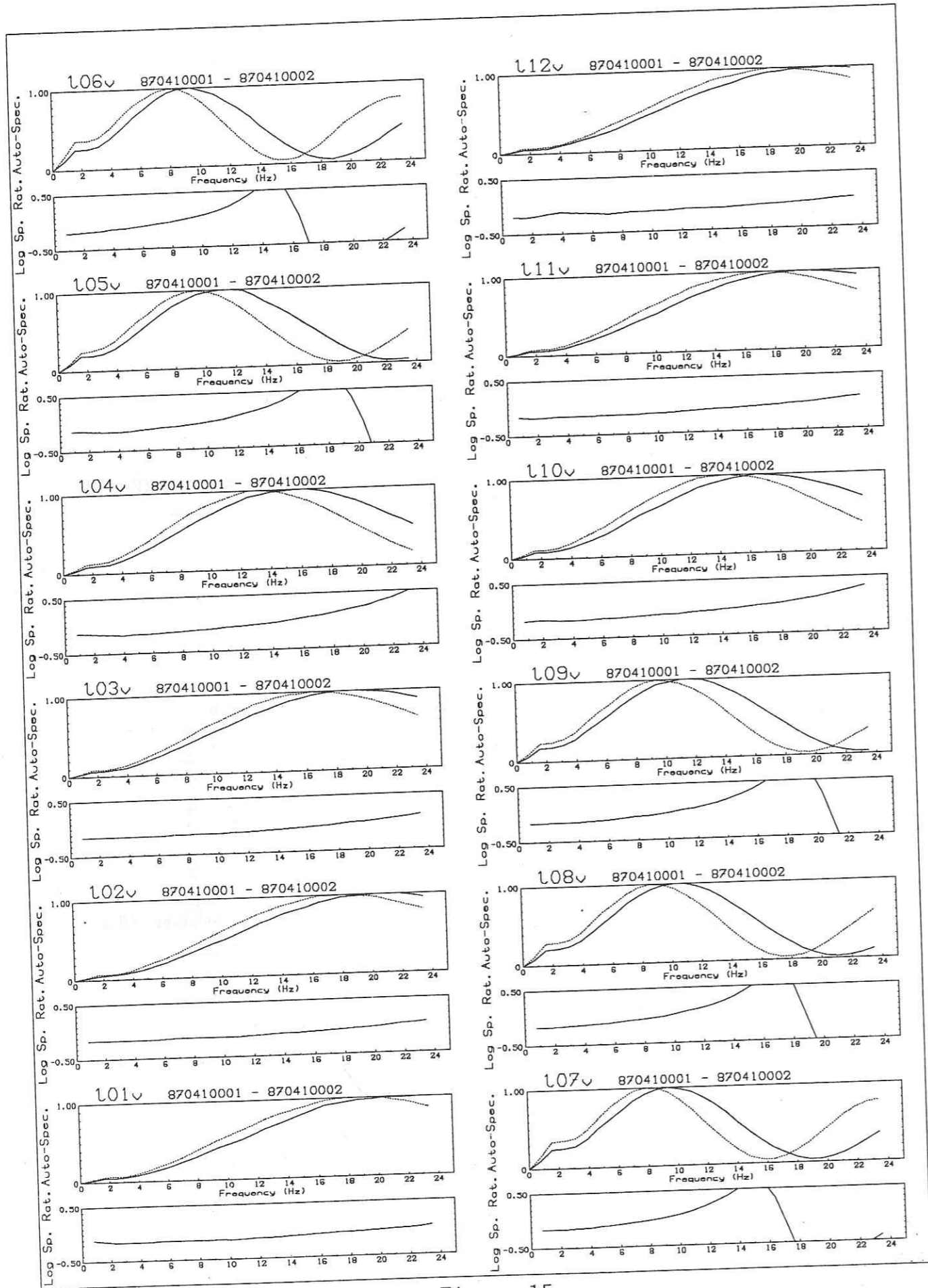
- Figure 13 -



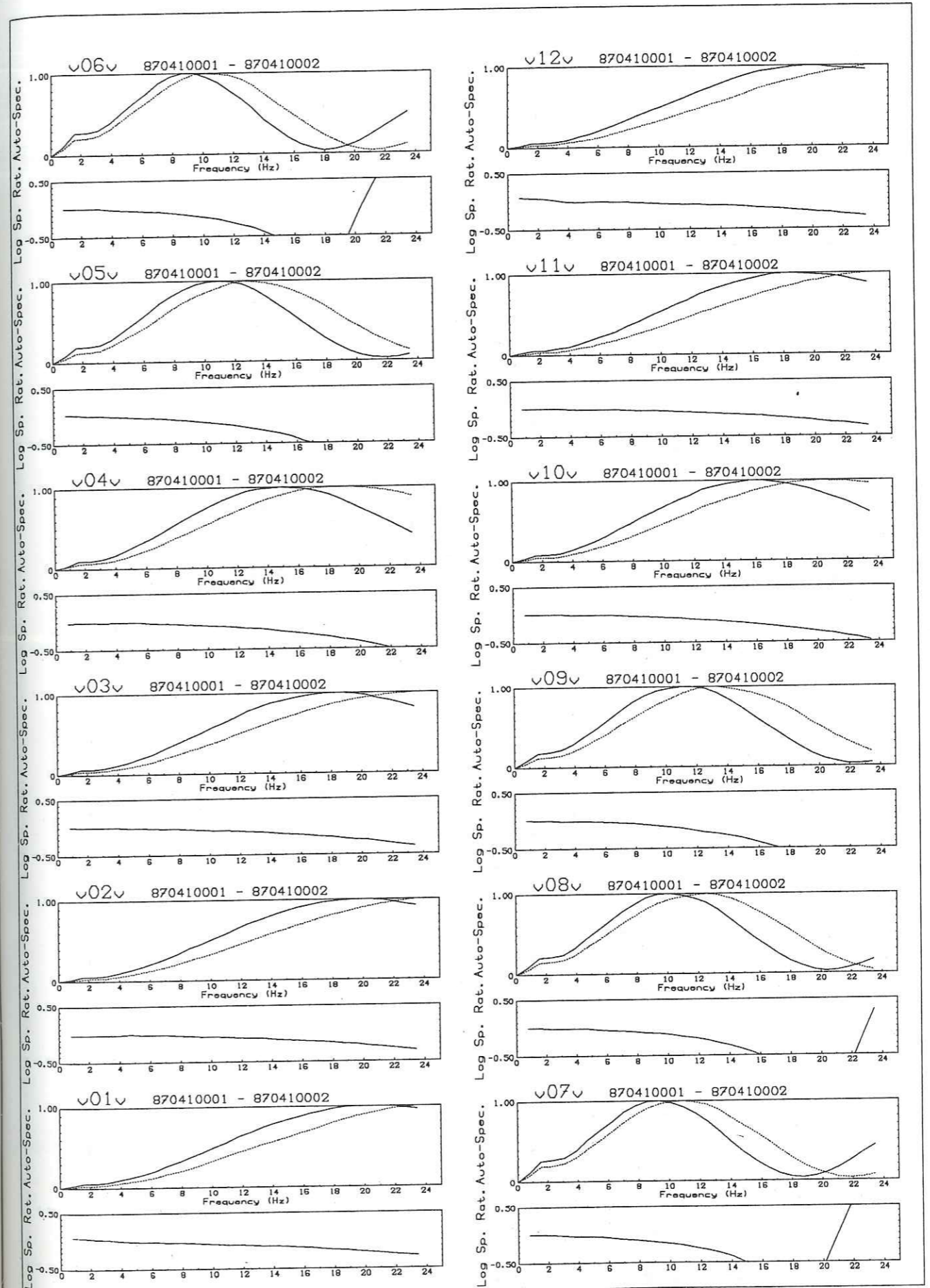
- Figure 14a -



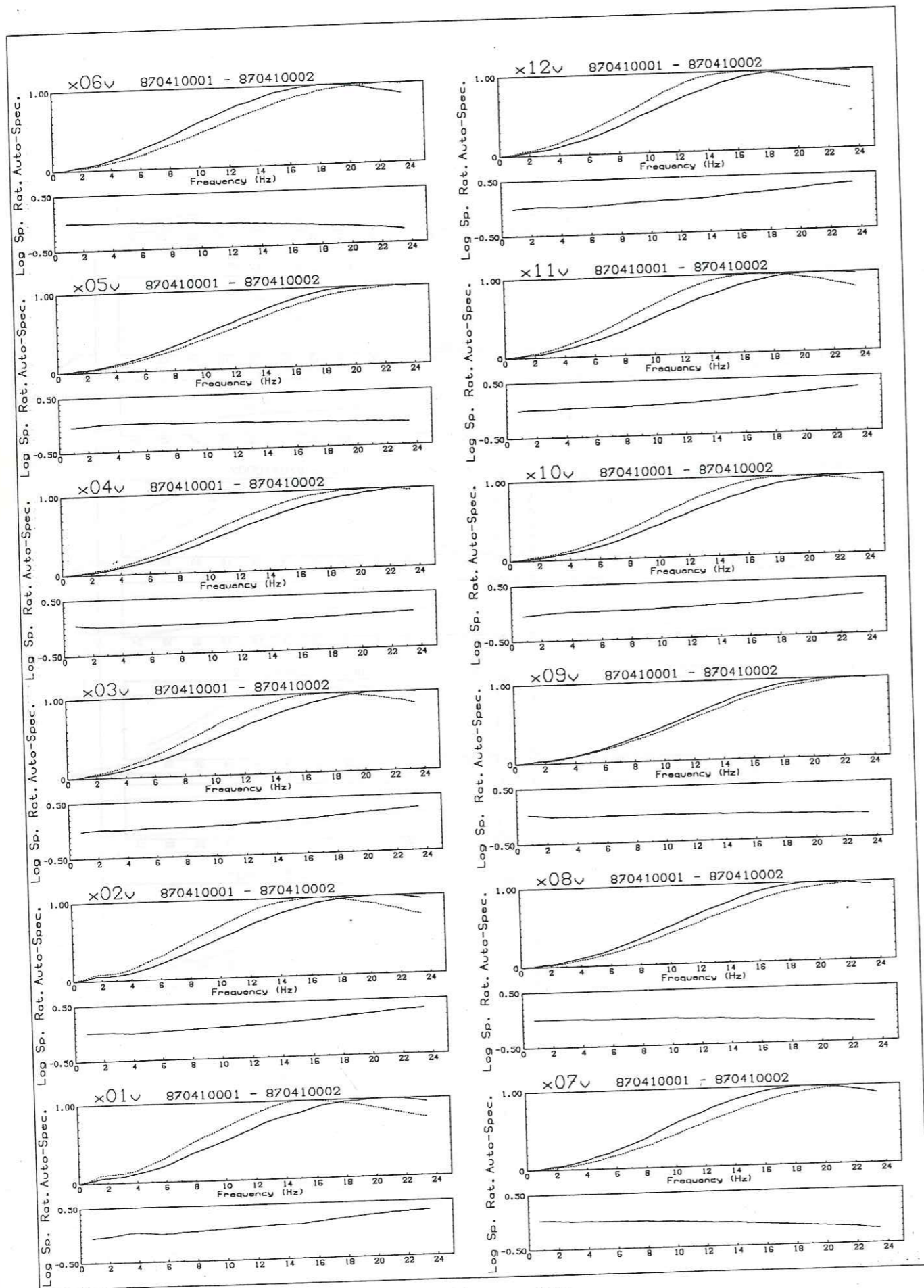
- Figure 14b -



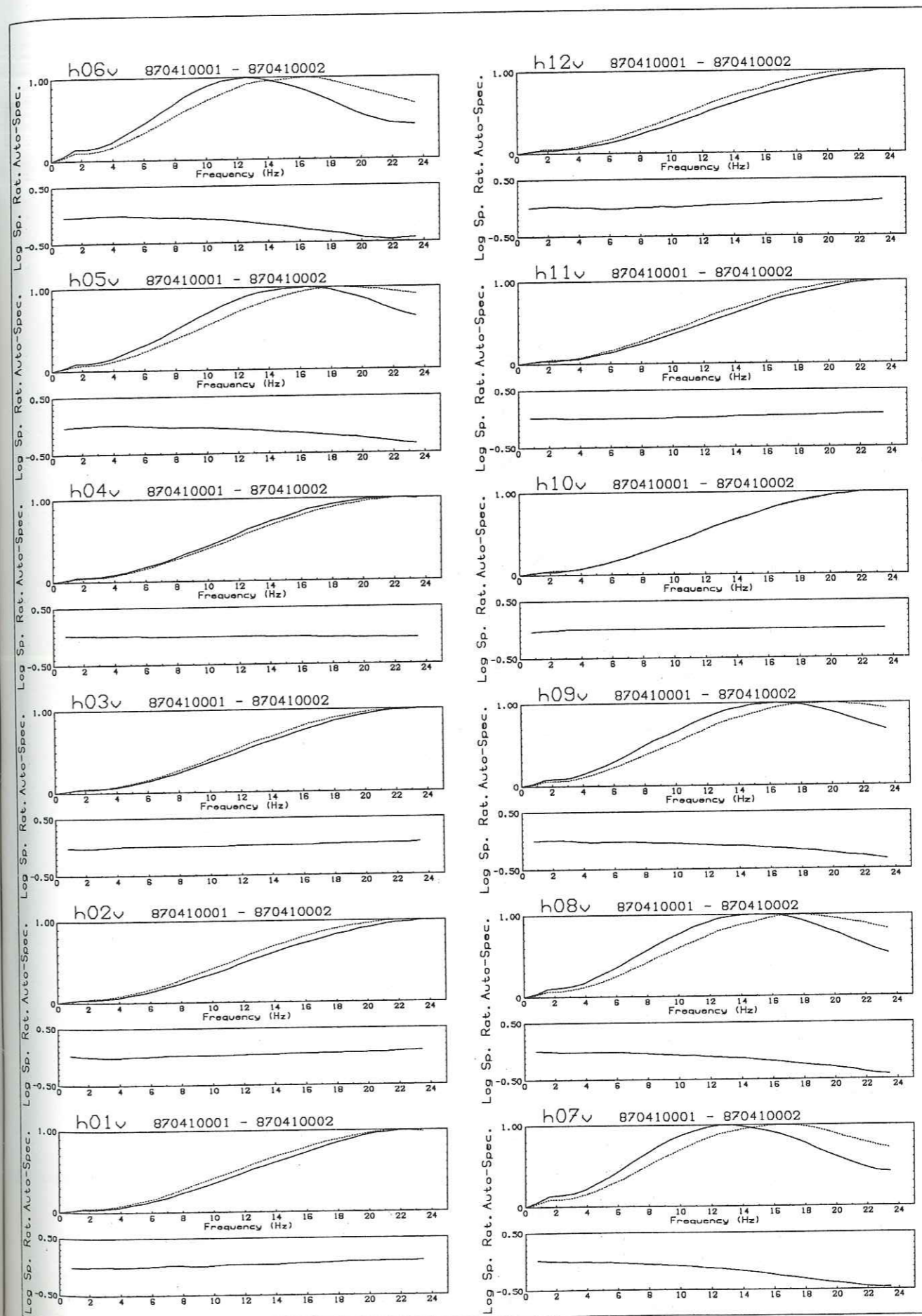
- Figure 15 -



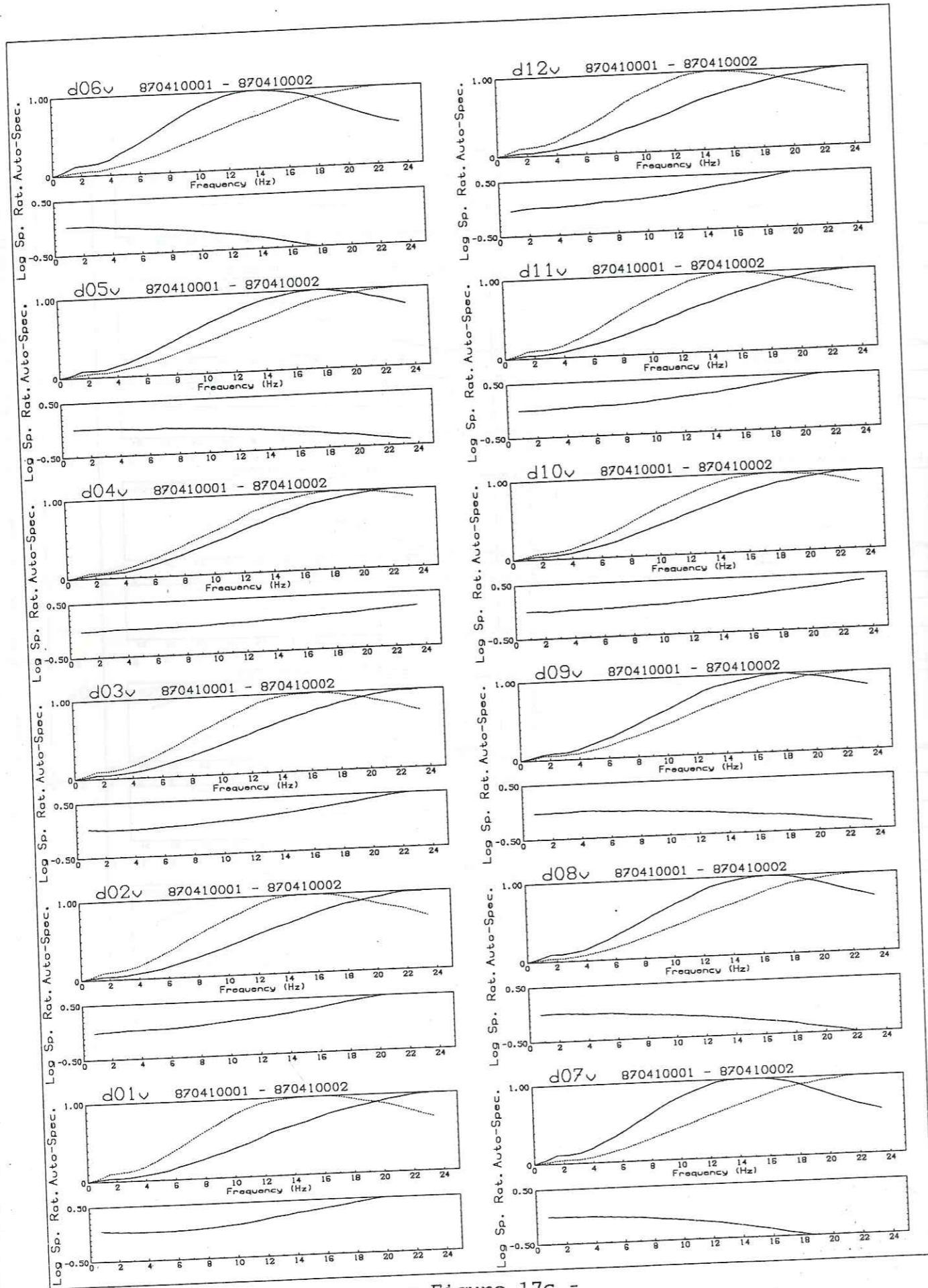
- Figure 16 -



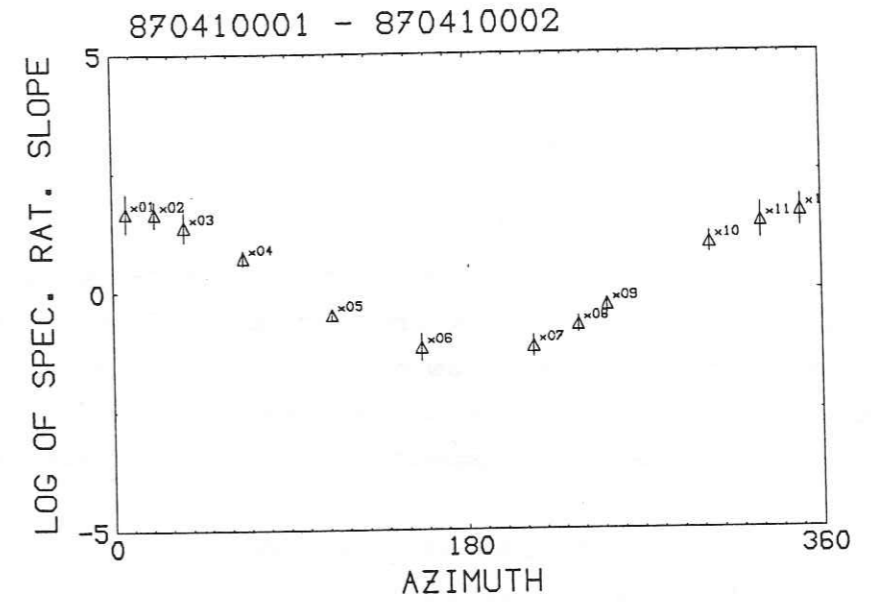
- Figure 17a -



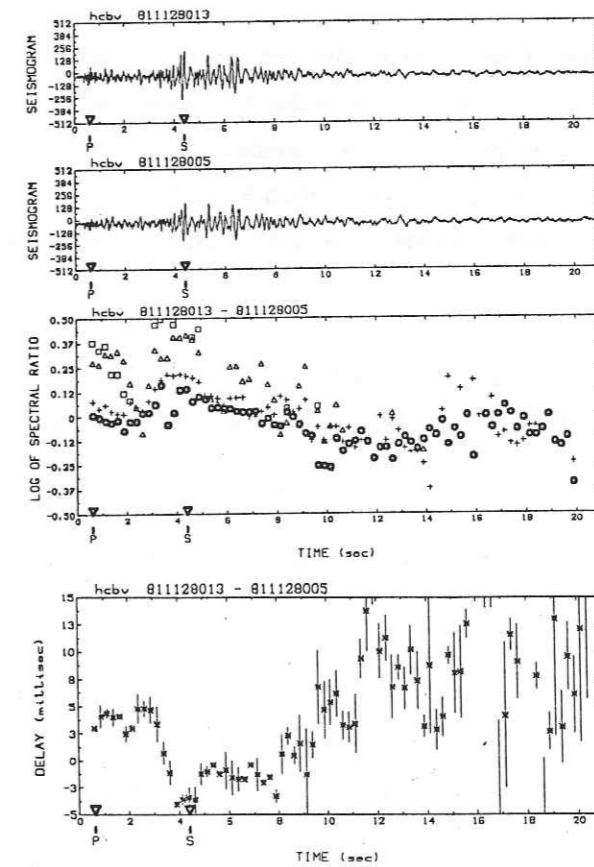
- Figure 17b -



- Figure 17c -



- Figure 18 -



- Figure 19 -

RESUME EN FRANCAIS ET CONCLUSION

Une méthode interspectrale a été utilisée pour calculer les rapports spectraux de 5 paires de séismes extrêmement voisins, appelés doublets, ayant lieu le même jour.

• Le calcul des autospectres et des rapports spectraux de ces doublets dans la bande de fréquence 1-25 Hz pour les premières arrivées a permis d'observer:

- des rapports spectraux moyens différents de l'unité,
- des variations d'amplitude et des décalages relatifs (positifs ou négatifs) en fréquence entre les autospectres des deux événements,
- une variation du rapport spectral en fréquence, qui peut être exprimée par une pente positive ou négative.

Dans deux cas (doublets S6 et Sa), les pentes des rapports spectraux calculées possèdent des signes différents et montrent une organisation azimutale nette. Les décalages fréquentiels des autospectres, positifs et négatifs, sont corrélés négativement avec les pentes des rapports spectraux.

Dans le cas du doublet S5, le rapport spectral est nettement différent de l'unité. Les pentes des rapports spectraux sont importantes et ont toutes le même signe, quel que soit l'azimut; il en est de même pour les décalages fréquentiels des autospectres.

Le doublet A834, par contre, ne montre que de très faibles variations fréquentielles, alors que l'amplitude moyenne des enregistrements varie du simple au double d'un événement à l'autre.

Ces variations ne peuvent être attribuées à l'atténuation entre les hypocentres; pour le doublet S6, celle-ci provoquerait une variation azimutale opposée à celle qui est effectivement observée. Pour les doublets Sa, Sf et S5, les variations observées ne sont pas qualitativement incompatibles avec une interprétation en termes d'atténuation, mais les pentes des rapports spectraux mesurées conduisent à des valeurs du facteur de qualité voisines de l'unité, ce qui semble peu réaliste.

Les changements observés dans les rapports spectraux peuvent par contre être attribués à la source des deux événements. Dans le cas des doublets S6 et Sa, un changement de position de l'hypocentre de l'ordre de 10 mètres par rapport aux limites du plan de faille (dont la plus grande dimension est de l'ordre de 100 mètres), peut expliquer les observations. Ce changement de position de l'hypocentre est probablement un fait extrêmement banal du point de vue de la source; il est donc susceptible de survenir pour n'importe quel doublet. Un changement faible de localisation de l'hypocentre sur le plan de faille induit des variations observables; lorsque les hypocentres sont situés aux extrémités opposées de la faille, les deux événements ne peuvent constituer un doublet. Il apparaît donc que les doublets sont la répétition d'événements initiés dans une zone relativement peu étendue du plan de faille (même si ce dernier n'est pas le même pour les deux événements).

Pour le doublet S5, les pentes du rapport spectral mises en évidence, qui gardent le même signe quel que soit l'azimut, sont expliquées par un changement de la taille de la source de l'ordre de 10 à 20%, plus que par l'effet de l'atténuation entre les foyers -ce dernier effet impliquerait des valeurs de l'atténuation de l'ordre de l'unité-. le second événement aurait alors une taille de source et un moment sismique plus faibles que le premier.

Les caractéristiques du doublet A834 (variation du moment sismique sans changement de taille de la source) indiquent que les deux événements se différencient par une chute de

contrainte et un déplacement moyen sur le plan de faille plus importants pour le deuxième événement que pour le premier.

• Les rapports spectraux ont été calculés tout au long du sismogramme grâce à une technique de fenêtre mobile; ils ont permis d'observer des changements dans le rapport spectral entre les premières arrivées et la coda du sismogramme:

- pour les doublets montrant des variations azimutales du rapport spectral dans les premières arrivées *P* ou *S*, certaines stations montrent que cette variation s'atténue dans les codas, provoquant une variation dans le temps de la pente du rapport spectral; celle-ci passe de la valeur qu'elle prend pour les phases *P* ou *S* à une valeur nulle, voire de signe opposé dans la coda (l'ensemble des résultats concernant l'évolution temporelle du rapport spectral pour tous les doublets est présenté en Annexe V). Cette variation des pentes du rapport spectral dans la coda montre une corrélation négative avec la variation fréquentielle du rapport spectral dans les premières arrivées.

Cette observation (qui est nette pour certaines stations, mais qui n'est pas valable pour l'ensemble) permet de faire l'hypothèse que la coda est formée, en ces stations, principalement d'ondes rétro-diffractées plutôt que d'ondes "pro-diffractées" ou guidées dans la croûte superficielle; les arrivées successives de ces ondes correspondent en effet à des rais qui quittent la source avec des angles de plus en plus éloignés de celui du rai premier arrivé. Des observations et conclusions similaires ont été faites à partir de l'étude des délais temporels (Fréchet, 1985).

- Le rapport spectral calculé pour l'ensemble des sismogrammes du doublet S5 montre une certaine stabilité de celui-ci des premières arrivées jusque dans la coda. Ceci peut être rapproché du fait que les pentes des rapports spectraux dans les premières arrivées sont toujours du même signe quel que soit l'azimut: rétro-diffraction,

"pro-diffraction" et ondes guidées peuvent également expliquer la formation de la coda pour ce doublet.

• La meilleure connaissance des doublets spatiaux -doublets pour lesquels les variations temporelles sont les plus faibles- permet d'aborder correctement l'étude des rapports spectraux de doublets temporels; pour ceux-ci on peut en effet attendre une superposition des effets causés par des sources différentes et par d'éventuels changements intervenus dans le milieu de propagation. Identifier un changement temporel demande donc de pouvoir isoler les effets qui ne le sont pas. L'étude de doublets spatiaux a montré d'une part la présence systématique dans les premières arrivées de pentes -parfois importantes- des rapports spectraux, et d'autre part la variation de ces pentes tout au long de la coda, pour certaines stations. Ces variations, quelle que puisse être leur origine, ne peuvent constituer un indice de variation temporelle des propriétés du milieu.

Enfin, cette étude de doublets spatiaux a permis d'affirmer les possibilités de la méthode interspectrale en tant que méthode d'estimation de rapports spectraux de doublets de séismes. Le rapport spectral mesuré n'est pas seulement une quantité qui varie trop aléatoirement pour pouvoir être interprétée -et serait donc inutilisable pour quantifier une variation-. Au contraire, il recèle des renseignements sur les processus physiques réellement mis en jeu lors de l'émission et la propagation du signal, qu'il est possible de séparer des variations aléatoires provoquées par le bruit. La précision des rapports spectraux calculés à l'aide d'une méthode interspectrale sur des doublets très cohérents n'est en rien comparable à la précision obtenue pour des rapports spectraux effectués sur des événements très différents.

IV ETUDE DE DOUBLETS TEMPORELS

IV-1 INTRODUCTION

De nombreux auteurs estiment que les contraintes accumulées pendant les phases précédant un séisme majeur provoquent l'ouverture de micro-fissures dans la croûte supérieure (Nur, 1969; Winkler et Nur, 1982). Des expériences de laboratoire ont montré que les vitesses sismiques et l'atténuation de la croûte superficielle pouvaient varier en fonction de la saturation de ces fissures (Winkler et Nur, 1979; Johnston et Toksöz, 1980; Stewart et coll., 1983). L'évolution mécanique de la croûte supérieure pourrait donc être suivie à l'aide de mesures de vitesses sismiques (Nur, 1972) ou d'atténuation et permettre ainsi une prédiction de l'activité sismique. De nombreuses mesures de variation de vitesses d'ondes P et de rapports v_p/v_s ont d'abord été entreprises (voir Rikitake (1976) pour une revue). L'utilisation de doublets à cette fin a permis des mesures extrêmement précises (Poupinet et coll., 1984, 1985). Plus récemment, de nombreux auteurs se sont intéressés aux mesures de variations temporelles d'atténuation (Chouet, 1979; Aki, 1985; Gusev et Lemzikov, 1985; Novelo-Casanova et coll., 1985; Jin et Aki, 1986; Lee et coll., 1986; Peng et coll., 1986; Sato, 1986a; voir Sato, 1986b, pour une revue). Ce sont généralement des études régionales de microsismicité; il y est procédé ou bien à une comparaison de la décroissance de la coda de deux séismes distants de quelques kilomètres (mais séparés par un laps de temps important), ou bien à une comparaison des caractéristiques moyennes de l'atténuation calculée dans la coda pour

différentes fenêtres de temps, différentes zones, différentes périodes. Dans un cas comme dans l'autre, l'on ne peut à coup sûr rejeter la possibilité de variations spatiales; même dans le cas d'une moyenne spatiale, un biais peut exister si la distribution des séismes n'est pas suffisamment identique suivant les époques d'enregistrement.

Il était naturel de penser que l'on pourrait produire des mesures d'atténuation extrêmement précises en analysant des doublets temporels (dont les distances inter-événements sont de l'ordre de 10m), à l'aide d'une méthode interspectrale qui s'est révélée assez puissante lors de l'étude des doublets spatiaux, pourtant plus distants donc *a priori* moins semblables et moins cohérents. Cependant, dans le cas des doublets temporels, il faudra tenir compte à la fois des effets dus à la source, aux variations temporelles de la croûte et de l'appareillage. Nous pouvons en effet décrire l'amplitude d'une onde $A(f)$ comme le produit de l'amplitude à la source $A_s(f, \theta, \phi)$ avec plusieurs fonctions de transfert:

$$A(f) = A_s(f, \theta, \phi) A_{INS}(f) A_{CR}(f) G e^{-\frac{\pi ft}{Q}}$$

où

f, θ, ϕ désignent respectivement la fréquence, l'azimut et l'angle d'incidence des trains d'ondes émis

$A_{INS}(f)$ est la fonction de transfert de l'appareillage

$A_{CR}(f)$ est la fonction de transfert de la croûte

G est le facteur d'expansion géométrique

$e^{-\frac{\pi ft}{Q}}$ est le terme décrivant l'atténuation le long du rai, due à l'anélasticité du milieu de propagation (Q est le facteur de qualité, t le temps de parcours).

La proximité des sources des doublets temporels ($d \approx 10m$)

Tableau 1: Doublets temporels étudiés. Le tableau comporte le nom du doublet, les numéros d'identification, longitudes, latitudes, profondeurs et magnitudes des événements le constituant, ainsi que leur localisation relative ($X > 0$ vers l'Est, $Y > 0$ vers le Nord, $Z > 0$ vers le bas; d'après Fréchet, 1985); d représente la distance en mètres entre les deux centroïdes des moments.

Doublet	UID	Lat.N.	Long.W.	Prof.	Magn.	X(m)	Y(m)	Z(m)	d(m)
A4	790930028	37 2.42	121 29.59	4.86	1.7	0.	0.	0.	50
	790704030	37 2.47	121 29.77	4.47	1.5	34.1	-37.3	-7.5	
A634	790806067	37 4.03	121 29.62	9.80	1.6	0.	0.	0.	30
	790908005	37 4.08	121 29.63	9.48	1.5	-2.3	27.2	10.9	
A657	800331006	37 4.07	121 29.67	9.44	1.6	0.	0.	0.	22
	800901036	37 4.15	121 29.61	9.62	1.5	-8.9	16.6	-9.8	
A712	790114001	37 7.18	121 31.37	8.37	2.0	12.0	-27.8	-2.8	31
	790911002	37 7.08	121 31.32	8.10	1.9	-4.5	6.6	10.4	
A723	790911002	37 7.08	121 31.32	8.10	1.9	-4.5	6.6	10.4	13
	801126033	37 7.02	121 31.60	7.85	2.0	0.	0.	0.	
A713	790114001	37 7.18	121 31.37	8.37	2.0	12.0	-27.8	-2.8	40
	801126033	37 7.02	121 31.60	7.85	2.0	0.	0.	0.	
A867	780905016	36 58.33	121 27.30	3.74	1.5	0.	0.	0.	4
	790827027	36 58.39	121 27.84	4.14	1.7	-3.6	1.4	1.5	
C2	780615010	36 58.50	121 28.13	3.07	1.7	0.	0.	0.	12
	800228052	36 58.43	121 27.72	3.76	2.0	7.5	6.2	-7.4	
S4	790609001	36 49.22	121 32.03	4.31	1.9	0.	0.	0.	17
	810615042	36 49.18	121 31.98	4.27	1.7	5.1	-8.8	14.1	
S7	780828007	36 53.10	121 36.42	5.72	1.6	0.	0.	0.	12
	810523001	36 53.02	121 36.50	5.84	1.8	-8.5	0.3	7.8	

IV-2 ETUDE DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE D'ACQUISITION.

L'acquisition des données, à partir des 250 stations du réseau télémétré CALNET, en Californie Centrale, s'est effectuée jusqu'en 1985-86 à l'aide d'une chaîne composée d'un capteur (sismomètre Mark Products L4C), d'un amplificateur-VCO (oscillateur à voltage contrôlé) J302, J302M ou J402, d'une chaîne d'enregistrement magnétique analogique, d'un démodulateur et d'un convertisseur analogique/numérique, partie intégrante du système de numérisation ECLIPSE. Ce système a été progressivement remplacé depuis 1985 par un système d'acquisition numérique.

La réponse complète de la chaîne est donc le produit des réponses du capteur, de l'amplificateur-VCO et du démodulateur. Celle-ci est représentée en déplacement et en vitesse Fig. 3.

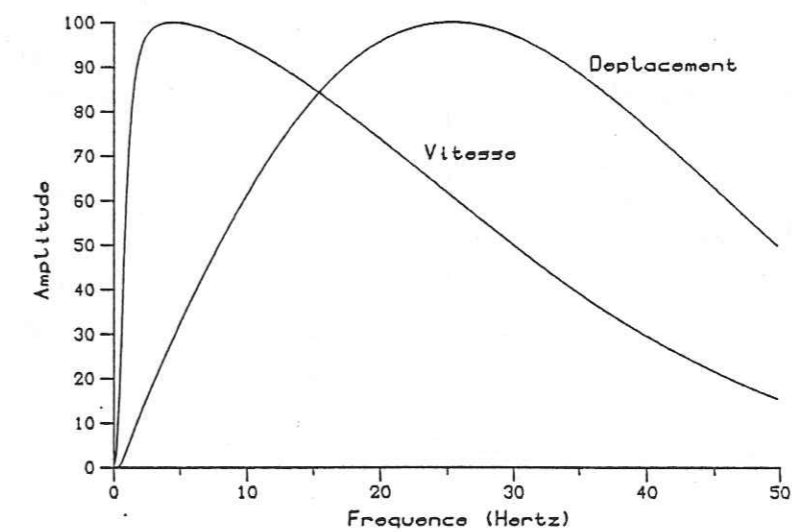


Figure 3: Réponse de la chaîne complète en vitesse et déplacement (d'après Fréchet, 1985).

La réponse complète de la chaîne a plusieurs niveaux d'atténuation possibles, de 0 à 48 dB nominaux, par pas de 6dB. Cette quantité est reportée dans les en-têtes de

fichiers de données numérisées sous la rubrique attn (atténuation); elle représente non pas à proprement parler le gain, mais une fonction décroissante de celui-ci. En effet, le gain g peut être représenté par:

$$g = 10^{(C-attn)/20}$$

C prend les valeurs 91,5, 90,8, 90,4 pour des atténuations respectives de 0 dB, 6 dB et supérieures ou égales à 12 dB (Stewart et O'Neill, 1980).

La variation de C avec l'atténuation traduit le fait que les valeurs nominales $attn = 6$ à 48 dB ne sont pas les valeurs vraies de l'atténuation. Ces dernières, ainsi que l'amplification réelle sont reportées Tableau 2.

Tableau 2. Atténuations et amplifications correspondantes pour les stations du réseau CALNET.

Atténuation nominale (dB)	Atténuation réelle (dB)	Amplification
0	0	37584
6	6,7	17378
12	13,1	8318
18	19,1	4619
24	25,1	2089
30	31,1	1047
36	37,1	525
42	43,1	263
48	49,1	132

En conséquence le rapport d'amplitude entre les atténuations consécutives n'est pas strictement égal à 2, essentiellement de 0 à 6 dB et de 6 à 12 dB. La correction des changements de "gain" devra donc tenir compte de cette particularité.

Les changements de gain ne sont probablement pas toujours correctement notés. La Figure 4 en donne un exemple: pour

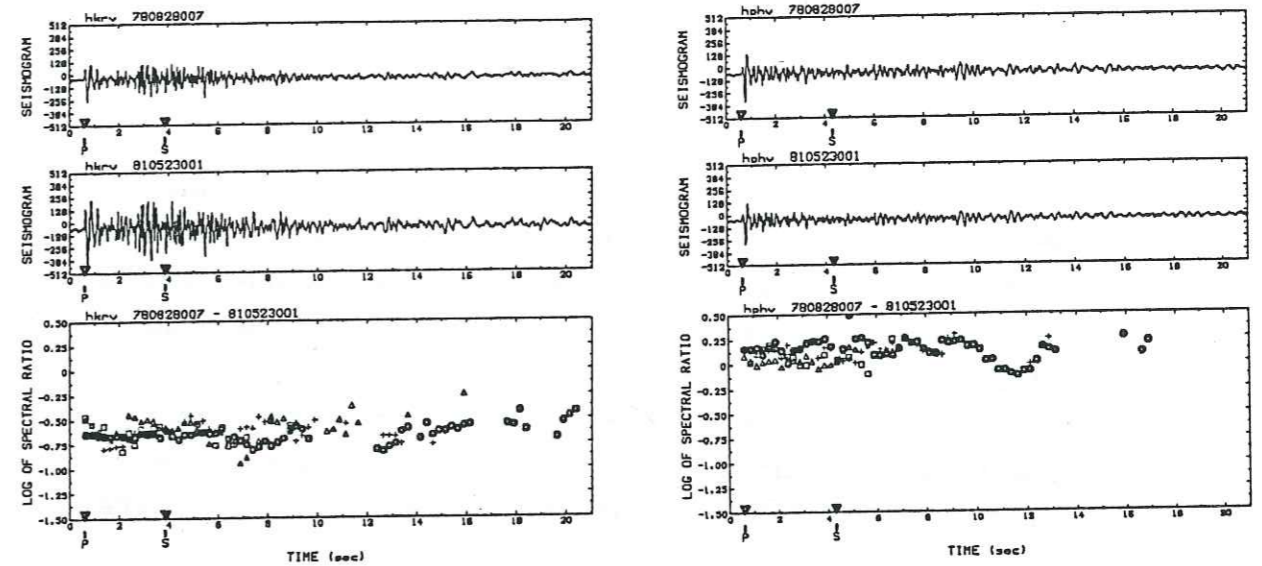


Figure 4a

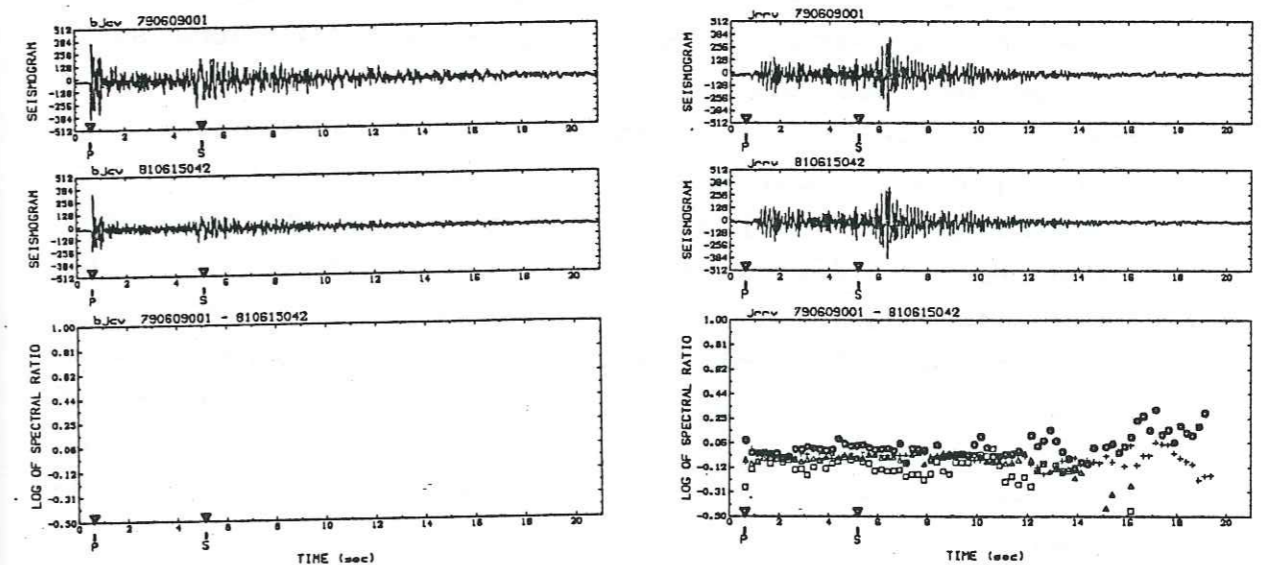


Figure 4b

Figure 4: Sismogrammes enregistrés aux stations hkrv et hphv (doublet S7, Figure 4a), bjcjv et jrrv (doublet S4, Figure 4b) et logarithme du rapport spectral, représenté par bandes de fréquence (o: 2-6 Hz; +: 6-10 Hz; : 10-14 Hz; : 14-18 Hz) à l'aide d'une fenêtre mobile se déplaçant le long du sismogramme.

les stations hkrv et hphv du doublet S7, aucun changement de gain n'a été reporté alors que les enregistrements présentent des rapports nettement différents. Pour la station bjcv du doublet S4 l'atténuation nominale indiquée est 12 pour le premier événement et 6 pour le second, alors que pour la station jrrv il n'est pas noté de changement de gain; les rapports spectraux sont également très différents. Il est donc possible que quelques erreurs se soient glissées dans le report de l'atténuation. Le fait d'utiliser des doublets permet ainsi de trouver les grosses erreurs de gain. Les atténuations reportées pour les stations dont nous avons utilisé les enregistrements dans notre étude des doublets temporels sont listées Tableau 3.

L'atténuation n'est pas la seule quantité susceptible de subir des changements entre les instants où les événements d'un doublet sont enregistrés. Chaque élément de la chaîne peut être changé; la réponse du sismomètre, de l'amplificateur-VCO, du démodulateur peut en outre subir une dérive. Les changements de matériels sont notés à chaque intervention sur des "listes de calibration". Il faut cependant noter que les sismomètres installés sont standard (modèle L4C) et ont la même réponse théorique; entre les différents modèles d'amplificateur-VCO J302, J302M, J402, il n'y a pas de différences significatives en ce qui concerne leur réponse dans la bande 1-25 Hz (Stewart and O'Neill, 1980). Un seul type de démodulateur a été utilisé (TRI-COM). Il peut également intervenir un changement de piste d'enregistrement sur les lecteurs de bandes.

Bien que la réponse théorique de la chaîne ne varie pas avec le changement de matériel, le problème d'une éventuelle dérive de celle-ci au cours du temps doit être envisagé. Lorsque le réseau CALNET a été installé, il a été prévu la possibilité d'un contrôle routinier de la

réponse du sismomètre et de l'ampli-VCO. Une calibration automatique journalière est donc réalisée, puis stockée sur bandes analogiques à Menlo Park. Deux échantillons de ces calibrations ont été numérisés par M.-J. Frémont pour 32 stations le 7 Mars 1979 et 20 stations le 12 Novembre 1981. Ces dates encadrent à peu près la période où ont eu lieu les doublets étudiés.

Ces calibrations se décomposent en deux séries de tests (Fig. 5):

- un test des sismomètres par relâchement de la masse ("release test")
- un test de l'amplificateur-VCO; un échelon de voltage déterminé est envoyé en entrée ("step test"), maintenu pendant environ 20 secondes, et ensuite remis à zéro ("return to normal").

Une séquence de calibration est donc constituée de trois signaux consécutifs; ceux-ci sont précédés d'un code binaire permettant le stockage du numéro de série de l'ampli-VCO sur les 12 premiers bits, et de l'atténuation sur les 4 derniers.

Tableau 4: Changements de matériels intervenus entre Mars 1979 et Novembre 1981 sur les stations utilisées pour l'étude de la calibration.

Station	Sismomètre	Ampli-VCO	Porteuse FM	Piste magnéto
BSRV		*		*
BSCV		*		*
CAOV	*			
HJSV	*	*		
JALV		*		
HFEV	*	*		
HKRV	*	*	*	
BJOV		*		
JRGV	*	*		
BCGV		*		

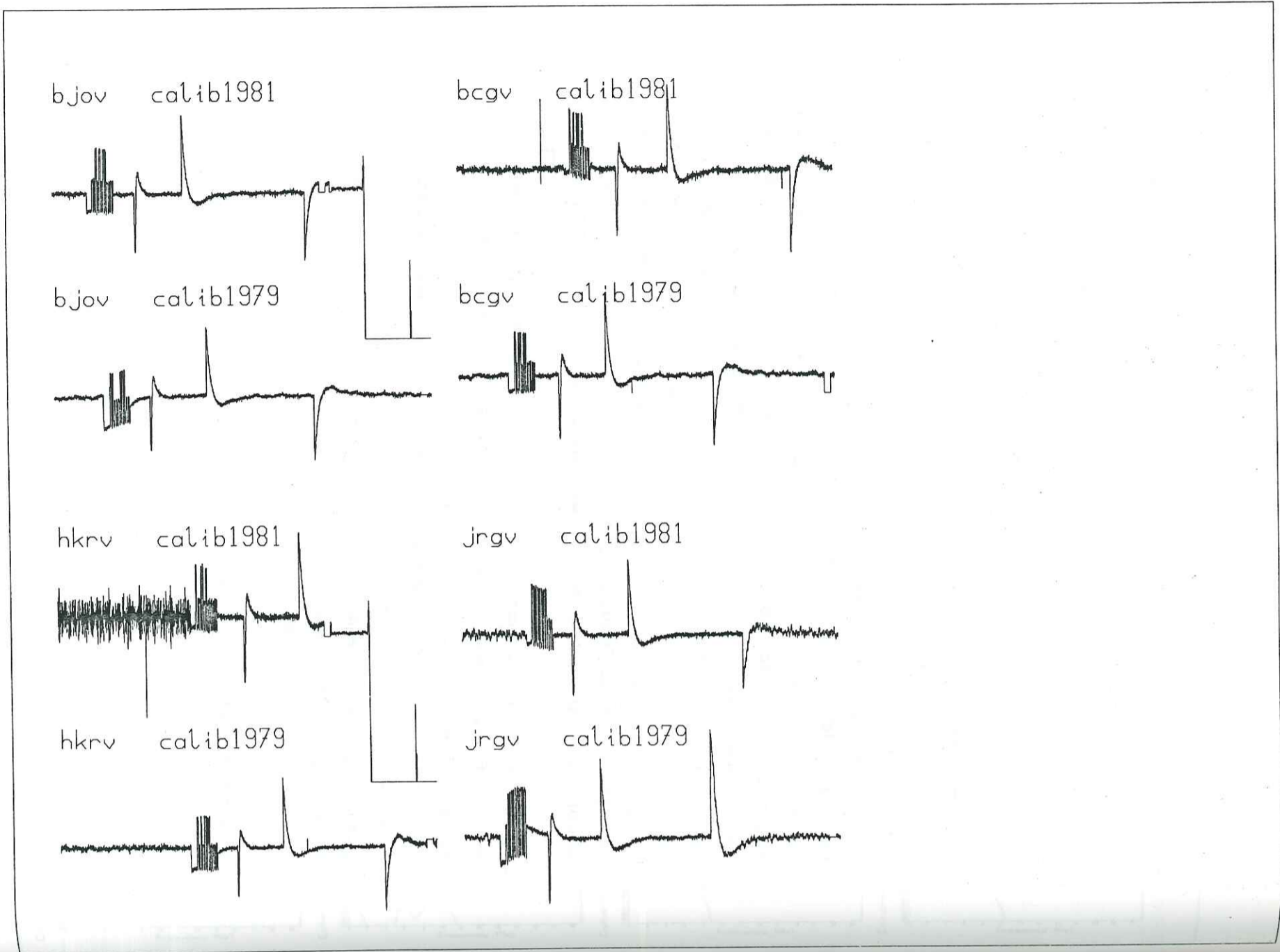


Figure 5 (Suite)

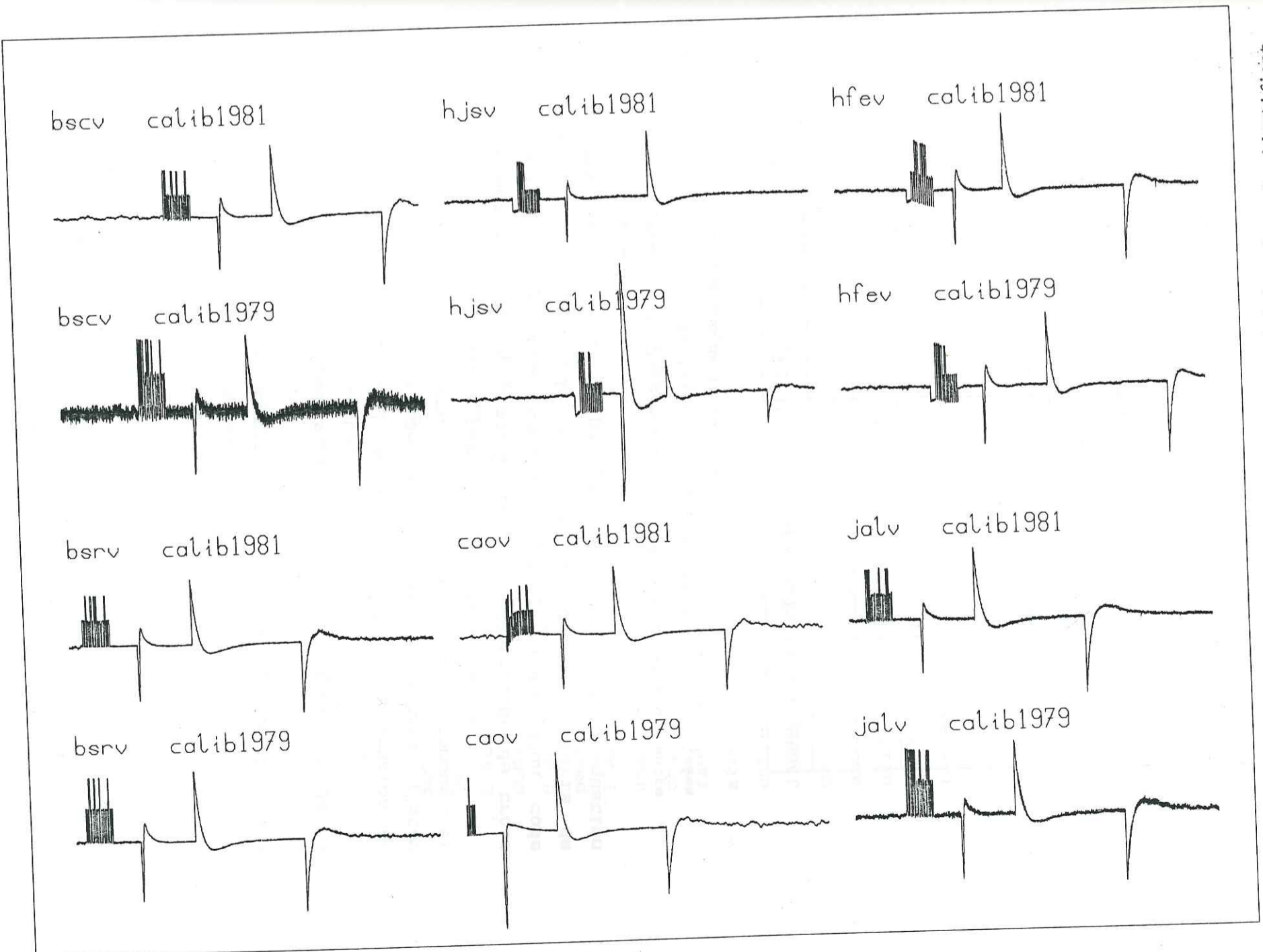


Figure 5: Séquences de calibration étudiées, précédées du code identifiant l'amplificateur et le gain utilisé.

Parmi les 52 séquences de calibrations disponibles, 10 contenaient des signaux utilisables en 1979 et 1981 (Fig. 5). Nous avons calculé pour ces dernières, cohérence, rapport spectral et interspectre de chaque couple de tests à l'aide de la méthode interspectrale utilisée pour analyser les doublets. Les résultats sont portés Fig. 6. Les changements de matériel intervenus sur les stations sont indiqués Tableau 4.

Le test portant sur le sismomètre montre que la cohérence est proche de 1.00 et que le rapport spectral varie relativement peu dans une bande de fréquence étroite (1-8 Hz); c'est dans celle-ci que le signal analysé est énergétique: celui-ci a une fréquence dominante proche de 1 Hz et ne fournit pratiquement plus d'énergie au-delà de 10 Hz. Il est donc impossible d'obtenir des renseignements sur les variations de la réponse du sismomètre au-delà de 10 Hz.

Par ailleurs, à l'intérieur de cette bande de fréquence même, nous notons d'importantes variations, que ce soit du point de vue des pentes (stations hfev, jalv, bjov, hkrv, bcgv) ou du niveau moyen du rapport spectral (station caov). Le sismomètre de la station hjsv est probablement défaillant et a été remplacé en juin 1979. Les sismomètres des stations caov, hfev, hkrv et jrgv ont été changés entre Mars 1979 et Novembre 1981. Il est cependant difficile d'attribuer les variations du rapport spectral au changement de matériel seul. En outre, la station caov montre, aussi bien en temps qu'en fréquence, un rapport spectral moyen d'environ 1,6 alors qu'aucun changement de gain n'apparaît, que ce soit sur les listes de calibrations ou les codes. Il en est de même pour la station hkrv, ainsi que pour les stations bcgv et jalv dans une moindre mesure.

On peut s'interroger sur l'origine de ces variations. Le test mécanique consistant à relâcher la masse du sismomètre constitue-t-il une expérience suffisamment

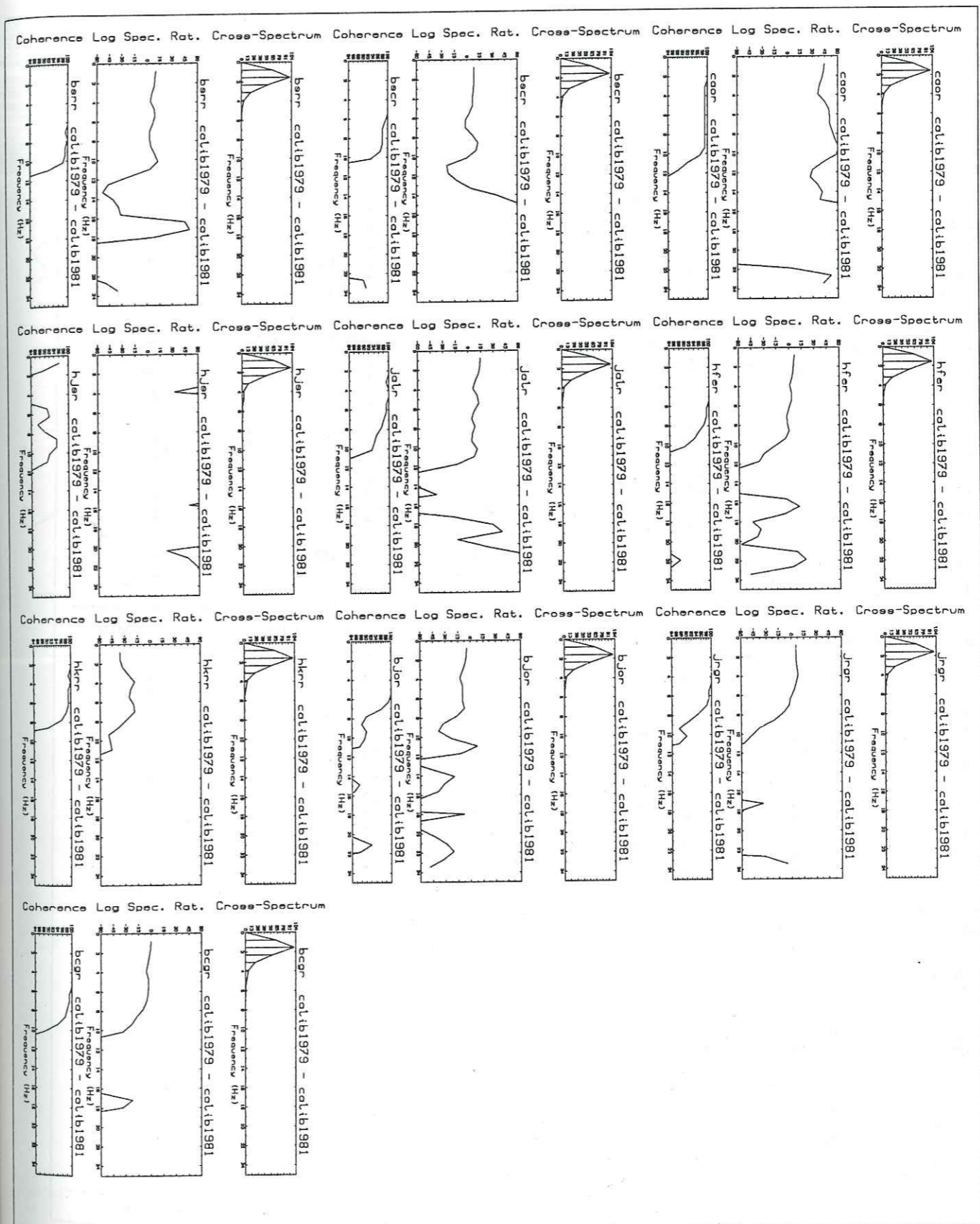


Figure 6: Interspectres $\times 100$, logarithmes des rapports spectraux $\times 100$ et cohérence $\times 100$ calculés pour les tests de calibration:
Figure 6a: Test sur le sismomètre ("release test");

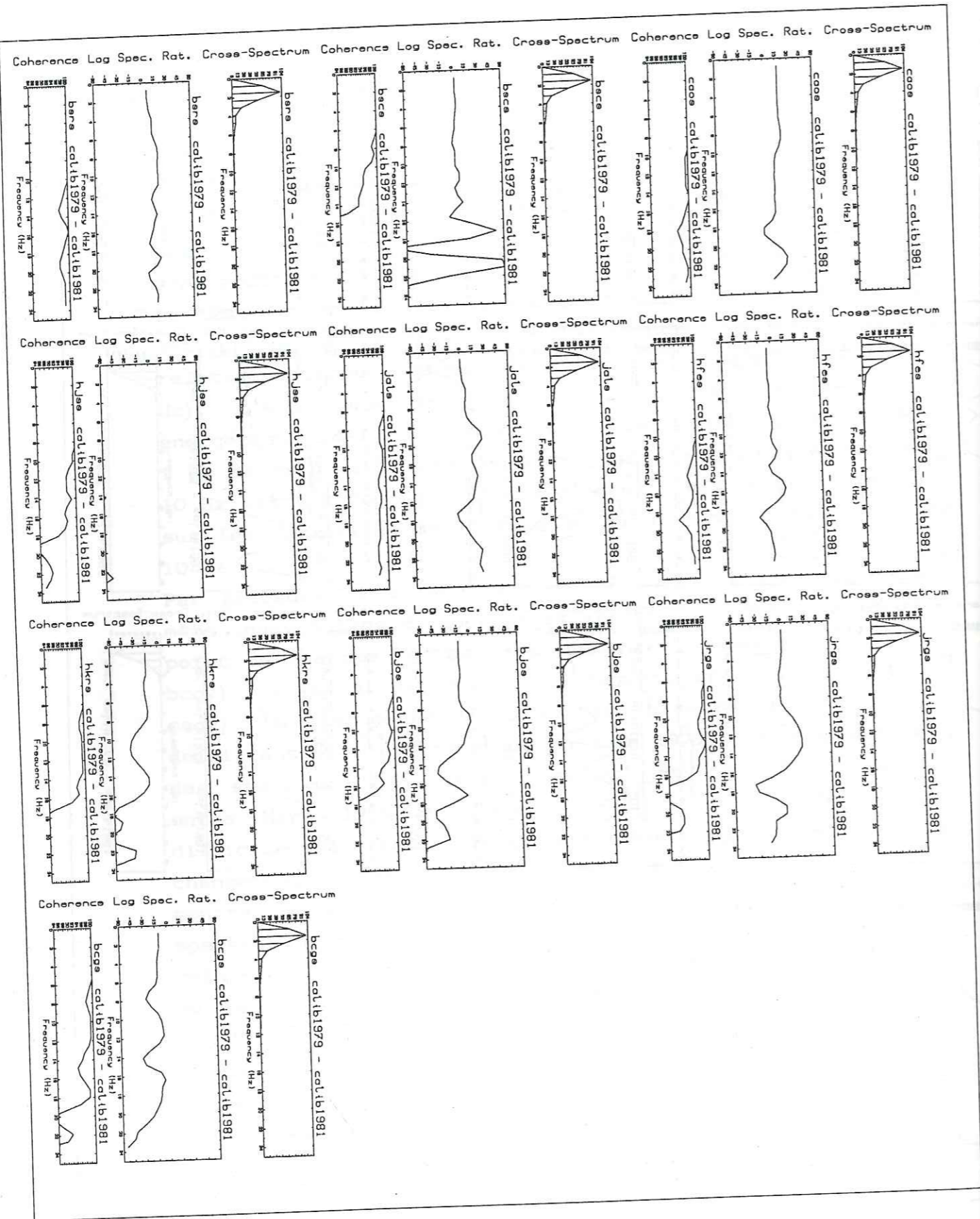


Figure 6b: Test sur l'amplificateur ("step test");

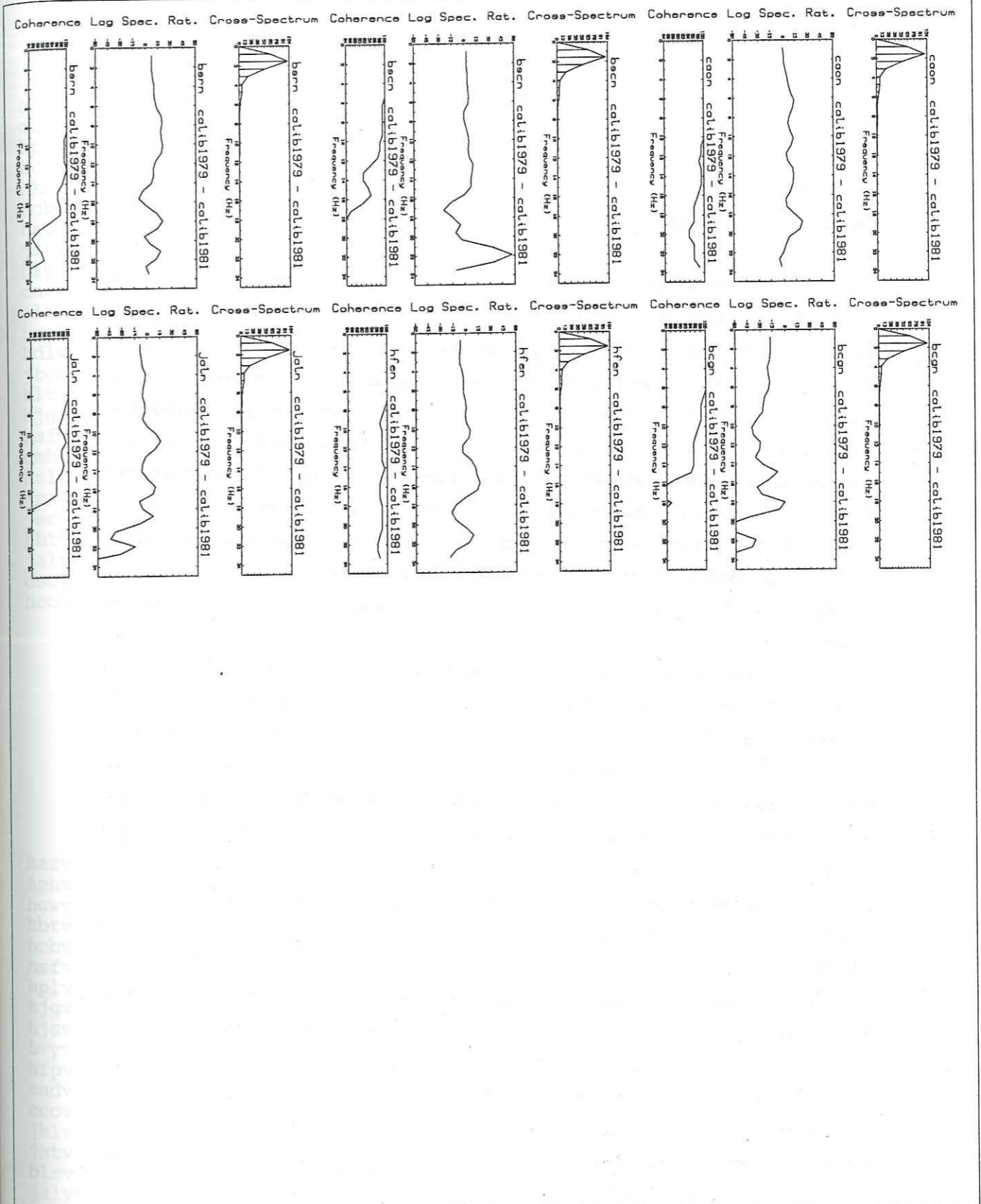


Figure 6c: Test sur l'amplificateur ("return to normal").

répétitive, pour permettre une analyse de la calibration? Ou bien ne peut-il être utilisé que comme un test grossier afin de dépister les simomètres défectueux? En tout état de cause, les changements observés en temps ou en fréquence à l'aide de ce test sur les sismomètres sont supérieurs à certaines variations mis en évidence à l'aide de doublets sismiques.

Le test concernant l'amplificateur-VCO, composé de deux signaux ("step test" et "return to normal"), montre pour chacun une cohérence supérieure à 0.90 et un rapport spectral moins variable sur une bande de fréquence plus large (1-10 Hz) que pour le test sur le sismomètre. Cependant, même dans cette bande de fréquence, il existe là encore des variations du rapport spectral (stations hjsv, jalv, bsrsv pour le "step test", stations caov, bcgv, hfev, bsrsv pour le retour à la normale). La station bcgv pour les deux tests, ainsi que la station hkrsv pour le "step test" montrent en outre un rapport spectral moyen d'environ 0,85.

Toutes les stations sauf caov ont subi un changement d'amplificateur-VCO; aucune n'a subi de changement de gain. Il est donc difficile de faire la part entre une éventuelle variation de la réponse de l'amplificateur-VCO et la non-répétitivité du test; ceci d'autant plus que l'amplificateur reste couplé avec le simomètre, dont l'impédance peut varier en cas de panne (shunt accidentel par exemple) -peut être le cas pour la station hjsv; cependant l'amplificateur de celle-ci a été changé en juin 1979-.

Un contrôle précis de la réponse instrumentale des stations utilisées, et *a fortiori* une correction de celle-ci est donc tout à fait irréalisable à partir de ces tests de calibration. Il semble que la meilleure des calibrations relatives soit réalisée par les doublets eux-mêmes, surtout ceux qui varient très peu (voir par exemple les doublets A723, A867). Seule une correction du gain sera réalisée par la suite.

Tableau 3: Gains des stations au moment de l'enregistrement des événements constituant les doublets temporels étudiés.

	a712		a713		a723	
	790114001	790911002	790114001	801126033	790911002	801126033
cadv	18	18	cadv	18	cadv	18
ccov	18	18	hprv	18	horv	18
hprv	18	18	horv	18	hplv	18
horv	18	18	hcbv	18	hcbv	18
hkrv	24	24	hazv	12	hprv	18
hcbv	18	18	jstv	18	jstv	18
hazv	12	12	hfpv	12	jecv	18
jstv	18	18	calv	6	hazv	12
hfpv	12	12	bvyv	6	jalv	18
calv	6	6	jtgv	18	cscv	12
jlxv	18	18	hltv	12	hcof	18
bvyv	6	6	hsfv	18	hbtv	18
hdlv	12	12	cmhv	18	jtgv	18
jtgv	18	18	jssv	12	hltv	12
hltv	12	12	jecv	18	jplv	24
hjgv	12	12	hbtv	18	hczv	24
hsfv	18	18	jalv	18	cmhv	18
cmhv	18	18	cscv	12	jssv	12
hslv	18	18	hcof	18	hsfv	18
jssv	12	12	jlxv	18	jrgv	18
jecv	18	18	jsjv	24	hjsv	12
hbtv	18	18	jsmv	18	bvyv	6
jalv	18	18			hfpv	12
cscv	12	12			calv	6
hcof	18	18			jlxv	18
					cmjv	12

	c2		a867		s4	
	780615010	800228052	780905016	790827027	790609001	810615042
hazv	12	12	hazv	12	hphv	30
hphv	30	30	hphv	30	hazv	12
hgwv	12	12	hgsv	12	hkrv	24
hbtv	18	18	hgwv	12	hcbv	18
hcbv	18	18	hbtv	18	hfev	18
hsfv	18	18	hsfv	18	hltv	12
hplv	18	18	hdlv	12	hprv	18
hjgv	12	12	hprv	18	hcav	12
hjsv	12	12	hcof	18	bmcv	6
bvyv	6	6	hjsv	12	hjsv	12
hfpv	12	12	bvyv	6	bcgv	18
cadv	18	18	jrrv	12	hgwv	12
ccov	18	18	hqrsv	12	hczv	24
jhlv	12	12	jcbv	12	blrv	12
jstv	18	18	bsbv	18	bjcv	12
blrv	12	12	bmhv	6	jrrv	12
jalv	18	18	bsrv	12	bjov	12
bsbv	18	18	bmcv	6	jcbv	12
bmhv	6	6			bvlv	6
bsrv	12	12			jrgv	18

Tableau 3 (Suite): Gains des stations au moment de l'enregistrement des événements constituant les doublets temporels étudiés.

s7			a634		
780828007 810523001			790806067 790908005		
hsfv	18	18	hgsv	12	12
hphv	30	30	hgwv	12	12
hkrv	24	24	horv	18	18
hfev	18	18	hplv	18	18
jecv	18	12	jrrv	12	12
jplv	24	24	hcbv	18	18
hltv	12	12	hazv	12	12
hjsv	12	12	hltv	12	12
hgsv	12	12	ccov	18	18
bjcv	6	6	hsfv	18	18
jhlv	12	18	hdlv	12	12
bcgv	18	18	hjpgv	12	12
hmov	18	18	jstv	18	18
jstv	18	18	jalv	18	18
blrv	12	12	hgrv	12	12
jtgv	18	18	bmhv	6	6
hgrv	12	12	bsrv	12	12

a657			a4		
800331006 800901036			790704030 790930028		
hcav	12	12	hcbv	18	18
hgsv	12	12	hgwv	12	12
hcrv	12	12	horv	18	18
horv	18	18	hfhv	18	18
hplv	18	18	hkrv	24	24
jcbv	12	12	jalv	18	18
hazv	12	12	jstv	18	18
hsfv	18	18	hcov	18	18
hdlv	12	12	ccov	18	18
hjpgv	12	12	jbzv	18	18
jalv	18	18	hjpgv	12	12
hfpv	12	12			
bvyv	6	6			
bmcv	6	6			

IV-3 RAPPORTS SPECTRAUX DANS LES PREMIERES ARRIVEES.

Nous avons utilisé pour l'étude de ces doublets la même approche que pour les doublets spatiaux: nous étudierons dans un premier temps les rapports spectraux et spectres des premières arrivées, puis dans un second temps, ceux de la coda. Rapports spectraux et spectres ont été calculés de la même façon que pour les doublets spatiaux.

IV-3.1 Présentation des résultats.

IV-3.1.1 Estimation du rapport spectral moyen pour les doublets temporels.

Tableau 5: Valeur du rapport spectral moyen à basse fréquence.

Doublet	\overline{G}_{LFm}
A712	1,18
A713	1,07
S4	1,35
A657	0,79
A723	0,89
A867	0,76
S7	0,71
C2	0,86
A634	0,74
A4	0,66

Nous avons en premier lieu calculé les rapports spectraux moyens à basse fréquence \overline{G}_{LFm} (3-8 Hz), ce dernier étant moins sensible aux variations fréquentielles observées sur les doublets spatiaux que le rapport spectral moyen calculé sur toute la bande de fréquence 1-25 Hz; les valeurs moyennes \overline{G}_{LFm} calculées pour l'ensemble des stations de chaque doublet sont reportées Tableau 5. Celles-ci sont comprises entre 0,66 et 1,35, c'est-à-dire que le rapport moyen des amplitudes à basse fréquence dans les premières arrivées est toujours inférieur à 1,5, alors que pour les doublets spatiaux la même quantité possédait des valeurs comprises entre 1,5 et 2 dans quatre cas sur cinq.

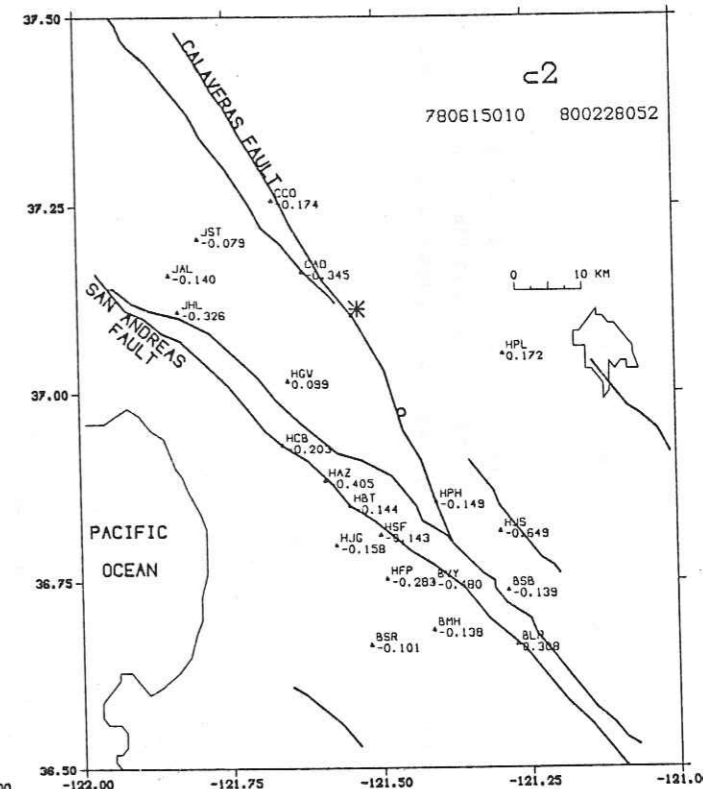
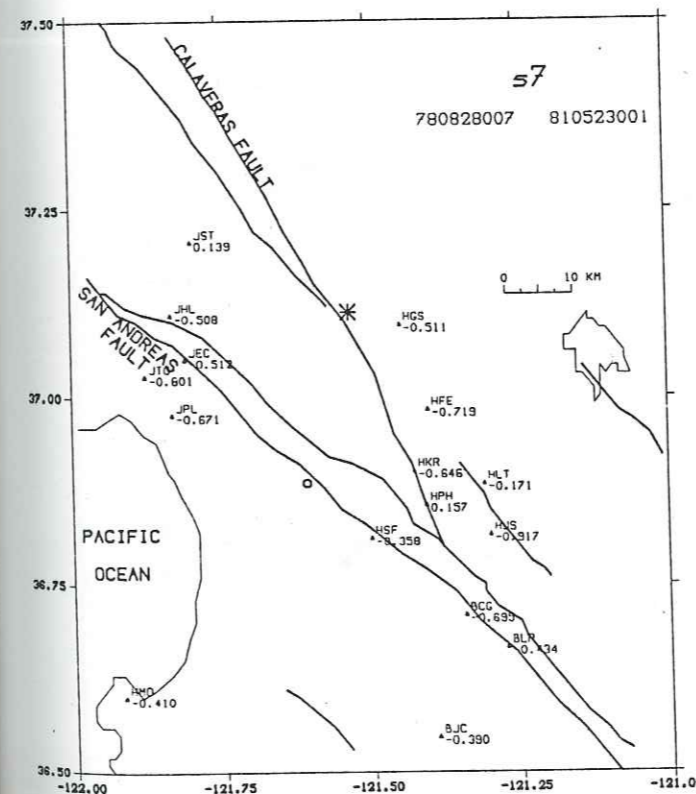
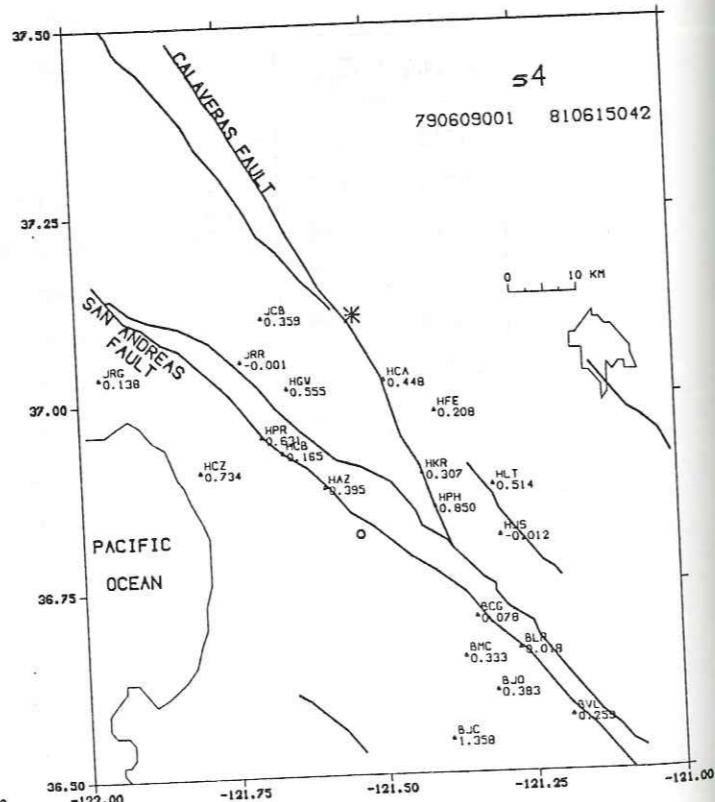
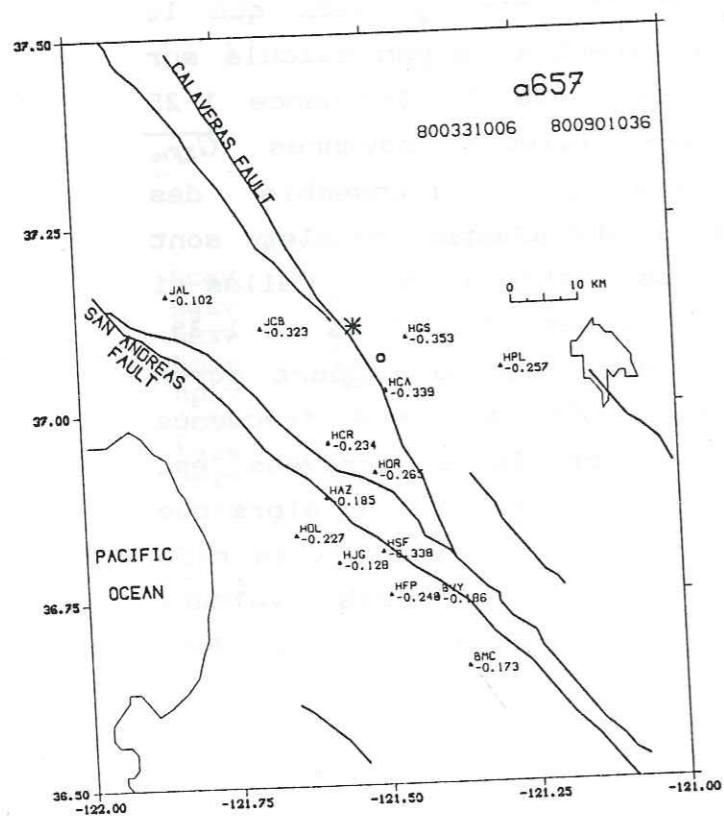
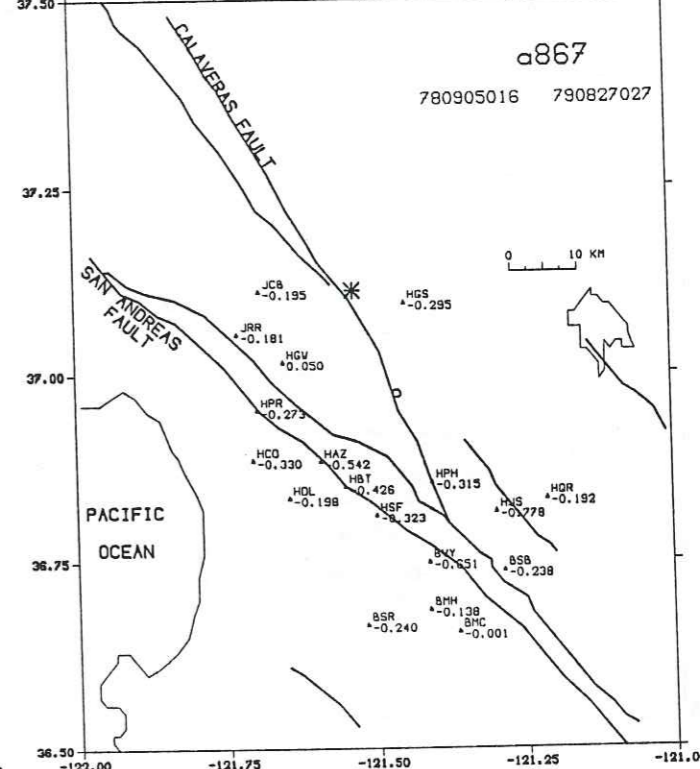
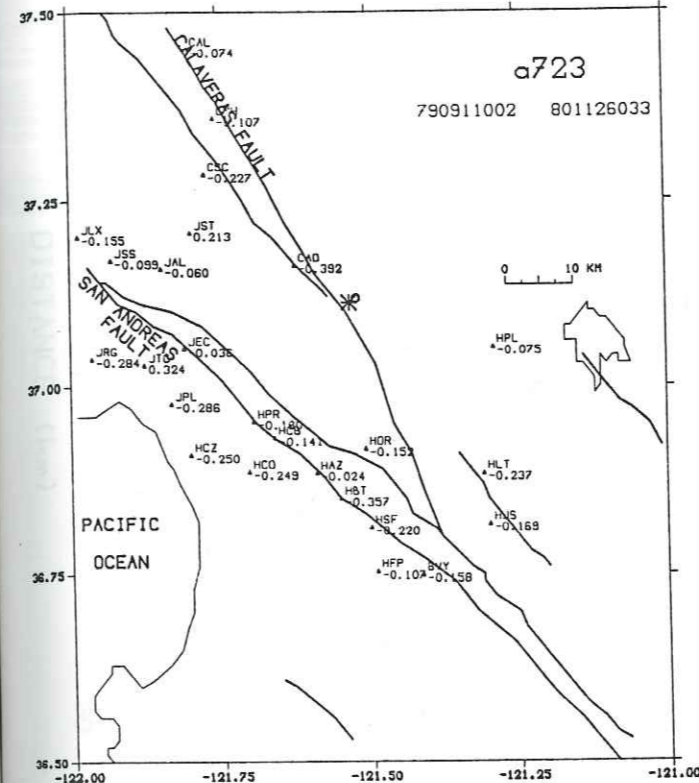
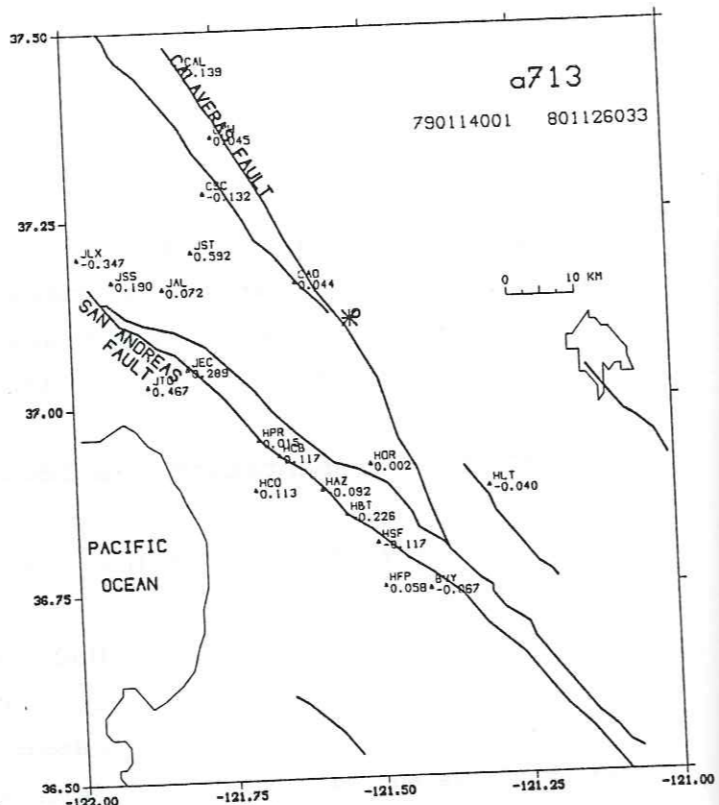
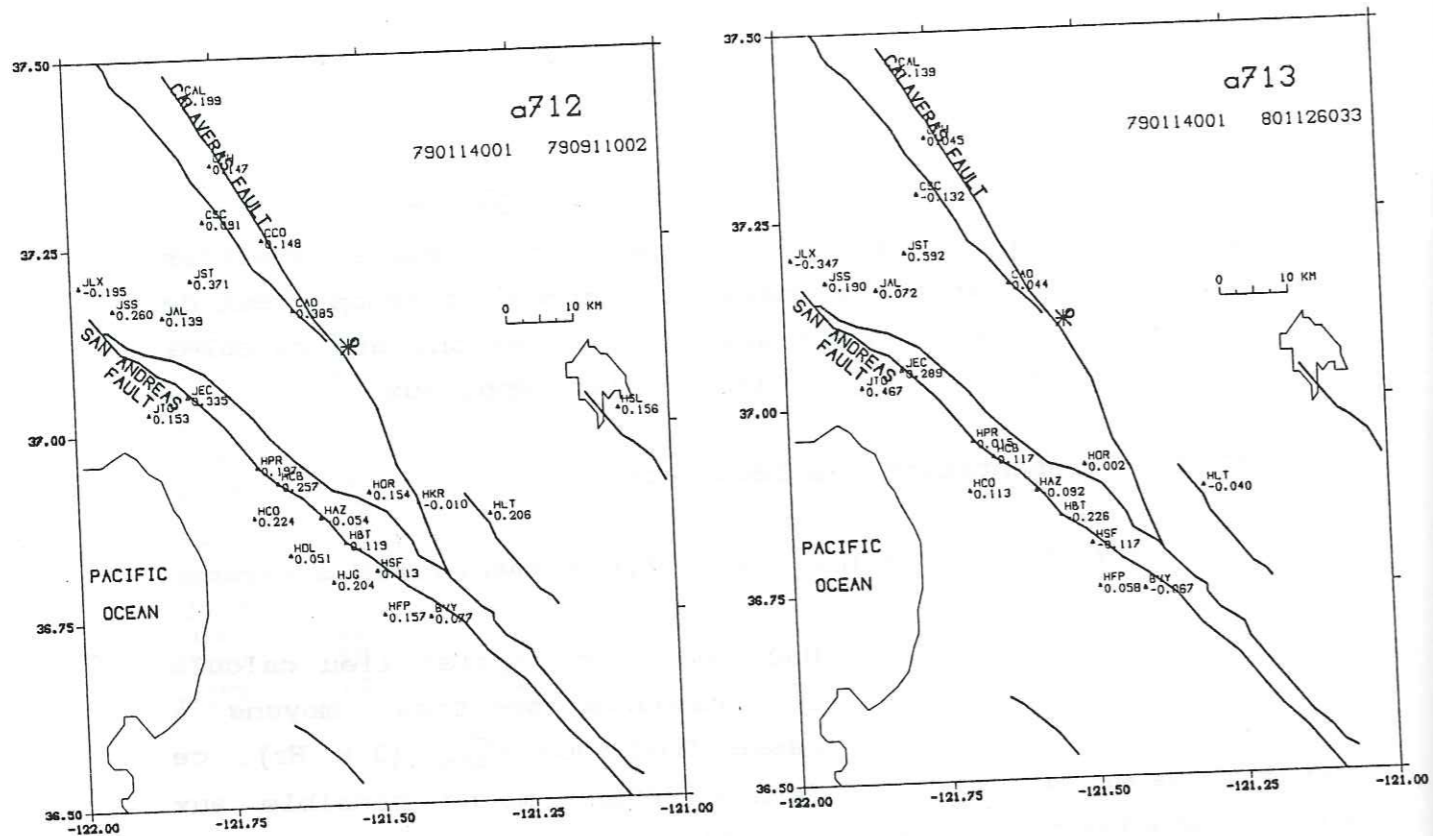


Figure 8. Carte des valeurs de M_{IG} , moyenne pondérée du logarithme du rapport spectral: doublets A712, A713, A657, S4.

Figure 8 (Suite). Carte des valeurs de M_{IG} , moyenne pondérée du logarithme du rapport spectral: doublets A723, A867, S7, C2.

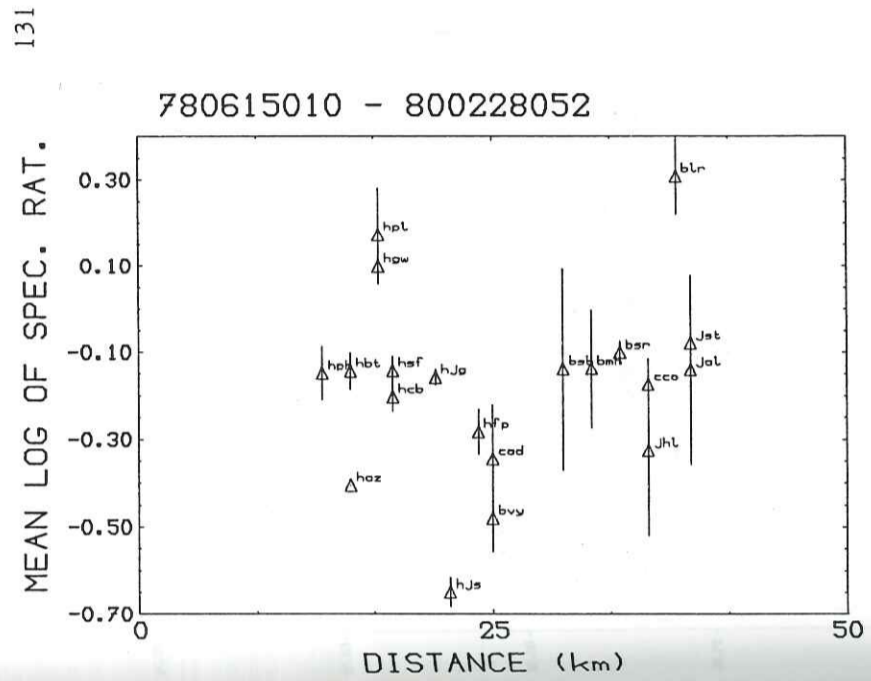
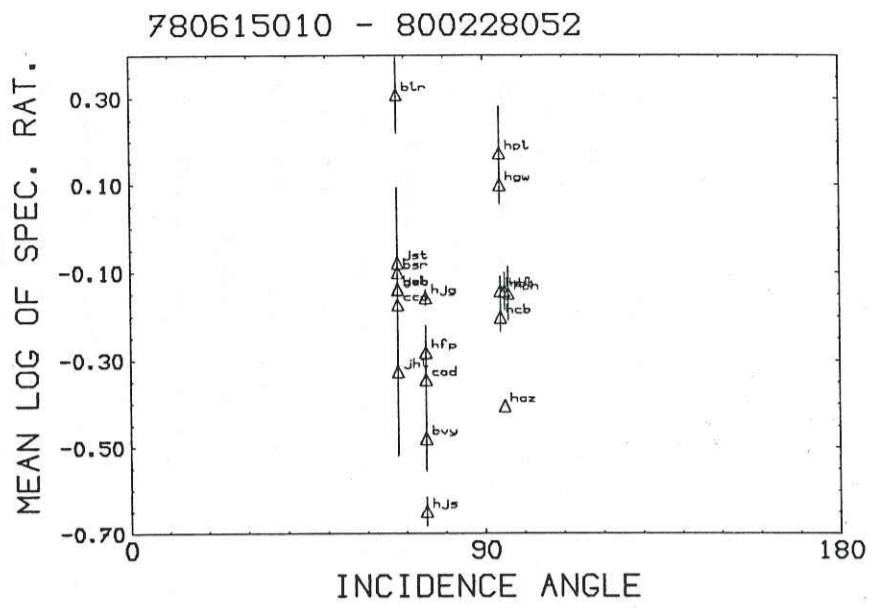
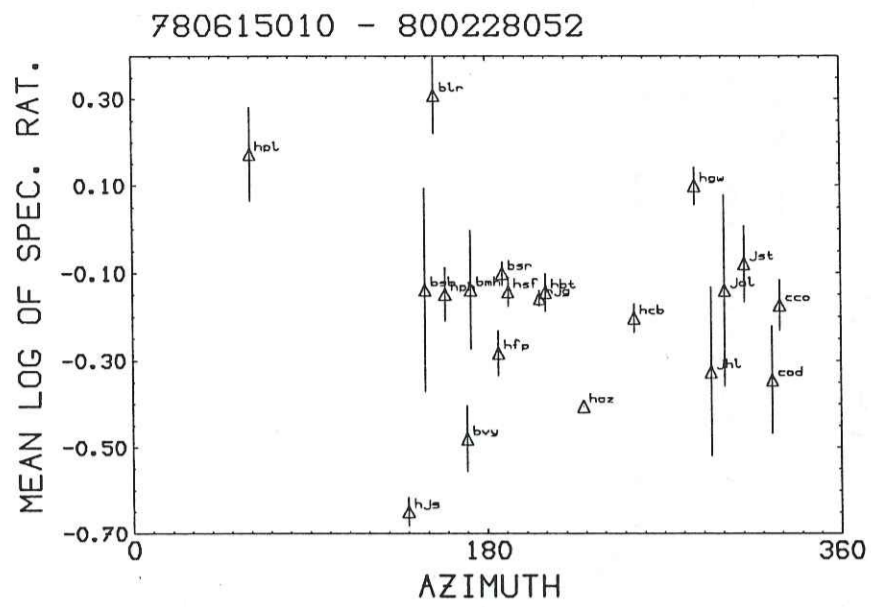


Figure 9. Représentation de M_{IG} , moyenne pondérée du logarithme du rapport spectral, en fonction de l'azimut, l'angle d'incidence et la distance: doublet C2.

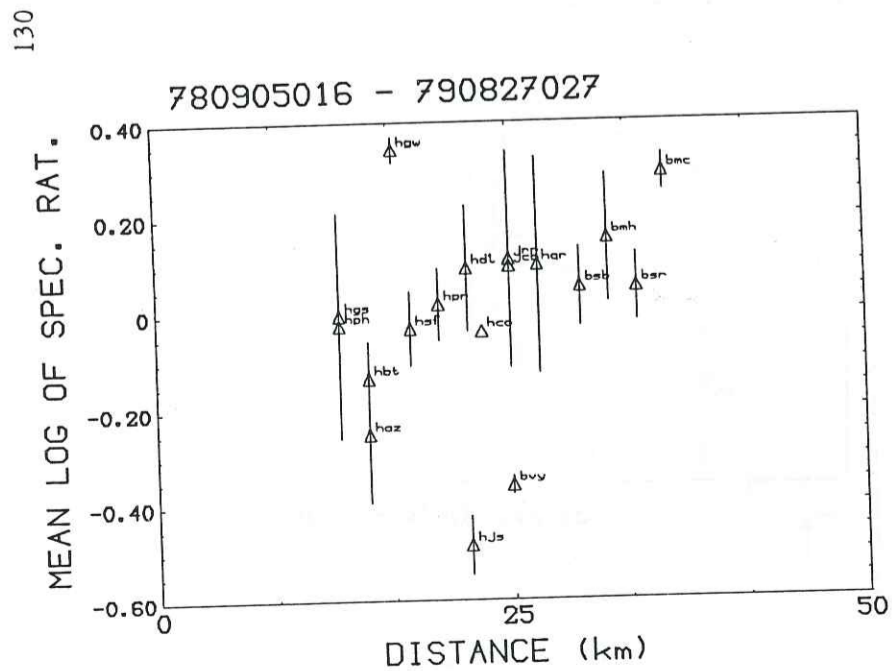
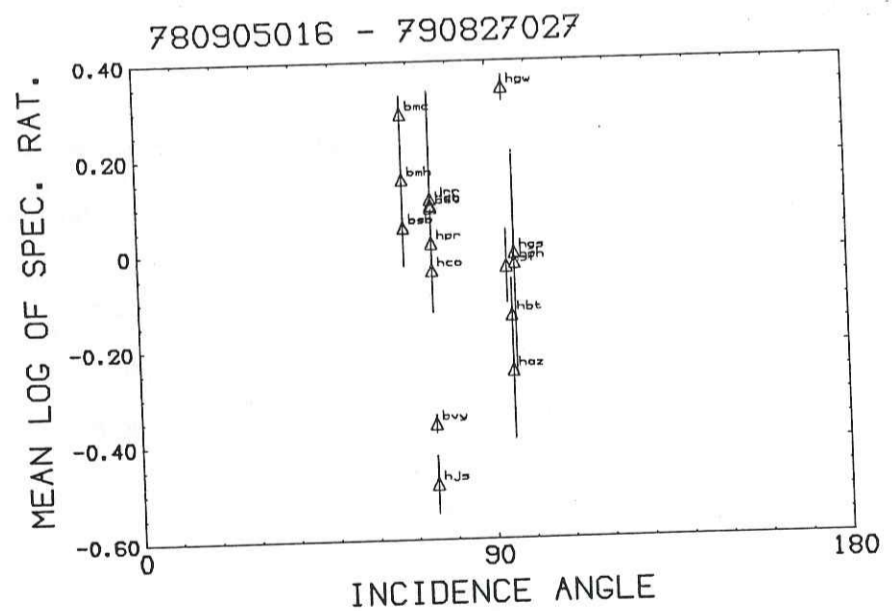
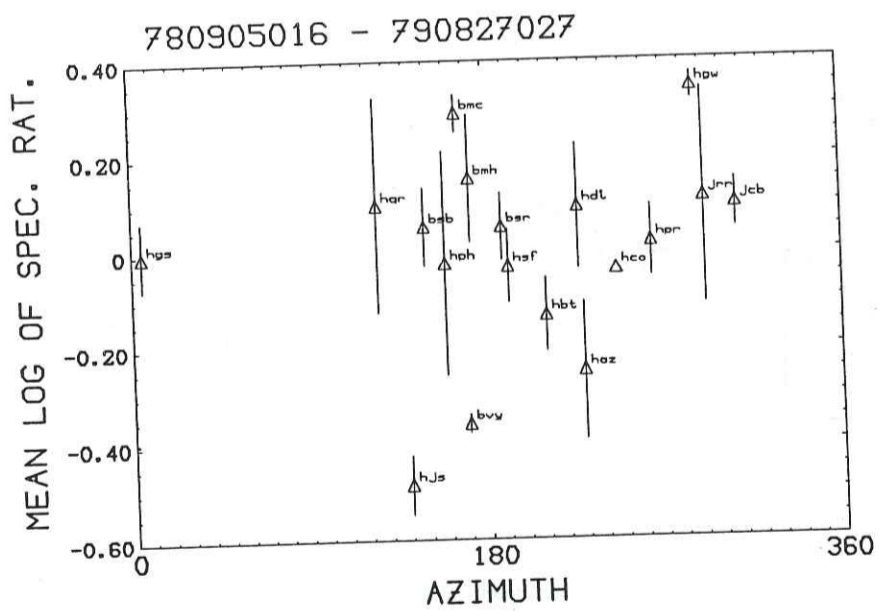


Figure 9. Représentation de M_{IG} , moyenne pondérée du logarithme du rapport spectral, en fonction de l'azimut, l'angle d'incidence et la distance: doublet A867.

IV-3.1.2 Fluctuations du rapport spectral moyen.

De nombreuses variations du niveau moyen du rapport spectral apparaissent d'une station à l'autre (Annexe VI). Nous avons calculé la moyenne pondérée:

$$M_{IG} = \frac{\sum_i \sum_j w(i,j) \ln G(i,j)}{\sum_i \sum_j w(i,j)}$$

où i représente les fréquences échantillonnées entre 3 Hz et 8 Hz,

et j représente les 3 premières fenêtres.

Le poids $w(i,j)$ est défini par

$$w(i,j) = 0 \text{ si } 0 \leq C(i,j) < 0,90$$

$$w(i,j) = \frac{1-C^2(i,j)}{C^2(i,j)} \text{ si } 0,90 \leq C(i,j) < 1,00$$

Cette quantité a été représentée en carte (Fig. 8), ainsi qu'en fonction de l'azimut, de l'angle d'incidence et de la distance (Fig. 9). Nous avons également calculé et représenté en carte l'écart $r = M_{IG} - m$ entre la valeur de M_{IG} pour chaque station et la moyenne m des valeurs de M_{IG} pour l'ensemble des stations; cette dernière représentation (Fig. 10) permet de mettre en évidence des variations importantes de r pour des stations voisines, sans toutefois révéler pour l'ensemble des doublets, ou le sous-ensemble des doublets constitués d'événements ayant eu lieu avant et après le séisme de Coyote Lake, une zone pour laquelle le signe de r soit systématiquement positif ou négatif. Ces fluctuations de r sont deux fois plus importantes pour les doublets temporels que pour les doublets spatiaux (Tableau 6).

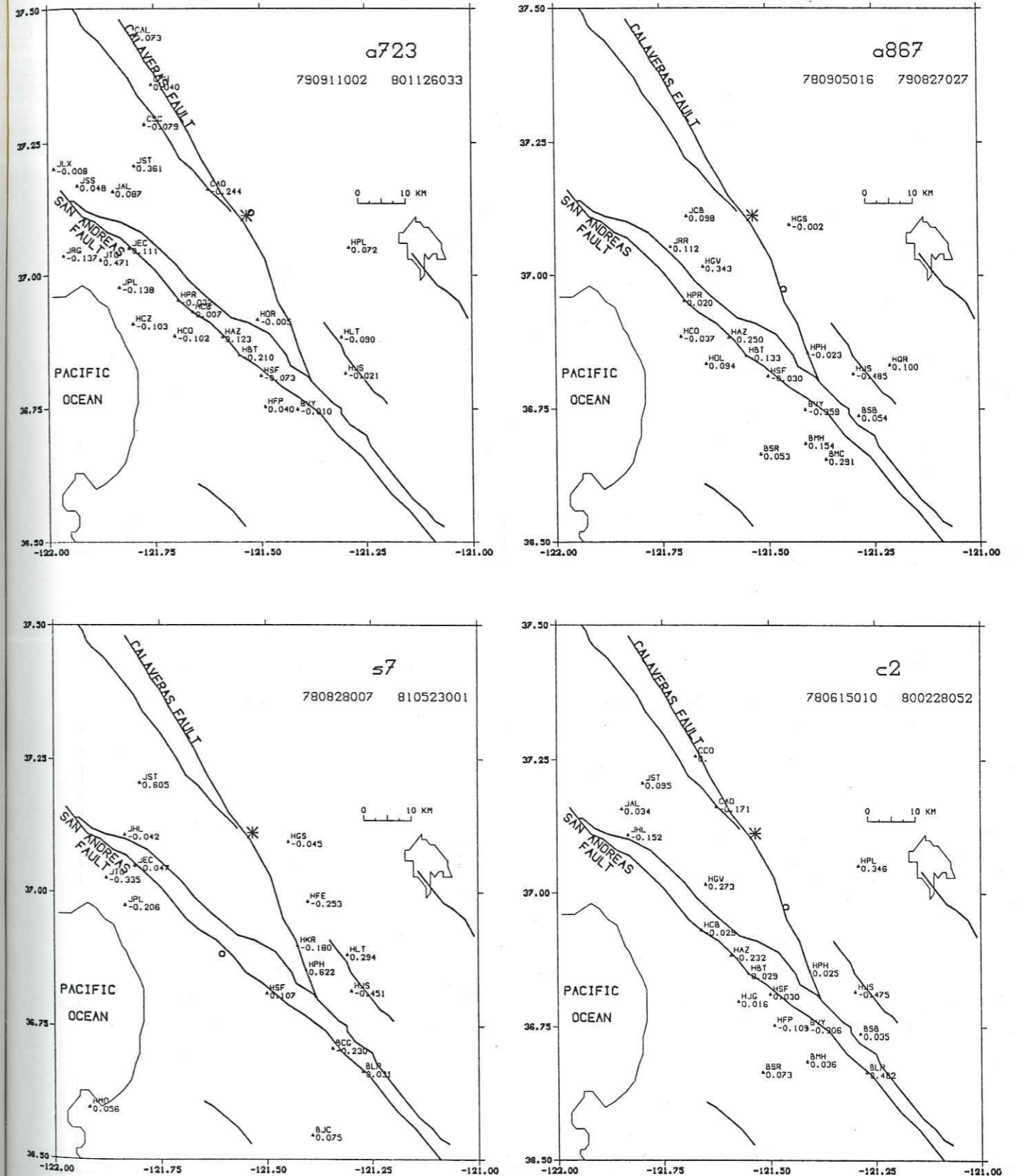


Figure 10 (Suite). Carte du résidu r : doublets A723, A867, S7, C2.

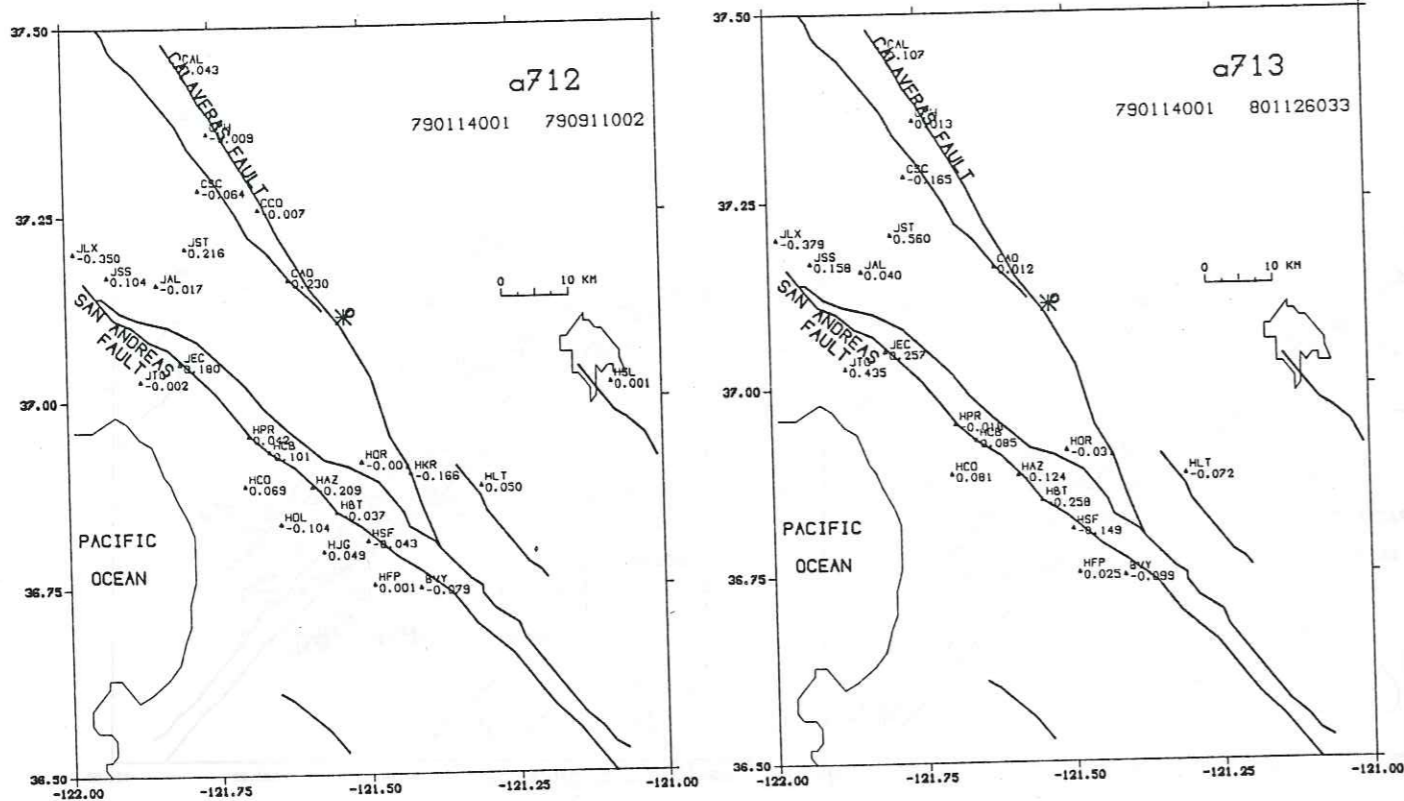
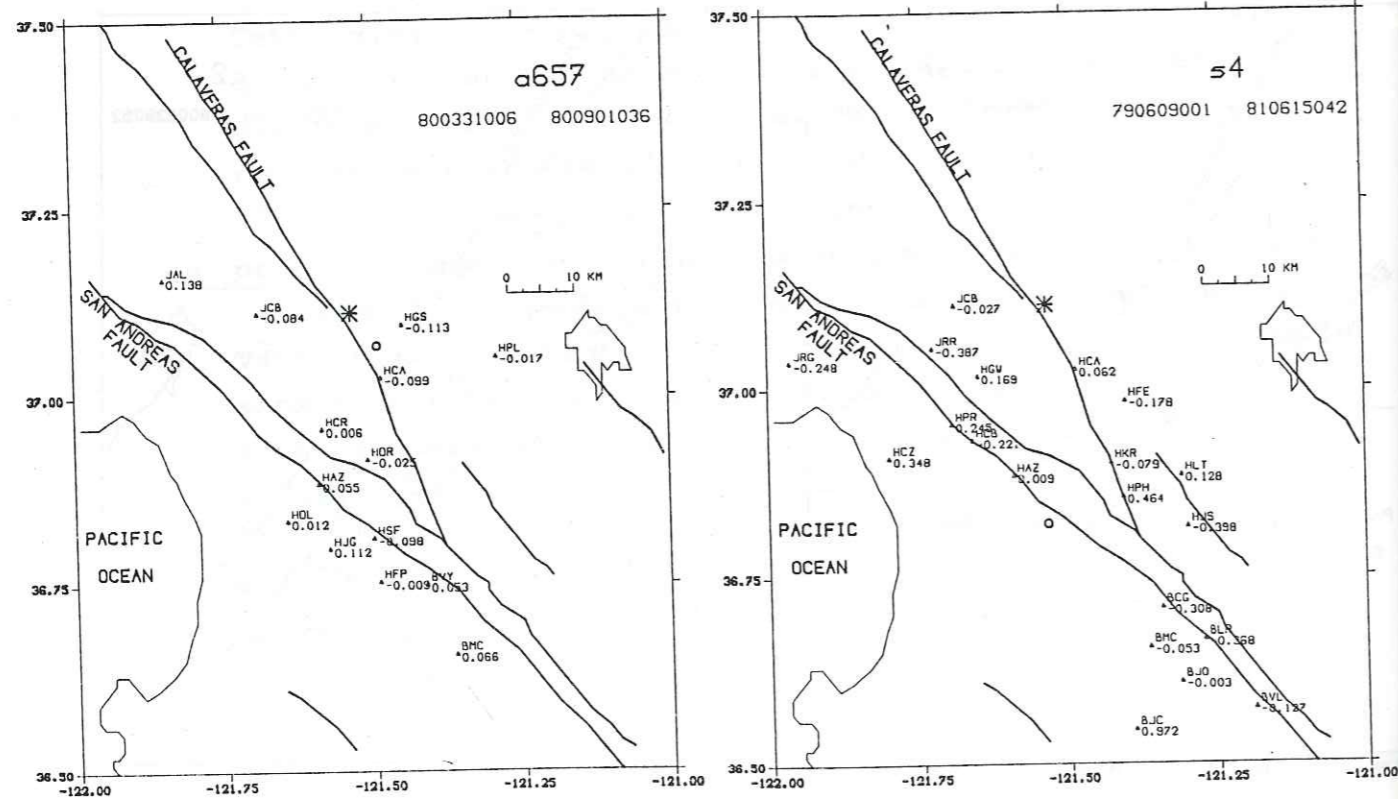


Tableau 6: Moyenne des valeurs absolues du résidu r pour les doublets temporels (à gauche), comparée à celle des doublets spatiaux (à droite).

Doublet	$ \bar{r} = \overline{M_{IG} - m} $
A712	0,087
A713	0,169
A657	0,063
S4	0,240
A723	0,110
A867	0,147
S7	0,224
C2	0,147
A634	0,051
A4	0,170
Moyenne	0,139

Doublet	$ \bar{r} = \overline{M_{IG} - m} $
S6	0,090
Sa	0,067
Sf	0,054
A834	0,041
S5	0,073
Moyenne	0,066



Les diagrammes représentant M_{IG} en fonction de l'azimuth, de l'angle d'incidence ou de la distance ne laissent pas apparaître de variations très claires. Cependant, les doublets A712 et A713 montrent une variation azimutale de M_{IG} ; les doublets A867 et A657 montrent une augmentation de M_{IG} avec la distance.

IV-3.1.3 Variations fréquentielles des rapports spectraux.

Les rapports spectraux estimés dans les premières arrivées montrent des variations fréquentielles, qui peuvent être importantes -positives ou négatives- (doublets A712, A713, S4, A657) ou au contraire faibles (S7, A867, A723) (Annexe VI).

Les variations les plus marquées sont du même ordre de grandeur que celles qui ont été observées pour les

Figure 10. Carte du résidu r : doublets A712, A713, A657, S4.

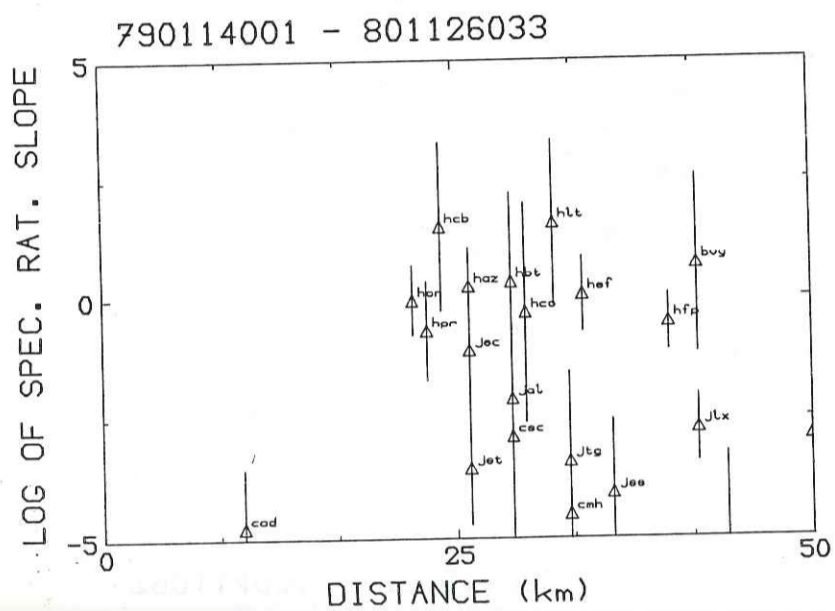
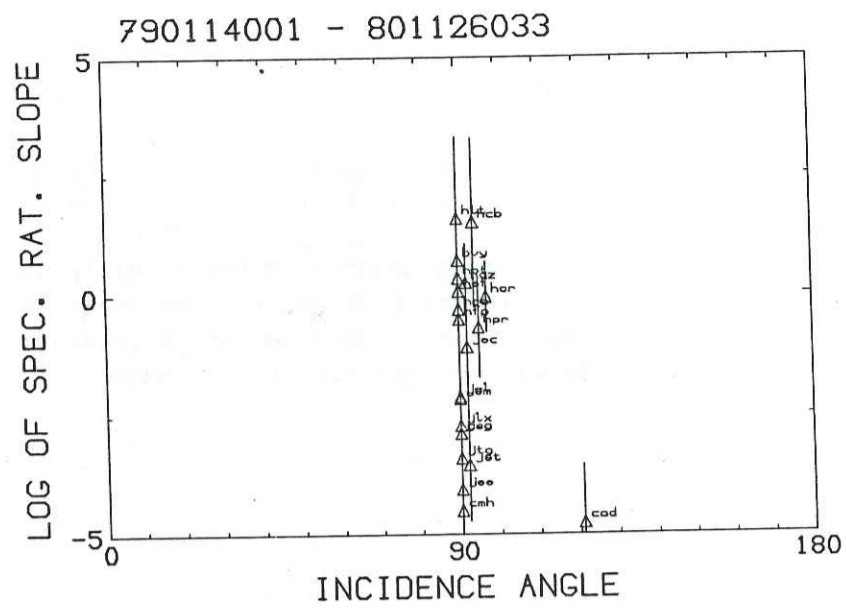
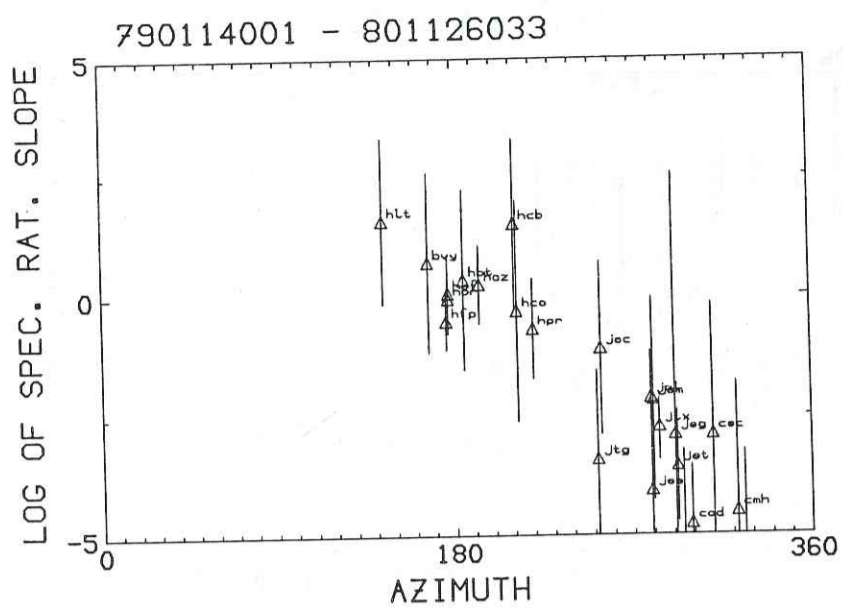


Figure 11. Pente du logarithme du rapport spectral (avec intervalle de confiance) pour les ondes *P* premières arrivées en fonction de l'azimut, de l'angle d'incidence et de la distance: doublet A713.

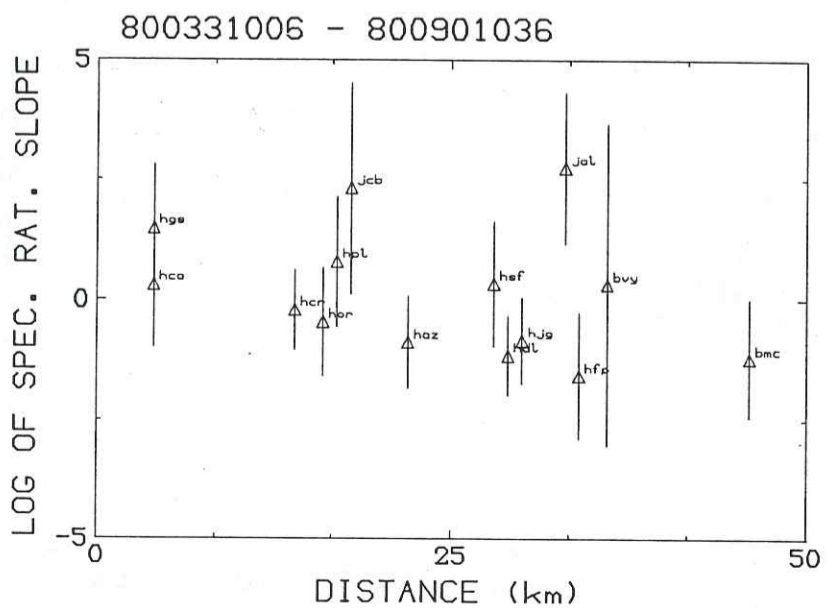
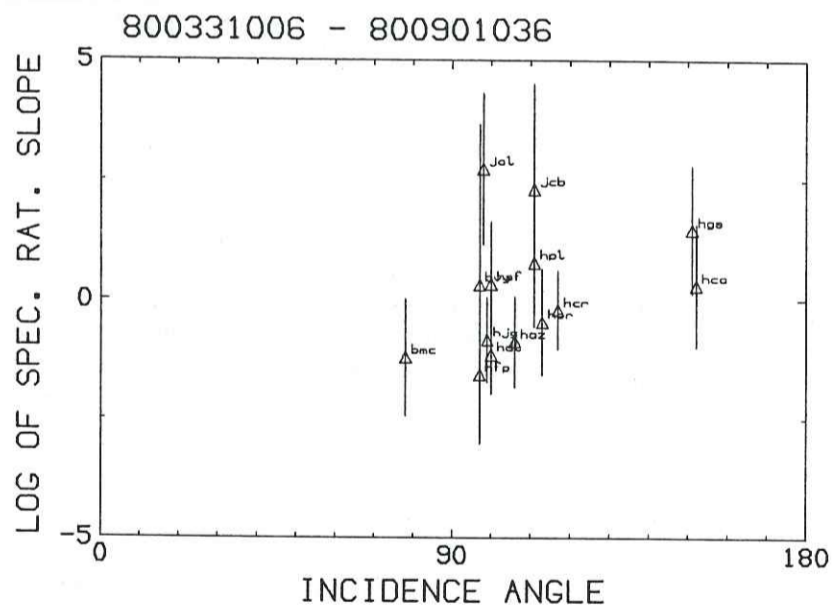
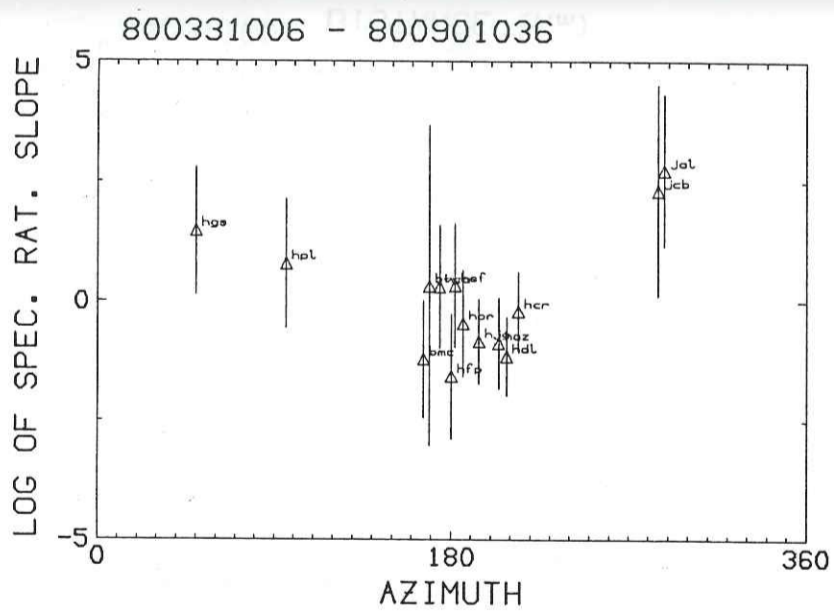


Figure 11. Pente du logarithme du rapport spectral (avec intervalle de confiance) pour les ondes *P* premières arrivées en fonction de l'azimut, de l'angle d'incidence et de la distance: doublet A657.

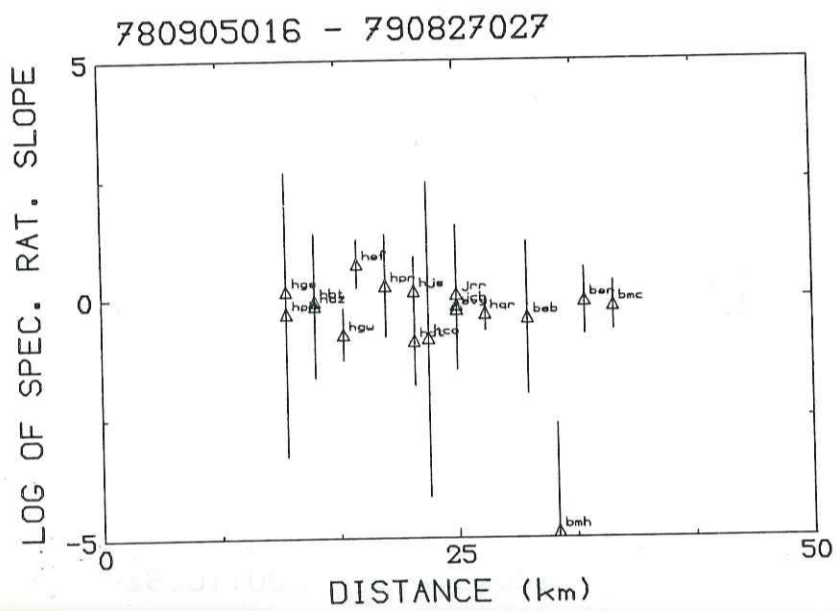
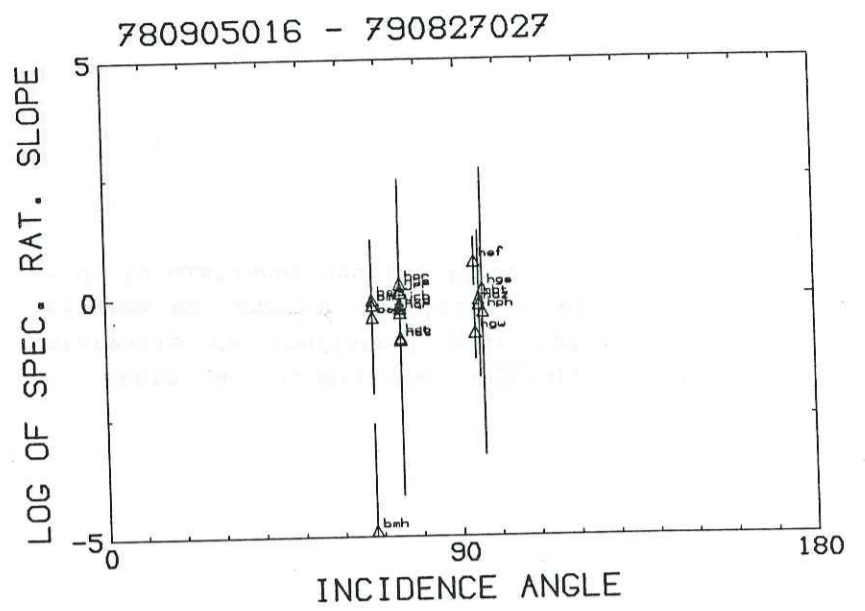
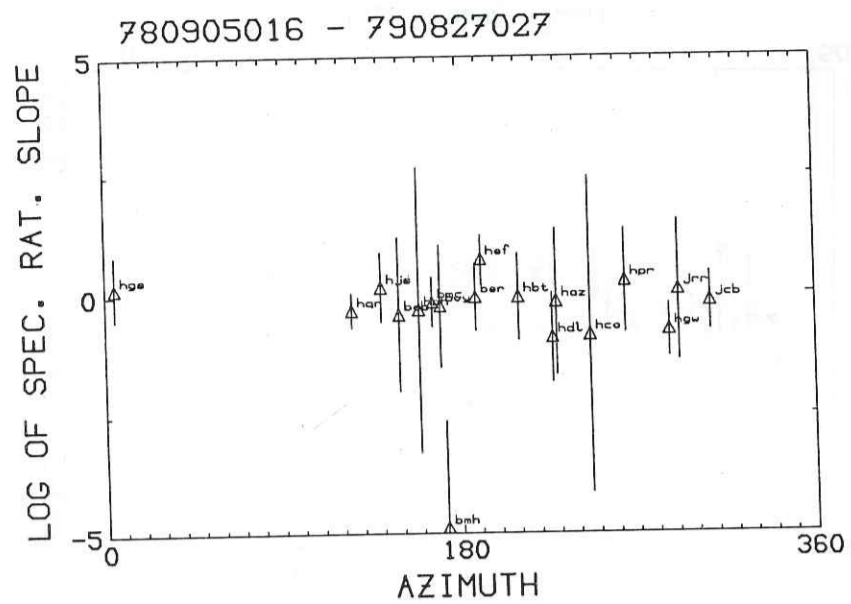


Figure 11. Pente du logarithme du rapport spectral (avec intervalle de confiance) pour les ondes P premières arrivées en fonction de l'azimut, de l'angle d'incidence et de la distance: doublet A867.

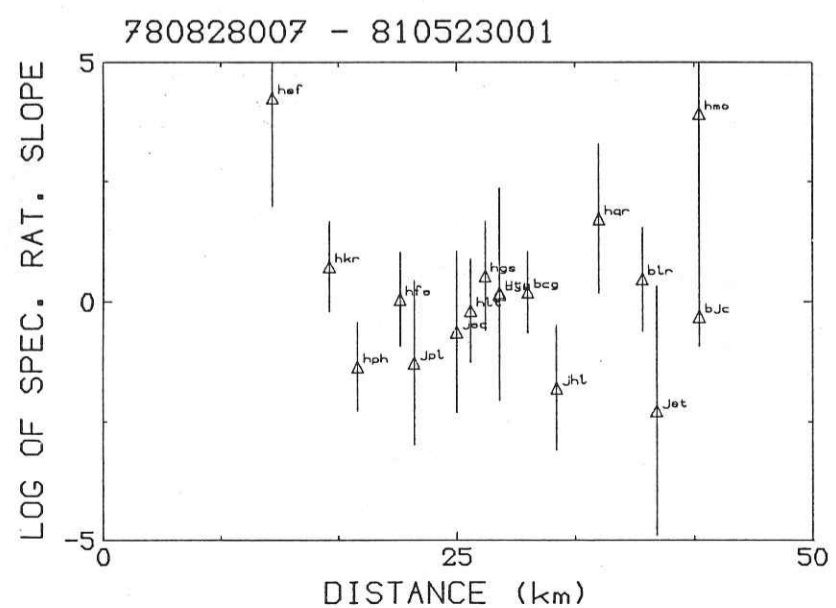
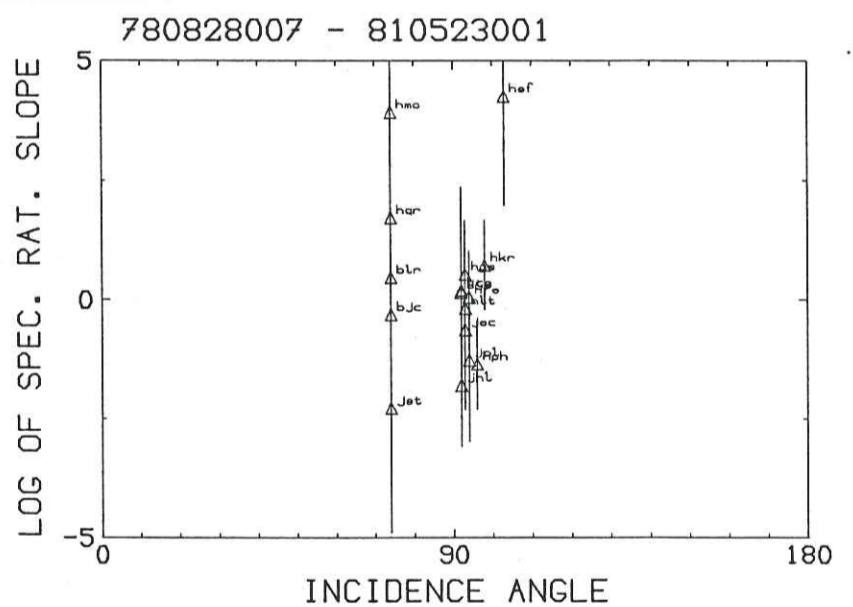
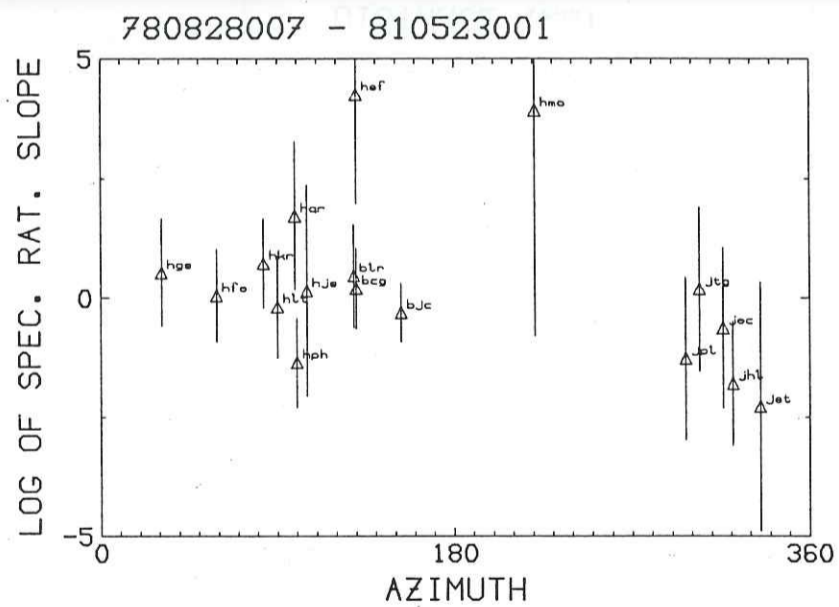


Figure 11. Pente du logarithme du rapport spectral (avec intervalle de confiance) pour les ondes P premières arrivées en fonction de l'azimut, de l'angle d'incidence et de la distance: doublet S7.

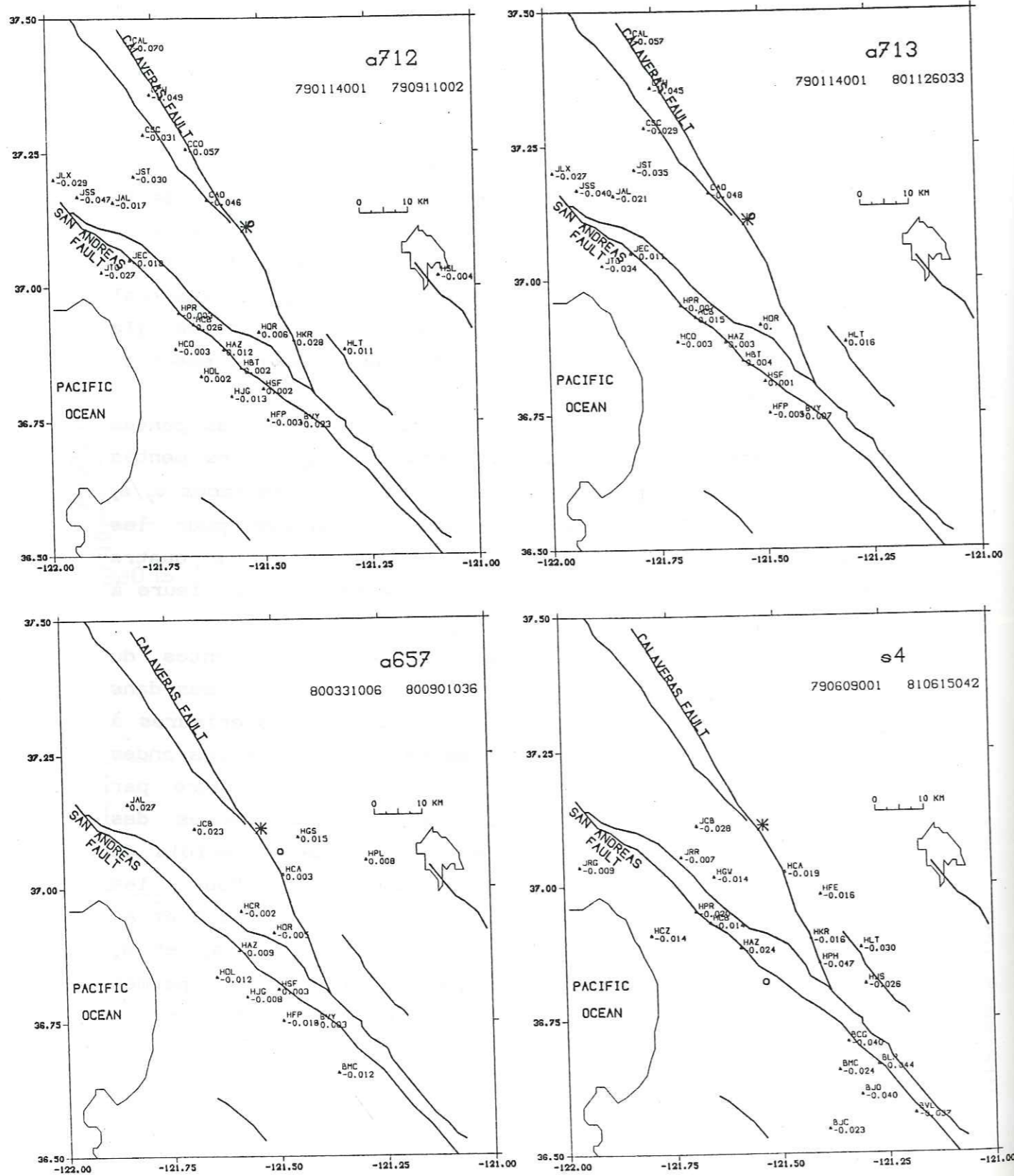


Figure 12. Carte des pentes des logarithmes des rapports spectraux: doublets A712, A713, A657, S4.

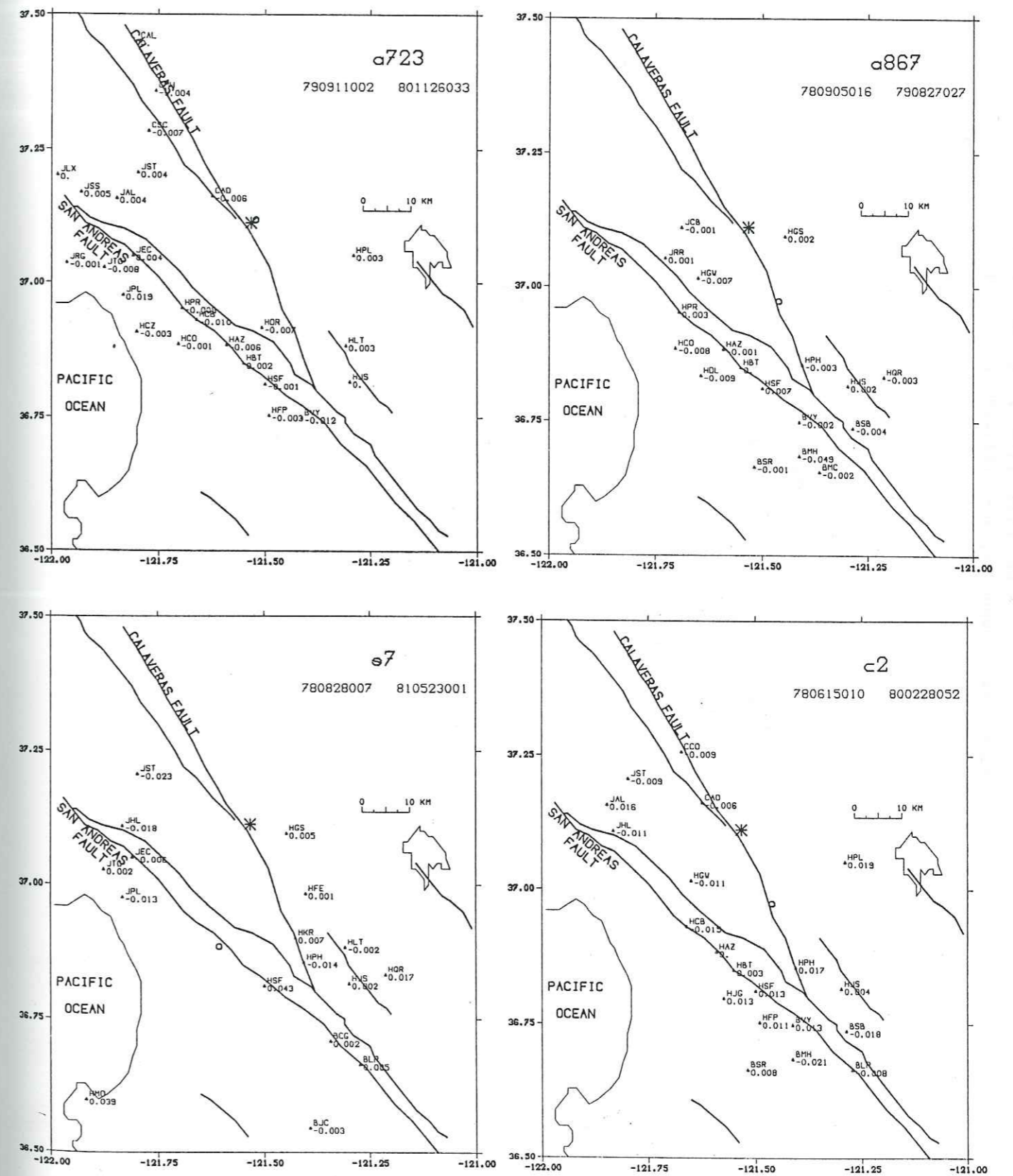
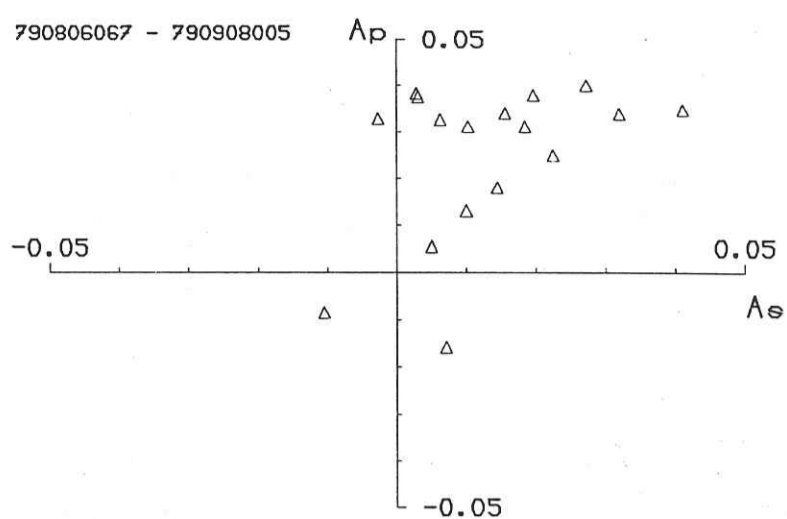
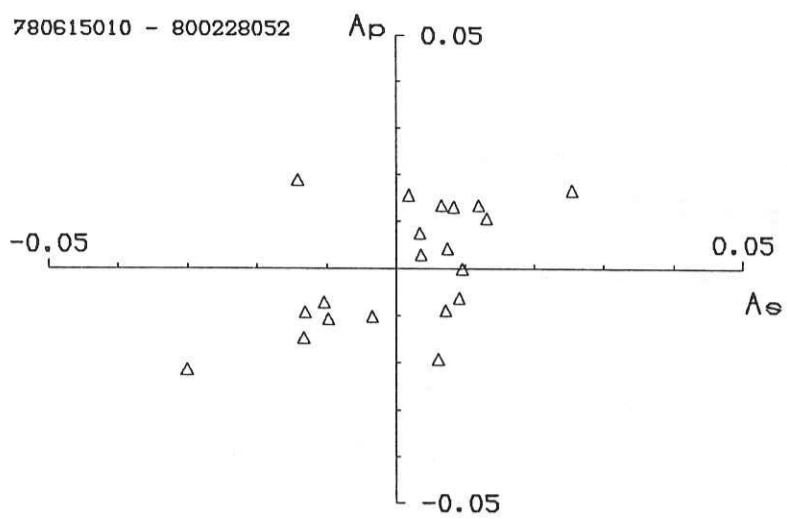


Figure 12 (Suite). Carte des pentes des logarithmes des rapports spectraux: doublets A723, A867, S7, C2.



151

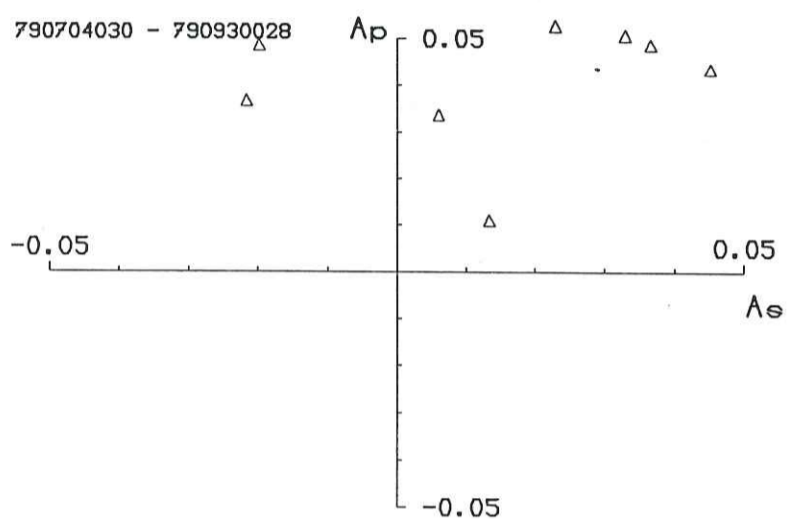
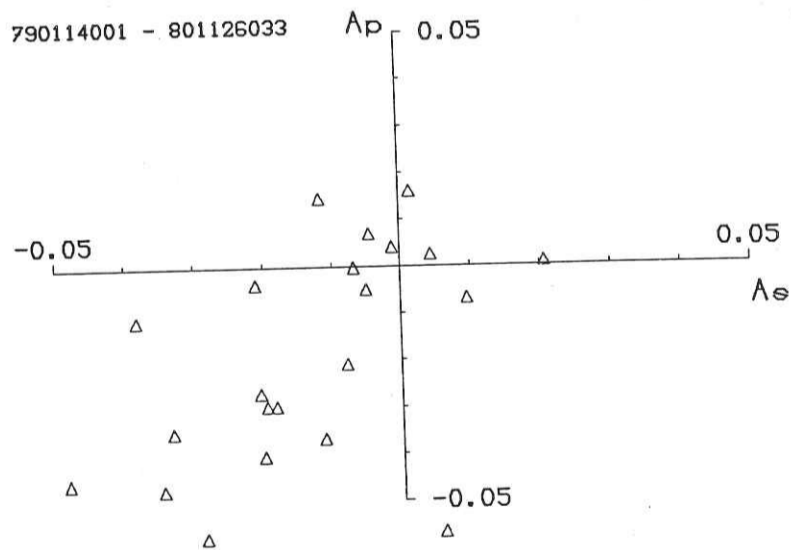
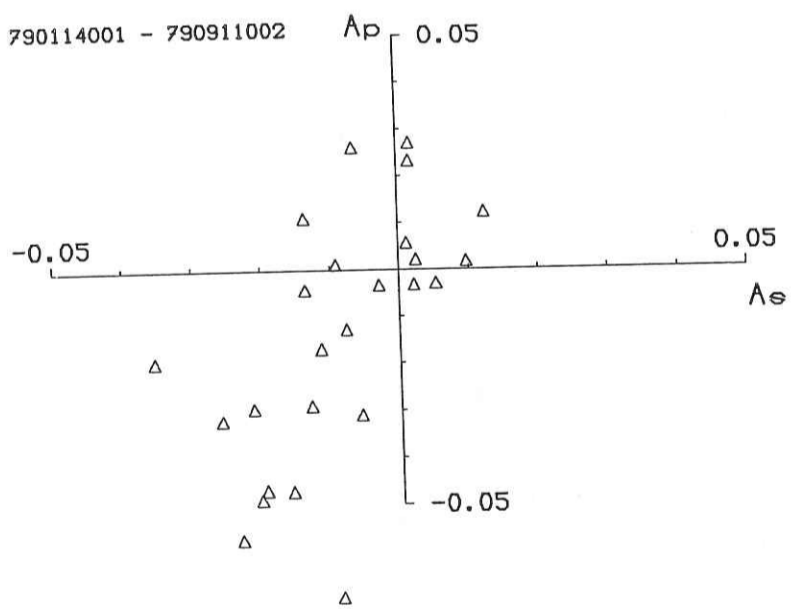


Figure 13. Pente du logarithme du rapport spectral dans les ondes P en fonction de celle des ondes S : doublets C2, A634, A4.



150

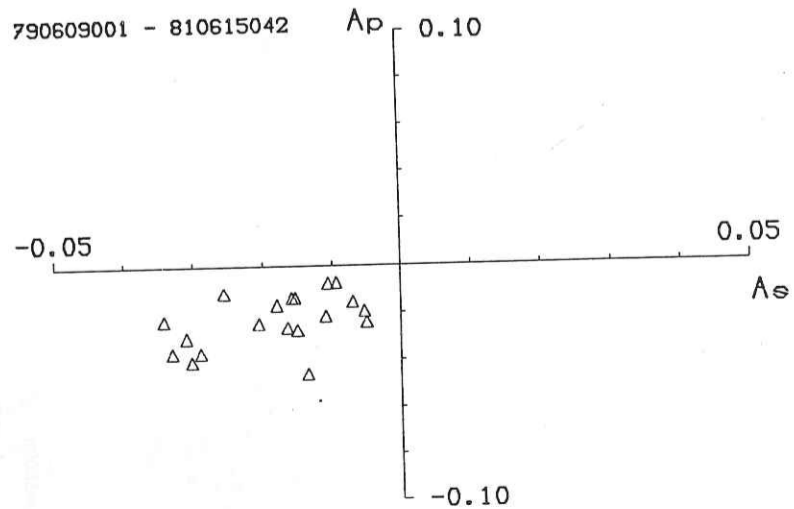
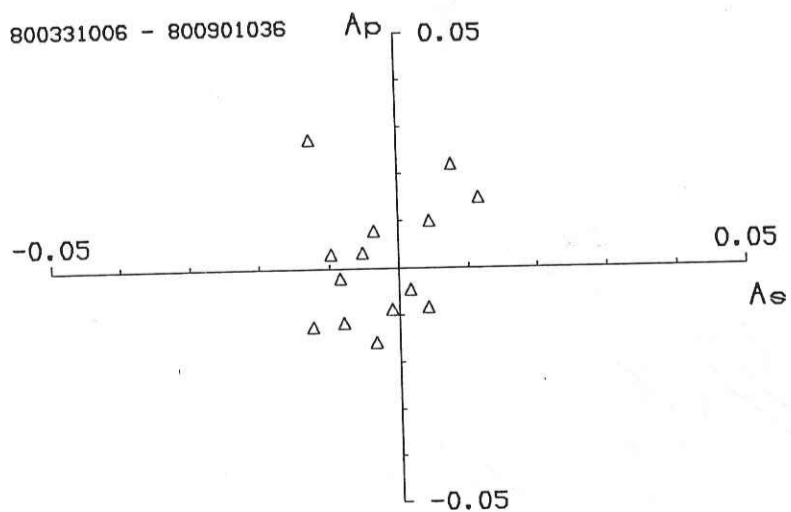


Figure 13. Pente du logarithme du rapport spectral dans les ondes P en fonction de celle des ondes S : doublets A712, A713, A657, S4.

Tableau 8a. Pentes du logarithme du rapport spectral a_p , décalages fréquentiels Δf_c et changements de forme des spectres pour les ondes P des doublets A712, A713, A657.

Doublet A712

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
cadv	-	+5 Hz	*
ccov	-	+1. Hz	*
hkrv	+	-	*
hcbv	+	-	*
hazv	+	-	*
jstv	-	+	*
hfpv	-	+	*
calv	-	+	*
jtgv	-	+	*
hsfv	+	-	*
cmhv	-	+	*
cscv	-	+	*

Doublet A713

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
calv	-	+	*
cadv	-	+	*
jssv	-	+	*
cmhv	-	+	*
jsjv	-	+	*

Doublet A657

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
hcav	+	-	*
hgsv	+	-	*
herv	-	+	*
jcbv	-	+	*
jalv	-	+	*

Tableau 8b. Pentes du logarithme du rapport spectral a_p , décalages fréquentiels Δf_c et changements de forme des spectres pour les ondes P des doublets S4, A723, C2, A634, A4.

Doublet S4

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
hphv	-	+	*
hazv	-	+	*
hkrv	-	+	*
hjsv	-	+	*
bvlv	-	+	*
jcbv	-	+	*
bjov	-	+	*

Doublet A723

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
hplv	+	-	
hcbv	-	+	
hprv	-	+	

Doublet C2

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
cadv	-	+	*
bvyv	+	-	*

Doublet A634

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
hsfv	+	-	
jstv	+	-	
bsrv	-	+	

Doublet A4

Station	a_p	$\Delta f_c = f_{c_2} - f_{c_1}$	Changement de forme
hcbv	+	-	*
horv	+	-	*
hfhv	+	-	*
jstv	+	-	*

IV-3.1.4 Spectres dans les premières arrivées.

Les variations qui intéressent les spectres dans les premières arrivées peuvent être ramenées, de la même façon que pour les doublets spatiaux, à des variations d'amplitude ou des décalages des spectres en fréquence. Les variations d'amplitude sont extrêmement fréquentes et intéressent l'ensemble des doublets traités. Moins nombreux sont les exemples de décalages en fréquence; cependant certaines stations montrent assez clairement certains d'entre eux (Tableau 8).

Les doublets A712, A713 et A657 montrent des décalages positifs et négatifs; leur signe est corrélé négativement avec le signe des pentes des rapports spectraux. Tous les décalages en fréquence de S4 sont négatifs et associés à des pentes des rapports spectraux positives. Le doublet A723 montre des spectres extrêmement semblables, comme il était le cas pour les rapports spectraux de ces doublets. Pour les autres doublets, les décalages en fréquence sont plus rares; certaines stations montrent des décalages différents et parfois de signes opposés suivant la bande de fréquence considérée.

IV-3.2 Discussion

IV-3.2.1 Comparaison des ordres de grandeur des variations du rapport spectral

Les doublets temporels étant extrêmement proches, l'on pouvait espérer que les variations spatiales soient très faibles et donc attribuer l'essentiel de la variation aux variations temporelles. Il était alors concevable d'envisager une évaluation précise des variations de l'atténuation moyenne dans la croûte supérieure échantillonnée par les rais.

Cependant, l'étude des doublets spatiaux nous a placé dans le cas le plus favorable possible, permettant d'isoler dans le rapport spectral la part des variations spatiales dues aux différences de position des foyers et de cinématique de la source. Nous avons alors noté les variations importantes dont l'origine ne peut être attribuée qu'à des changements de géométrie de la source ou de cinématique de la rupture. En particulier nous avons montré qu'un simple changement de position de l'hypocentre sur le plan de faille -qui est probablement un événement assez banal- pouvait induire des variations fréquentielles du rapport spectral dans les premières arrivées.

Or les différences essentielles que l'on observe entre doublets spatiaux et doublets temporels, à savoir le plus grand laps de temps écoulé et la plus faible distance inter-événements pour les doublets temporels, si elles entraînent des variations spatiales moins importantes, ainsi que des mécanismes au foyer encore plus semblables, n'induisent pas nécessairement une géométrie de la source ou une cinématique de la rupture identiques.

Il est donc raisonnable de faire l'hypothèse que les doublets temporels, malgré leur proximité géographique plus grande que les spatiaux, peuvent *a priori* présenter des variations du rapport spectral induites par la source du même ordre de grandeur que celles des doublets spatiaux.

Nous devons donc envisager la superposition dans le rapport spectral d'un effet dû à la source et d'un effet dû à la propagation dans des milieux éventuellement différents d'un événement à l'autre. La question se pose donc d'évaluer l'importance relative des variations du rapport spectral induites par ces deux effets. Les variations attribuées à la source occasionnent des pentes du rapport spectral de l'ordre de 10^{-2} pour les doublets spatiaux; quel peut être l'ordre de grandeur des variations dues à un

changement de l'atténuation?

En supposant que la source et la réponse instrumentale soient restées identiques pour les deux événements, le rapport spectral peut s'écrire, d'après la relation (1):

$$G(f) = e^{\pi \Delta Q^{-1}(f)ft}$$

avec les mêmes notations que précédemment, d'où

$$\ln G(f) = \pi \Delta Q^{-1}(f)ft$$

Supposons tout d'abord que le facteur de qualité $Q(f)$ ne dépende pas de la fréquence: $Q(f) = Q_0$.

$$\text{Dans ce cas } \ln G(f) = \pi \Delta Q_0^{-1}ft$$

donc

$$\frac{\Delta Q_0}{Q_0} = -\frac{a_p Q_0}{\pi t}$$

où a_p est la pente du logarithme du rapport spectral.

Une variation moyenne de l'atténuation de l'ordre de 10% sur tout le trajet du rai, pour un facteur de qualité $Q_0 \approx 100$ dans la région (Bakun et coll., 1978), et un temps de parcours moyen de l'ordre de 5 secondes, produit alors une variation du rapport spectral d'un ordre de grandeur comparable à celle provoquée par la source (Fig. 14).

Cependant, l'hypothèse d'un facteur de qualité indépendant de la fréquence ne semble pas très réaliste; Aki et Chouet (1975) ont en effet mis en évidence une forte dépendance de Q avec la fréquence dans la région située immédiatement au Sud de celle que nous avons étudiée.

Supposons $Q(f) = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha \in [0,5;1,0]$

$$\text{Dans ce cas } \frac{dQ(f)}{Q(f)} = \frac{dQ_0}{Q_0} + \ln f d\alpha$$

$$\text{soit } \frac{dQ^{-1}(f)}{Q^{-1}(f)} = -\frac{dQ_0}{Q_0} - \ln f d\alpha$$

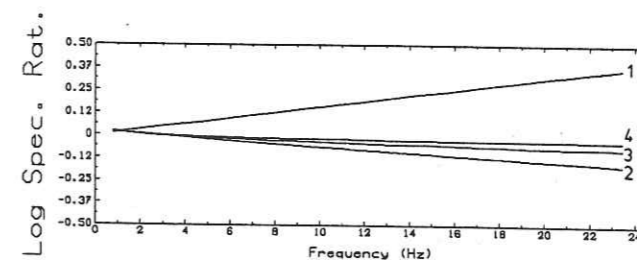


Figure 14a

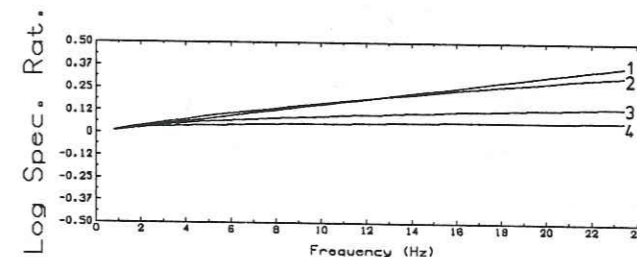


Figure 14b

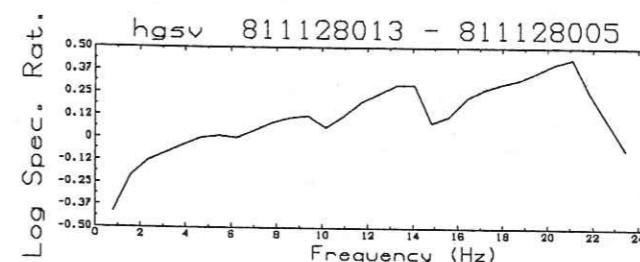


Figure 14c

Figure 14: Variation du logarithme du rapport spectral pour une variation relative $\frac{\Delta Q_0}{Q_0} = -10\%$ ($Q_0 = 100$):

- (a) - pour $Q = Q_0$ indépendant de la fréquence (1);
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = .5$ et $\Delta\alpha = .1$ (2)
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = .75$ et $\Delta\alpha = .1$ (3)
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = 1.$ et $\Delta\alpha = .1$ (4)

- (b) - pour $Q = Q_0$ indépendant de la fréquence (1);
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = .5$ et $\Delta\alpha = -.1$ (2)
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = .75$ et $\Delta\alpha = -.1$ (3)
 - pour $Q = Q_0 f^\alpha$ avec $\alpha = 1.$ et $\Delta\alpha = -.1$ (4)

(c) Variation du logarithme du rapport spectral pour un doublet spatial.

$$\Delta Q^{-1}(f) = f^{-\alpha}(\Delta Q_0^{-1} - Q_0^{-1} \ln f \Delta \alpha)$$

Donc

$$\ln G(f) = \pi f^{1-\alpha} t (\Delta Q_0^{-1} - Q_0^{-1} \ln f \Delta \alpha)$$

Dans ce cas, la variation de $\ln G(f)$ avec la fréquence est plus faible (Fig. 14), et ceci d'autant plus que α tend vers 1, ce qui est le cas pour la croûte supérieure de la région. Il faut noter que pour $\alpha = 1$ et $\Delta \alpha = 0$, $\ln G(f)$ ne dépend plus de la fréquence.

Pour $Q_0 = 100$, $\alpha = 0,75$, $\Delta \alpha = 0,1$ et $\frac{\Delta Q_0^{-1}}{Q_0^{-1}} = 10\%$ en moyenne

sur tout le trajet du rai, la pente moyenne est de l'ordre de 10^{-3} , c'est-à-dire un ordre de grandeur plus faible que la variation que peut induire la source pour un doublet spatial (Fig. 14).

Prendre des valeurs de l'ordre de 10% pour les variations de α et Q_0 sur tout le trajet du rai ne constitue pas une sous-estimation de l'ordre de grandeur des variations possibles à cette époque en Californie Centrale -ce sont même des valeurs plutôt importantes si l'on tient compte du fait qu'une partie seulement du rai peut être affectée par une telle variation-. Les déformations superficielles associées au séisme de Coyote Lake ont été extrêmement faibles (King et coll., 1981); par ailleurs, Fréchet (1985) a trouvé dans cette région et à cette époque des variations de l'ordre de 0,1% des vitesses des ondes S.

Par la suite, nous chercherons à estimer la valeur minimale de $\frac{\Delta Q^{-1}(f)}{Q^{-1}(f)}$ qui permette de rendre compte de la variation du rapport spectral. Nous utiliserons donc, dans les calculs d'ordre de grandeur, un facteur de qualité indépendant de la fréquence $Q(f) = Q_0$; nous prendrons $Q_0 = 100$ dans la région pour un temps de parcours t d'environ 5 secondes.

IV-3.2.2 Interprétation des résultats.

Le tableau 9 en fin de ce paragraphe récapitule les variations observées, ainsi que celles des paramètres de la source ou de l'atténuation que nous avons été amenés à calculer au cours de la discussion suivante.

a) Rapport spectral moyen.

Le rapport spectral moyen à basse fréquence exprime la variation moyenne du moment sismique plus qu'une variation de l'atténuation; en effet, l'ordre de grandeur de $\overline{G_{LFm}}$ impliquerait une variation minimale de l'atténuation de l'ordre de 20% -ce qui provoquerait une variation importante en fréquence- ou une variation de 100% en considérant $\alpha = 1$ et $\Delta \alpha = 0$, valeurs pour lesquelles le rapport spectral ne dépend plus de la fréquence. Cette variation de 100% serait positive ou négative suivant le doublet, pour la même période. L'origine de cette variation du moment sismique peut être soit un changement de taille de la source, soit une variation du déplacement moyen sur le plan de faille; elle sera discutée pour chaque doublet.

Les valeurs du rapport spectral moyen à basse fréquence calculées (Tableau 9) montrent que les variations moyennes de moment sismique sont inférieures à 1,5 pour les dix doublets temporels étudiés, alors que dans 4 cas sur 5 elles étaient supérieures à cette valeur pour les doublets spatiaux. Nous pouvons donc interpréter ceci comme une variation moins forte du déplacement moyen -et donc de la chute de contrainte- ainsi que de la taille de la source pour les doublets temporels que pour les doublets spatiaux. Cependant, nous ne pouvons en toute rigueur écarter l'hypothèse d'une sélection originale des données plus stricte pour les doublets temporels que pour les doublets

spatiaux.

b) Fluctuations des rapports spectraux moyens.

Bien que les moments sismiques soient plus semblables et leurs centroïdes plus proches pour les doublets temporels que pour les doublets spatiaux, la valeur moyenne des écarts $r = M_{IG} - m$ - qui représentent le logarithme moyen des rapports spectraux corrigé de la variation de moment sismique - est deux fois plus importante pour les doublets temporels que pour les doublets spatiaux (Tableau 6). Les causes de cette dispersion plus forte peuvent être attribuées à:

- un mauvais report et donc une mauvaise correction des changements de gain des stations. Ils peuvent être responsables de certaines valeurs extrêmes; cependant les variations entre stations voisines sont généralement inférieures au logarithme népérien de 2 (0,69). Des changements de gain mal notés ne peuvent donc expliquer l'ensemble des variations observées.

- Un changement de la réponse des stations pourrait expliquer ces fluctuations, d'autant plus que l'étude de la calibration a montré des rapports spectraux moyens de l'ordre de 1,5 pour certains tests. Ceci pourrait expliquer le caractère aléatoire de la répartition géographique des fluctuations r et de la distribution de leurs amplitudes. Par contre elles ne peuvent expliquer certaines variations plus régulières telles que l'organisation azimutale du logarithme moyen ou des pentes du rapport spectral.

- Une variation de l'atténuation ne peut rendre compte de l'ordre de grandeur (0,05-0,5) de l'ensemble des variations observées dans cette bande de fréquence. Une valeur de r de 0,25 pour la bande de fréquence 3-8 Hz correspondrait à une variation moyenne de l'atténuation pour tout le rai d'au moins 30%, en considérant un temps de parcours $t = 5$ secondes et un facteur de qualité $Q = 100$

indépendant de la fréquence.

L'organisation azimutale du logarithme moyen du rapport spectral M_{IG} pour les doublets A712 et A713 est à rapprocher de l'organisation azimutale des pentes du logarithme du rapport spectral, auxquelles il est inversement corrélé. Ce fait, peut être expliqué par les décalages fréquentiels observés pour les doublets A712 et A713; en effet, le signe du logarithme du rapport spectral à basse fréquence est opposé à celui de la pente.

c) Variations fréquentielles des rapports spectraux.

1) Doublets A712 et A713.

L'organisation azimutale des pentes a_p , leur ordre de grandeur, les décalages fréquentiels observés incitent à rapprocher l'ensemble de ces variations avec celles déjà mises en évidence pour des doublets spatiaux. L'étude de ces derniers a montré qu'un changement de l'ordre de 10% de la position des hypocentres par rapport aux plans de failles permettait de rendre compte de l'organisation et de l'ordre de grandeur de cette variation des rapports spectraux.

Par contre, il faudrait envisager un changement de l'atténuation de l'ordre de 30% pour rendre compte de ces variations; d'autre part ce changement d'atténuation devrait être anisotrope pour expliquer l'organisation azimutale des pentes observées, ce qui paraît plus improbable, d'autant plus que la variation azimutale du doublet S4 est opposée à celle des doublets A712 et A713, pour la même période.

Les pentes des rapports spectraux (Annexe VI) montrent que le changement de dimension de la source, s'il existe, est

faible pour ces deux doublets; on peut donc attribuer la variation de moment sismique à une variation de déplacement moyen de 15% pour A712 et A713.

2) Doublet A657.

Le doublet A657 montre à la fois une variation azimutale des pentes a_p et une variation avec la distance de M_{IG} ; cela est interprété comme un changement de position des hypocentres à composante verticale, plutôt que par un changement de l'atténuation, qui devrait être à la fois positif au Nord et négatif au Sud du doublet du point de vue des variations azimutales, et positif partout du point de vue des variations avec la distance. La mauvaise répartition azimutale des stations ne permet pas un calcul correct du rapport spectral moyen et donc de la variation du moment sismique.

3) Doublet S4.

Les pentes a_p du rapport spectral du doublet S4 peuvent être interprétées comme résultant d'une variation moyenne négative de l'atténuation de l'ordre de 20% sur tout le rai. D'une part, cette valeur, qui constitue une borne inférieure de la variation de l'atténuation, paraît exagérément forte; d'autre part, cette variation serait indépendante de celle des doublets A712 et A713. Par contre, le doublet S4 montre des variations assez comparables au doublet spatial S5: il présente des pentes a_p de même signe quel que soit l'azimut, avec une organisation azimutale secondaire mais observable. Ceci peut être interprété en terme de source comme étant dû à un changement de taille de la source de l'ordre de 20%, et un changement de position de l'hypocentre de l'ordre de 10% de la taille de la source (soit une dizaine de mètres). Ce changement de taille de la source est compatible avec la

variation de moment sismique, mais ne permet pas de l'expliquer complètement. Il faut également envisager une variation de l'ordre de 15% du déplacement moyen pour rendre compte de cette variation du moment sismique. 4) Doublets A723, A867 et S7.

Les doublets A723, A867 et S7 ne présentent que de faibles variations fréquentielles, tout en ayant des rapports spectraux moyens de l'ordre de 0,8 (Tableau 9). Ceci indique que les sources sont géométriquement très semblables -hypocentres très proches, tailles identiques-, mais qu'il existe entre les deux événements de chacun des doublets une variation de l'ordre de 20% du déplacement moyen sur le plan de faille. La grande similarité des sources des doublets A723, A867 et S7 est à rapprocher de la proximité particulière des centroïdes des moments ($d = 13m$, $d = 4m$ et $d = 12m$ respectivement); on peut considérer que dans ce cas les sources se recouvrent à près de 90%. La position des hypocentres par rapport à chacun des plans de faille étant très semblable, ceux-ci sont donc également très voisins dans un repère absolu, indépendamment des plans de faille: pour ces doublets, l'initiation de la rupture s'est effectuée pratiquement à partir du même point du plan de faille.

Ces doublets pour lesquels l'effet de la source est minimal, montrent également que les variations d'atténuation dans la période sont extrêmement faibles, ou inobservables à l'aide d'une méthode basée sur le calcul du rapport spectral. Il est remarquable que les doublets A712 et A867 étant localisés dans la zone de rupture du séisme de Coyote Lake, et recouvrant des périodes semblables avant et après celui-ci, montrent des variations tout à fait différentes, pour la même région. En particulier, l'analyse du doublet A867 vient renforcer le point de vue que la variation du rapport spectral pour les doublets A712 et A713 n'est pas due à une variation de

l'atténuation moyenne dans la période, mais plutôt à une variation de la source. Ce fait est particulièrement significatif, puisque le doublet A712 est localisé dans la région hypocentrale même du séisme de Coyote Lake, c'est-à-dire à l'endroit où les variations attendues devraient être les plus importantes.

5) Doublets A4 et A634.

La répartition azimutale des stations des doublets A4 et A634 n'est pas suffisamment bonne pour permettre un calcul significatif du rapport spectral moyen à basse fréquence $\overline{G_{LFm}}$ pour l'ensemble des stations, et un calcul des pentes a_p dont on puisse déduire un renseignement sur d'éventuels changements des paramètres de la source.

6) Doublet C2.

Le doublet C2 montre des variations particulièrement délicates à interpréter: il présente dans le même azimut des pentes a_p positives ou négatives, c'est-à-dire pour un azimut donné, une dispersion plus importante que celle qui a été observée jusque là. Cependant, le diagramme azimutal (Fig. 11) et la représentation en carte (Fig. 12) peuvent être interprétés comme une distribution azimutale perturbée, les stations anormales étant alors blrv, bsbv et surtout bmhv, qui montre une pente a_p nettement négative, alors que les stations voisines, au Sud du doublet, ont des pentes positives. Au Nord du doublet, c'est la station jalv qui apparaît être anormale.

Un examen plus poussé des variations fréquentielles des stations jalv et bmhv révèle des pentes différentes à haute et basse fréquence pour ces stations. La station bmhv montre une variation principale négative à basse fréquence, ainsi que d'une variation secondaire positive entre 12 et 16 Hz; la station jalv présente une variation

principale positive à haute fréquence et secondaire négative entre 9 et 13 Hz. Dans les deux cas, ce sont les rapports spectraux basse fréquence et haute fréquence qui sont les plus élevés, le rapport spectral étant plus faible autour de 12 Hz. La même remarque peut être faite pour la station hcbv, voire même pour la station jhlv dans la bande de fréquence 13-16 Hz. Ces changements de pentes interviennent dans des bandes de fréquence suffisamment énergétiques.

Dans tous les cas, c'est le premier événement qui est appauvri en énergie dans cette bande de fréquence. Cette remarque est difficile à confirmer à l'aide d'autres doublets; en particulier, les doublets A867 et A723, qui sont affectés par un effet de source minimal, ne présentent pas de semblables variations du rapport spectral.

Une variation de l'atténuation peut expliquer cet appauvrissement dans cette bande de fréquence. Une première hypothèse peut être une variation d'atténuation dans une tranche de croûte verticale (la zone de faille, par exemple) ou horizontale d'épaisseur équivalente à la longueur d'onde $\lambda = 500$ m ($v_p = 5$ km/s), à travers laquelle l'énergie se serait propagée pour que cette bande de fréquence soit ainsi affectée.

Une seconde hypothèse peut être la superposition d'une variation de l'atténuation, prépondérante à basse fréquence, et d'une variation due à la source, prépondérante à haute fréquence.

Dans les deux cas, l'atténuation aurait été plus importante à l'époque du premier événement, qui précède le séisme de Coyote Lake que lors du second, qui lui est postérieur.

d) Rapport a_p/a_s

Nous avons vu au Chapitre II que dans le cas d'un

changement, dans la géométrie de la source ou la position des hypocentres relativement au plan de faille, $a_p = a_s$, et que si l'atténuation de la zone focale provoquait les variations du rapport spectral, $a_p \approx 1/4a_s$. Au contraire nous observons pour certains doublets temporels $a_p > a_s$. Si l'on admet qu'une variation temporelle de l'atténuation provoque les variations du rapport spectral, la pente prend pour les ondes P ou S la valeur $\pi\Delta Q^{-1}t$, où ΔQ^{-1} est la variation de l'atténuation et t le temps de parcours des ondes P ou S . Donc

$$\frac{a_p}{a_s} = \frac{\Delta Q_p^{-1} v_s}{\Delta Q_s^{-1} v_p}$$

où

ΔQ_p^{-1} , ΔQ_s^{-1} sont les variations de l'atténuation pour les ondes P et S

v_p , v_s sont les vitesses des ondes P et S .

$a_p > a_s$ signifie donc $\Delta Q_p^{-1} > \frac{v_p}{v_s} \Delta Q_s^{-1}$, c'est-à-dire que la variation de l'atténuation des P devrait être près de deux fois supérieure à celle des S .

Cette hypothèse n'est pas la seule qui permette d'expliquer le rapport $\frac{a_p}{a_s}$. Nous avons vu pour les doublets spatiaux que lorsque la directivité des sources n'était pas la même pour les deux événements, la pente du rapport spectral diminuait dans la coda et pouvait prendre des valeurs opposées à celles des premières arrivées. Une contamination des S premières arrivées par la coda des P peut donc provoquer des pentes a_s inférieures aux pentes a_p , et en particulier des pentes a_s de signe opposé aux pentes a_p .

IV-3.3 Conclusion: rapports spectraux pour les premières arrivées.

Nous avons vu au chapitre précédent que les sources des deux événements constituant un doublet spatial ne se recouvrent que faiblement; le deuxième événement a donc lieu aux frontières de la zone de rupture du premier, ce qui incite à penser que les contraintes relâchées sur le plan de faille du premier événement sont reportées sur les barrières de son périmètre.

C'est un schéma assez différent que l'on peut concevoir pour les sources des doublets temporels; celles-ci se recouvrent largement, ce qui montre que les contraintes sont remontées, pendant le laps de temps écoulé entre les deux séismes, à un niveau permettant la rupture sur à peu près le même plan de faille. Ceci est confirmé par le fait qu'en moyenne, les variations de moment sismique entre les deux événements d'un doublet temporel sont plus faibles qu'entre les deux événements d'un doublet spatial.

Les doublets ne sont naturellement pas constitués uniquement de doublets typiquement "spatiaux" ou "temporels". Il peut probablement exister tous les intermédiaires, comme par exemple les doublets A4, A634 et A657, qui sont séparés par un laps de temps de un à cinq mois, et dont les sources sont distantes d'environ 30 mètres.

Certains doublets temporels particulièrement proches ne montrent que des variations fréquentielles extrêmement ténues; cela signifie que d'une part la taille de la source est la même pour les deux événements et que d'autre part ils présentent un hypocentre commun sur le même plan de faille. Le mécanisme de la rupture est alors identique pour les deux événements; ces derniers peuvent être considérés comme parfaitement répétables. Ceci tend à montrer que l'initiation de la rupture n'est pas un phénomène aléatoire pour un plan de faille donné; on peut émettre

l'hypothèse que l'hypocentre est alors une caractéristique de ce plan de faille. La variation de moment sismique de ces doublets sans variations fréquentielles est entièrement explicable par une variation du déplacement moyen sur le plan de faille, sans variation de la taille de la source; on voit que si les lois d'échelles sont vérifiées pour une grande plage de magnitude, elles admettent également une dispersion prépondérante dans le détail.

D'autre part, d'autres doublets temporels et notamment A712 et A713, qui sont parmi les plus éloignés présentent des variations fréquentielles importantes et montrent une organisation azimutale de ces dernières. Chaque événement constituant ces doublets ont probablement été initiés, comme nous l'avons vu pour les doublets spatiaux, à partir d'hypocentres aux positions différentes par rapport aux limites de la surface de rupture.

L'ordre de grandeur de ces variations de la source est au moins égal à celui d'une variation de l'atténuation moyenne indépendante de la fréquence de 10% dans la croûte supérieure de la région. Cette méthode ne peut donc constituer une technique de mesure de variations faibles de l'atténuation. Cependant, l'existence de doublets qui ne montrent aucune variation du rapport spectral, c'est-à-dire simultanément aucune variation de la source et de l'atténuation, ainsi que l'incohérence de l'ensemble des variations mesurées d'un doublet à l'autre pour la même période, permettent de penser qu'il n'y a eu aucune variation importante de l'atténuation moyenne avant le séisme de Coyote Lake, comme dans la période qui l'a suivi. Une variation de l'atténuation n'a pu être que locale et indépendante du séisme de Coyote Lake.

Tableau 9: Tableau récapitulatif des variations observées, et des variations des paramètres de la source ou du milieu calculées (voir texte).

\bar{G}_{LFm} : rapport spectral moyen; $\frac{\Delta M}{M}$: variation relative du moment sismique;

a_p : pente du logarithme du rapport spectral pour les ondes P; $\frac{\Delta Q_0}{Q_0}$: variation relative du facteur de qualité, celui-ci étant pris égal à 100 et indépendant de la fréquence;

$\frac{|\Delta l|}{l}$: variation relative de position de l'hypocentre;

$\frac{\Delta L}{L}$: variation relative de taille de la source; $\frac{\Delta D}{D}$: variation relative du déplacement moyen sur la faille.

Doublet	\bar{G}_{LFm}	$\frac{\Delta M}{M}$	a_p	$\frac{\Delta Q_0}{Q_0}$	$\frac{ \Delta l }{l}$	$\frac{\Delta L}{L}$	$\frac{\Delta D}{D}$
A712	1,18	-20%	$\pm 2,5 \cdot 10^{-2}$	$\pm 15\%$ N/S	20%	>-5%	~-15%
A713	1,07	-10%	$\pm 2,5 \cdot 10^{-2}$	$\pm 15\%$ N/S	20%	>-5%	~-15%
A657	0,79	(?)	$\pm 10^{-2}$	$\pm 5\%$ S/N	10%	(?)	(?)
S4	1,35	-35%	$-1/-5 \cdot 10^{-2}$	+5%N/+30%S	10%	-20%	-15%
A723	0,89	10%	$\pm 10^{-3}$	$\pm 1\%$	1%	1%	10%
A867	0,76	25%	$\pm 10^{-3}$	1%	1%	1%	25%
S7	0,71	30%	$\pm 5 \cdot 10^{-3}$	$\pm 5\%$	5%	5%	25%
C2	0,86	15%	$\pm 10^{-2}$	$\pm 5\%$	10%	<5%	15%
A634	0,74	(?)	$2,5 \cdot 10^{-2}$	-15%	(?)	(?)	(?)
A4	0,66	(?)	$5 \cdot 10^{-2}$	-30%	(?)	(?)	(?)

IV-4 RAPPORTS SPECTRAUX DANS LA CODA.

IV-4.1 Introduction

Les ondes de la coda des petits séismes sont généralement interprétées comme des ondes diffractées par les hétérogénéités de la croûte (Aki, 1969; Aki et Chouet, 1975; Rautian et Khalturin, 1978; Aki, 1980; Sato, 1984; voir Herraiz et Espinosa, 1986, pour une revue). A partir de l'observation suivant laquelle les différences présentes dans les spectres des premières arrivées disparaissent progressivement dans la coda, l'hypothèse est faite que la décroissance de la coda est indépendante de la source.

Dans l'idée d'évaluer d'éventuelles modifications de la croûte terrestre, nous avons l'objectif initial de développer une méthode simple permettant la mesure de variations d'atténuation dans la coda de doublets temporels. Cette technique aurait *a priori* l'avantage de s'affranchir à la fois de l'effet de la source, et des variations spatiales parasites des variations temporelles. Elle s'appuie sur la relation (1), en supposant les réponses instrumentales identiques pour les deux événements étudiés, et l'atténuation indépendante de la fréquence:

$$\ln G(f,t) = \pi \Delta Q^{-1} f t + \ln \frac{A_{s1}}{A_{s2}}$$

On suppose également dans ce cas que les variations fréquentielles du rapport spectral causées par la source sont faibles en regard de celles dues à la variation de l'atténuation. Ce modèle prévoit une variation du rapport spectral avec le temps et la fréquence présentée Figure 15. On voit qu'il est alors simple de déduire ΔQ^{-1} par ajustement aux moindres carrés de $\ln G(f,t)$ à un modèle $at + b$ où a et b sont des constantes (Annexe III).

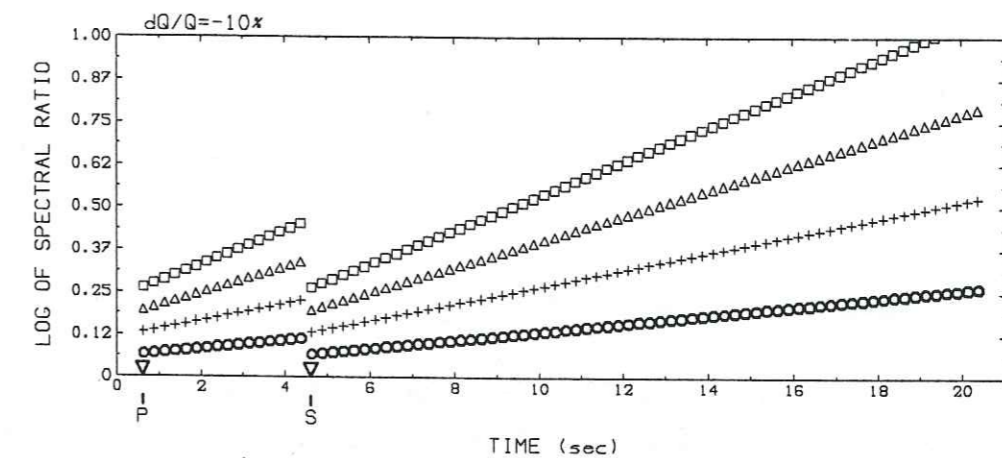


Figure 15: Variation attendue du logarithme du rapport spectral pour une variation de l'atténuation moyenne de 10%. Le logarithme du rapport spectral est calculé par bandes de fréquence (o: 2-6 Hz; +: 6-10 Hz; Δ : 10-14 Hz; \square : 14-18 Hz), à l'aide d'une fenêtre mobile se déplaçant le long du sismogramme.

Cependant, la première étape reste l'analyse des variations du rapport spectral dans la coda. La technique de fenêtre mobile utilisée nous permet d'exprimer le logarithme du rapport spectral en fonction du temps et de la fréquence. Nous avons choisi de représenter les variations fréquentielles par bandes de fréquence (2-6 Hz, 6-10 Hz, 10-14 Hz, 14-18 Hz); dans chaque bande de fréquence nous calculons la moyenne pondérée des logarithmes du rapport spectral, le poids utilisé étant:

$$w(k) = 0 \text{ si } 0 \leq C(k) < 0,90$$

$$w(k) = \frac{1 - C^2(k)}{C^2(k)} \text{ si } 0,90 \leq C(k) < 1$$

où k représente les fréquences échantillonnées.

Cette étape mettra en évidence la complexité de ces variations; dans l'interprétation qui fera suite, nous

serons amenés, dans un but de simplification, à mettre en avant certains cas qui semblent caractéristiques. Nous concluerons sur l'origine de ces variations du rapport spectral, la faisabilité de la méthode envisagée, et les limites inhérentes à notre étude.

IV-4.2 Résultats

L'ensemble des résultats (Annexe VII) montre que le rapport spectral est beaucoup plus stable dans la bande basse fréquence centrée autour de 4 Hz que pour les bandes centrées sur les fréquences plus élevées. Il ne montre qu'exceptionnellement de fortes variations pendant un laps de temps significatif dans cette bande de fréquence, et contraste avec les fluctuations plus importantes à haute fréquence. Les variations de niveau moyen d'une station à l'autre sont bien visibles et confirment les remarques faites pour les premières arrivées.

Bien que le nombre d'observations soit relativement important (188 stations étudiées), il apparaît peu de variations systématiques du rapport spectral permettant de caractériser à coup sûr un type de variation. Cependant, certaines variations particulières peuvent être mises en avant, dans la mesure où l'estimation du rapport spectral que nous avons produite est suffisamment précise, même dans la coda où les densités spectrales d'énergie sont faibles. Le Tableau 10, en fin de paragraphe, récapitule les variations remarquables que nous avons pu dégager.

a) Doublets A712, A713 et A723.

Les doublets A712, A713 et A723, qui constituent un

triplet, permettent d'illustrer la précision et la fidélité de la mesure; en effet (Fig. 17), la comparaison des doublets A712 et A713 nous amène à mettre en évidence la ressemblance stricte qui existe, pour chaque station, entre les rapports spectraux des deux doublets, parfois à haute fréquence (notamment pour les stations hcbv, horv, hprv, jecv, calv, hfpv, cscv, cmhv). Ceci montre d'une part la stabilité du calcul, et d'autre part qu'elles ne peuvent être dues au bruit aléatoire et non stationnaire qui pourrait exister sur les enregistrements des événements 2 et 3 du triplet. Nous nous référerons généralement à la cohérence, utilisée pour pondérer le calcul des rapports spectraux moyens par bande de fréquence, pour illustrer le niveau du rapport signal sur bruit.

Les observations effectuées montrent pour ces deux doublets une grande diversité. Les stations hcbv, hprv, hfpv, cmhv, ccov, cscv, jtgv montrent une diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral, parfois même une inversion du signe de cette pente. Enfin les stations jssv et hkrv montrent pour les deux doublets des variations du rapport spectral à basse fréquence.

L'évolution des rapports spectraux de la station hcbv pour les doublets A712 et A713 est particulièrement intéressante à observer. Les rapports spectraux montrent une pente positive dans les premières arrivées *P* (Fig. 18); les autospectres montrent que le niveau haute fréquence (13-16 Hz) du premier événement est supérieur à celui du deuxième événement. La cohérence dans cette bande de fréquence est supérieure à 0,95 (et vaut 0,98-0,99 pour la bande 13-15 Hz); le rapport signal sur bruit est donc suffisamment élevé en première arrivée pour les deux doublets pour que nous ne puissions attribuer le niveau relativement important des hautes fréquences du premier événement au bruit.

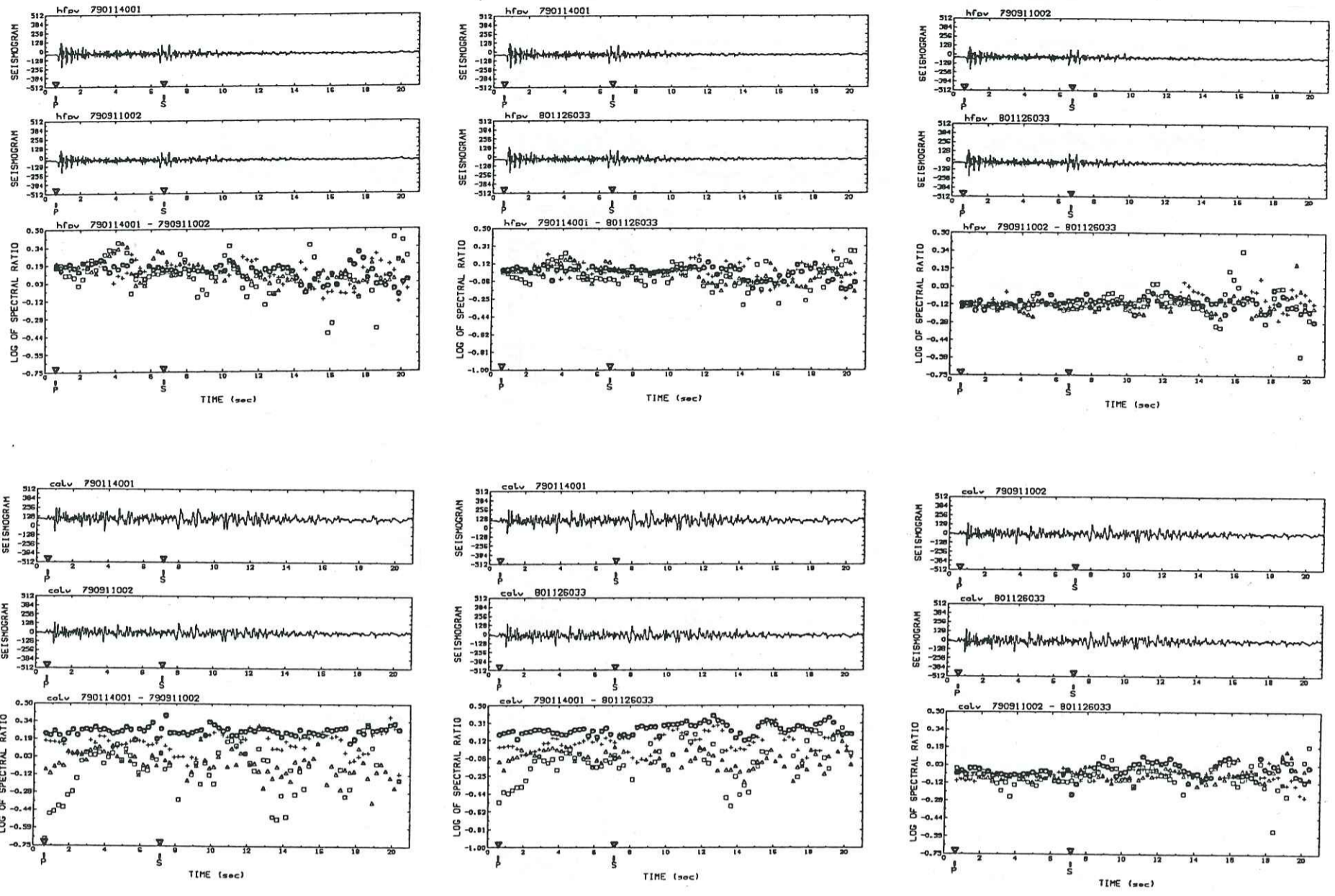


Figure 17 (Suite).

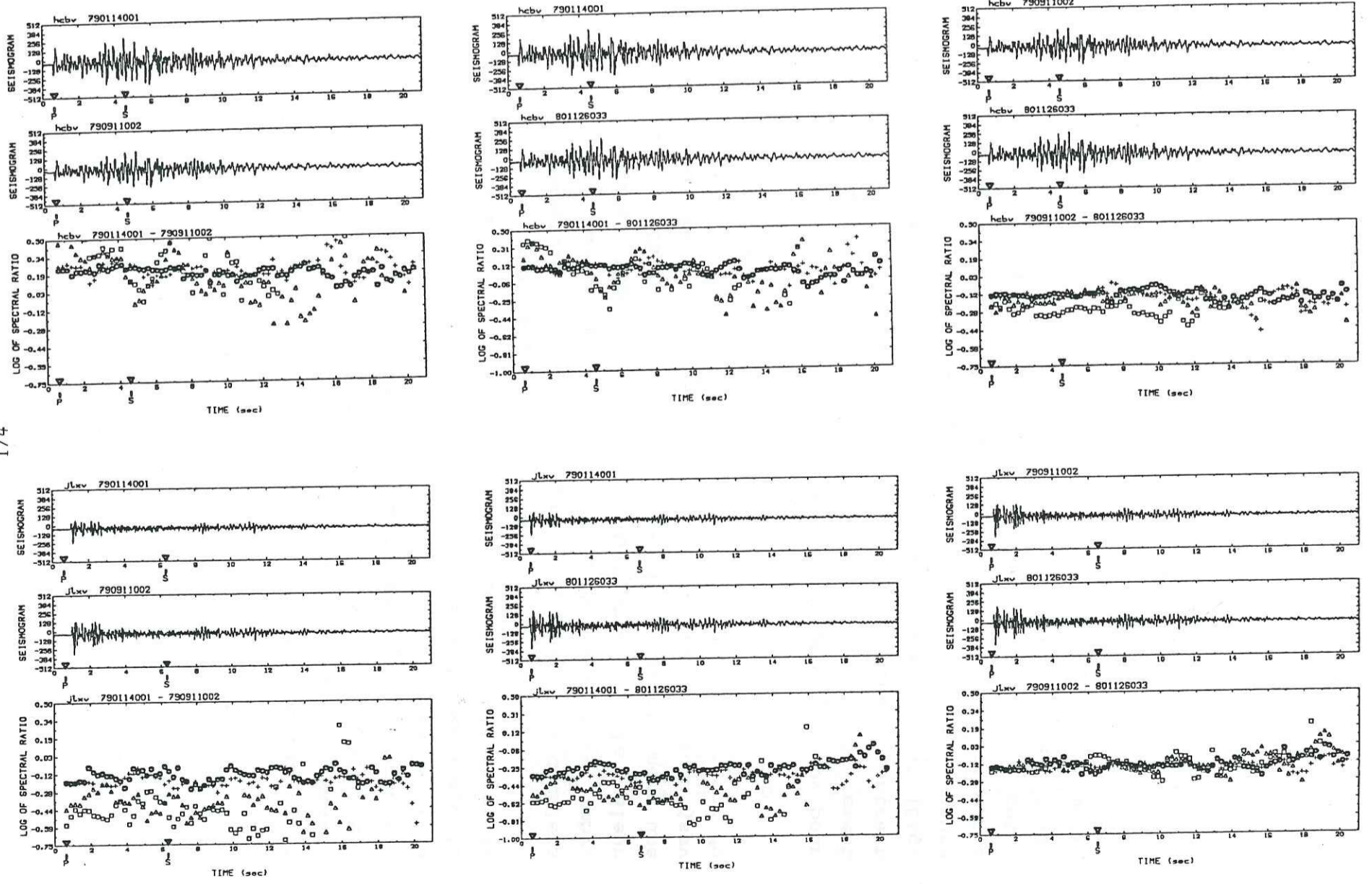


Figure 17: Logarithme du rapport spectral calculé par bandes de fréquence pour le triplet a7.

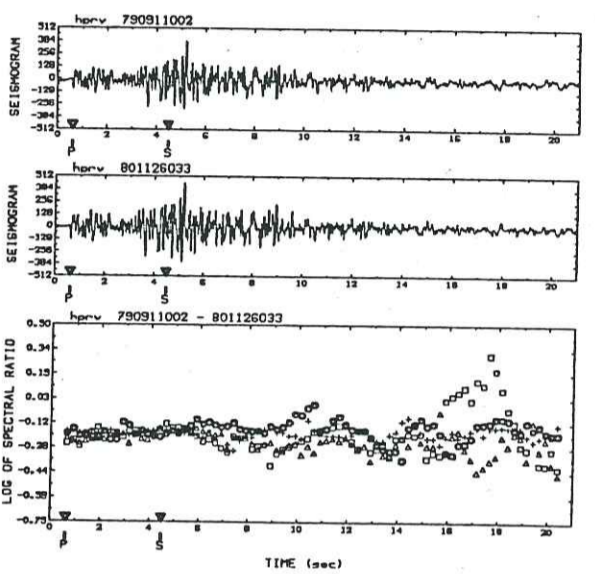
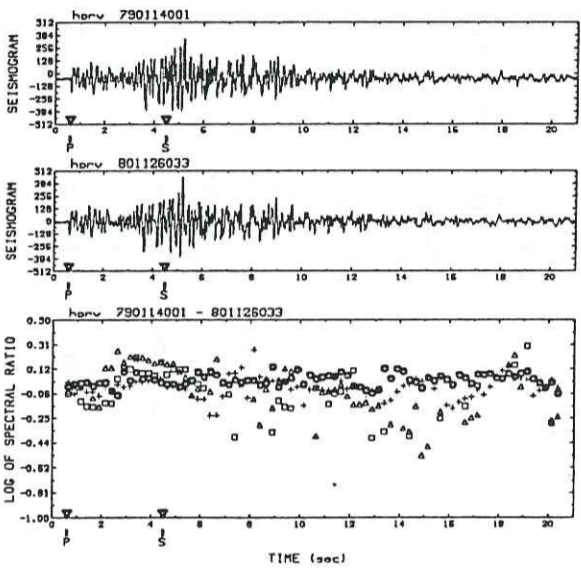
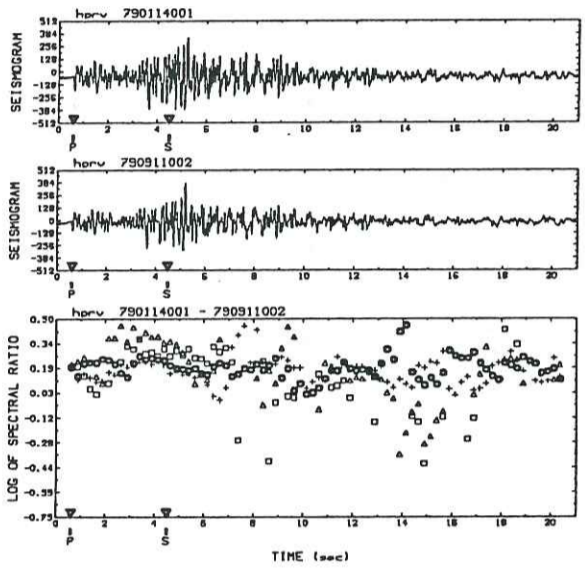
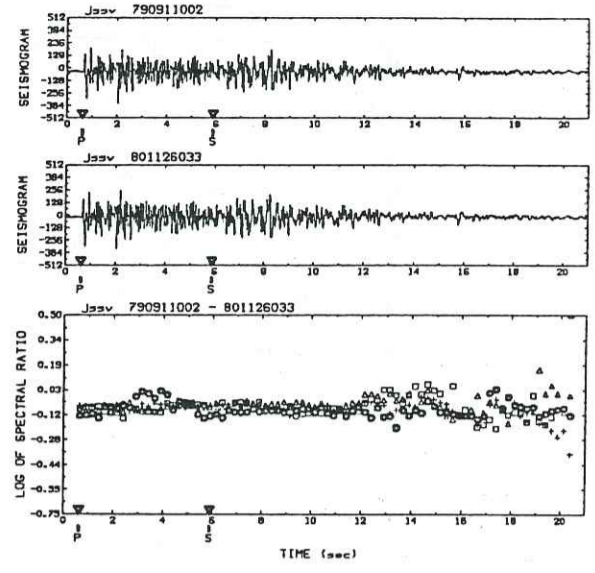
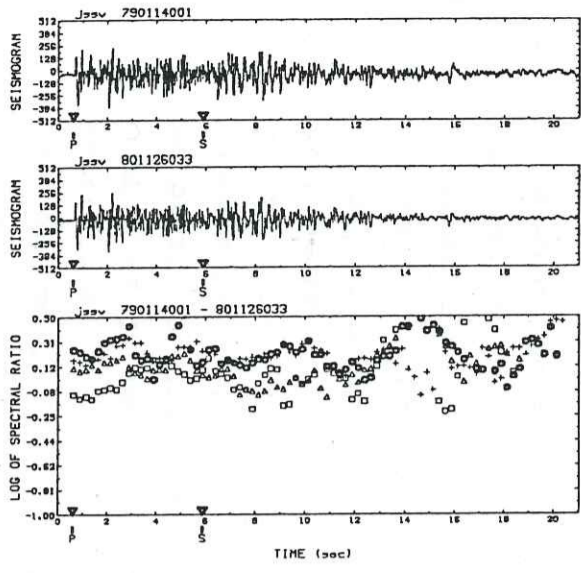
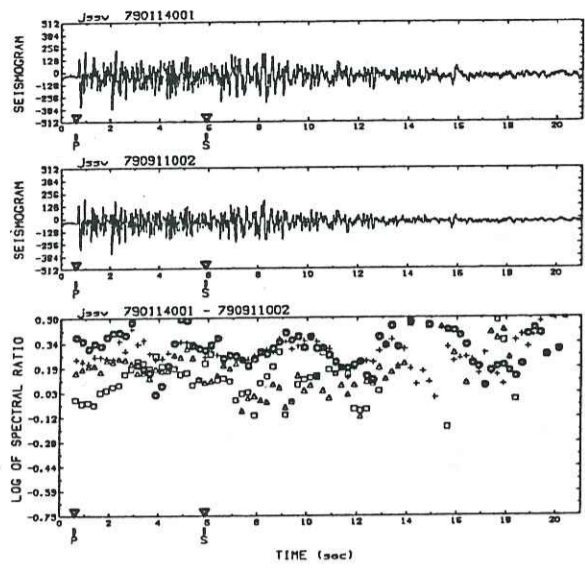


Figure 17 (Suite).

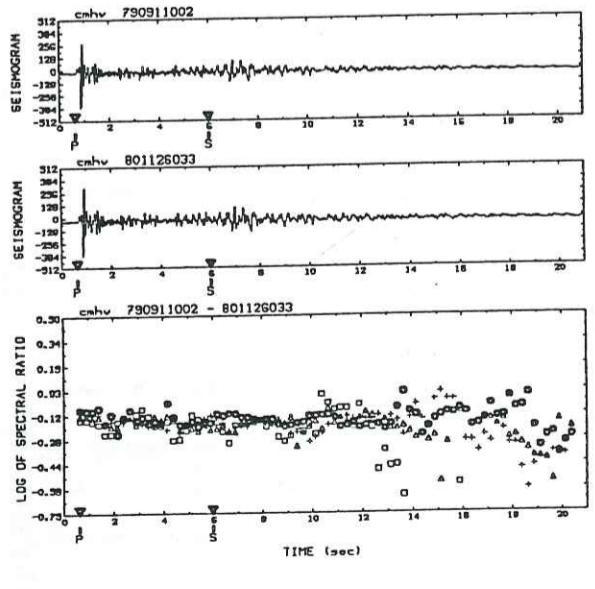
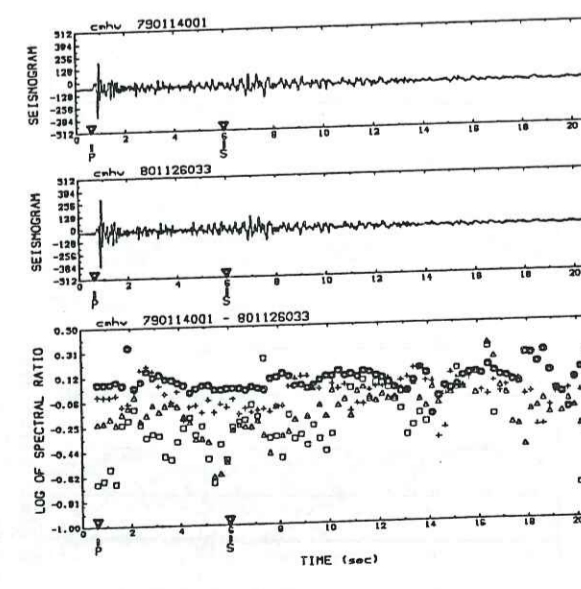
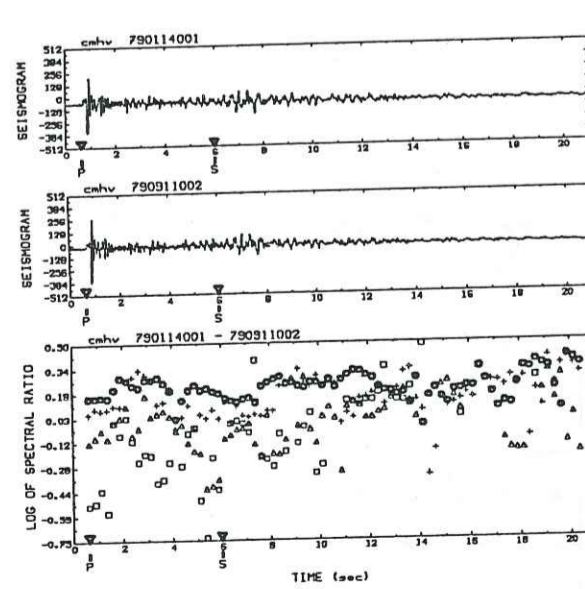
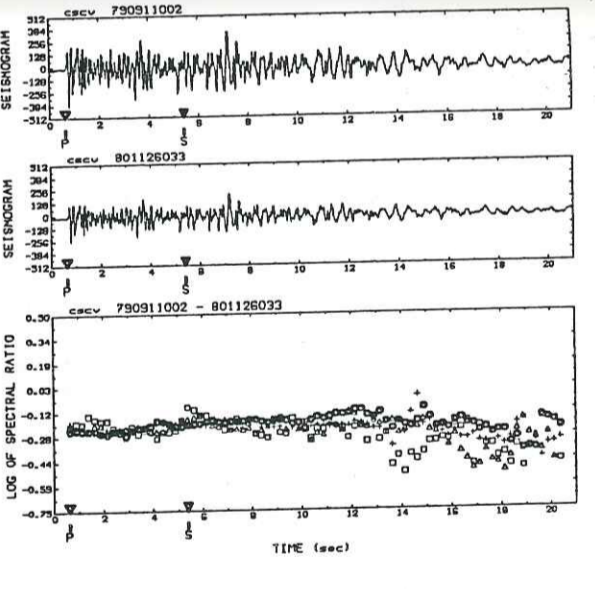
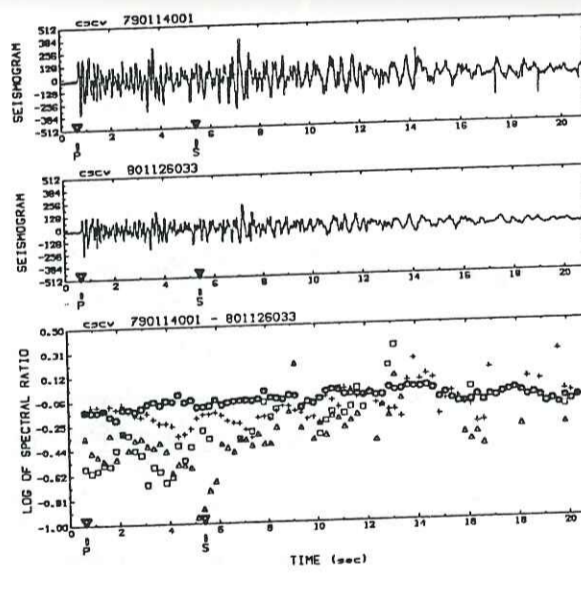
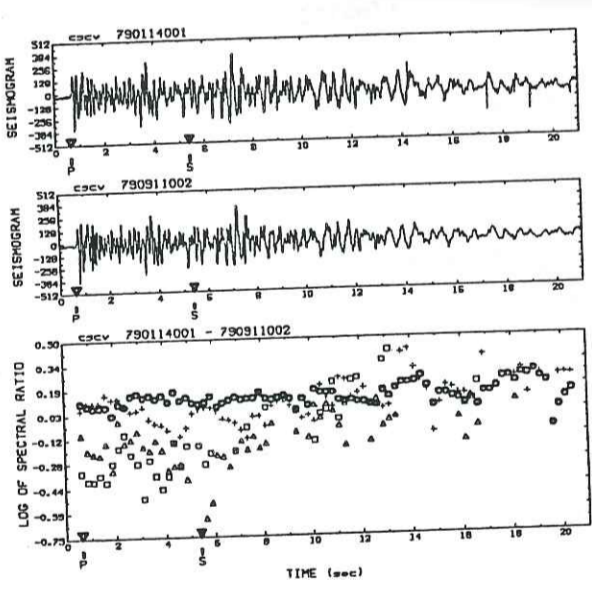


Figure 17 (Suite).

Par la suite (Fig. 17), la pente du rapport spectral de la station hcbv décroît dans la coda des ondes *P* jusqu'à devenir négative. Négative dans les ondes *S* premières arrivées, elle devient rapidement positive; enfin, celle-ci est négative dans la coda des ondes *S*. Cette évolution existe de façon identique pour les deux doublets A712 et A713.

L'on retrouve dans les autospectres (Fig. 18), les variations du rapport spectral (Fig. 18). Pour la fenêtre numéro 19, centrée sur la cinquième seconde du signal, le niveau haute fréquence (13-16 Hz) du premier événement est devenu inférieur à celui du second événement. La cohérence est ici moins élevée, l'énergie des signaux étant moins importante; cependant elle est tout de même supérieure à 0,90 dans la bande 14-16 Hz. Il est difficile d'attribuer au bruit le niveau haute fréquence plus important pour les événements 2 et 3 du triplet, étant donné la répétition et la superposition stricte des autospectres de ces deux événements.

La 28^{ème} fenêtre centrée sur la septième seconde de signal montre un niveau haute fréquence (11-13 Hz) des autospectres du premier événement supérieur à celui du second. La cohérence est élevée dans cette bande de fréquence, ce qui indique que l'énergie relativement plus importante dans cette bande de fréquence pour le premier événement n'est pas un effet du bruit.

Les autospectres calculés pour la fenêtre numéro 48 (12^{ème} seconde de signal), montrent une diminution relative du contenu spectral à 12 Hz du premier événement par rapport au second. La cohérence dans la bande 10-14 Hz est supérieure ou égale à 0,95 pour les deux doublets. Une telle variation de contenu spectral ne peut donc être expliquée par l'addition d'un bruit aléatoire.

L'analyse détaillée des variations du contenu et du rapport spectral des deux signaux, ainsi que de leur

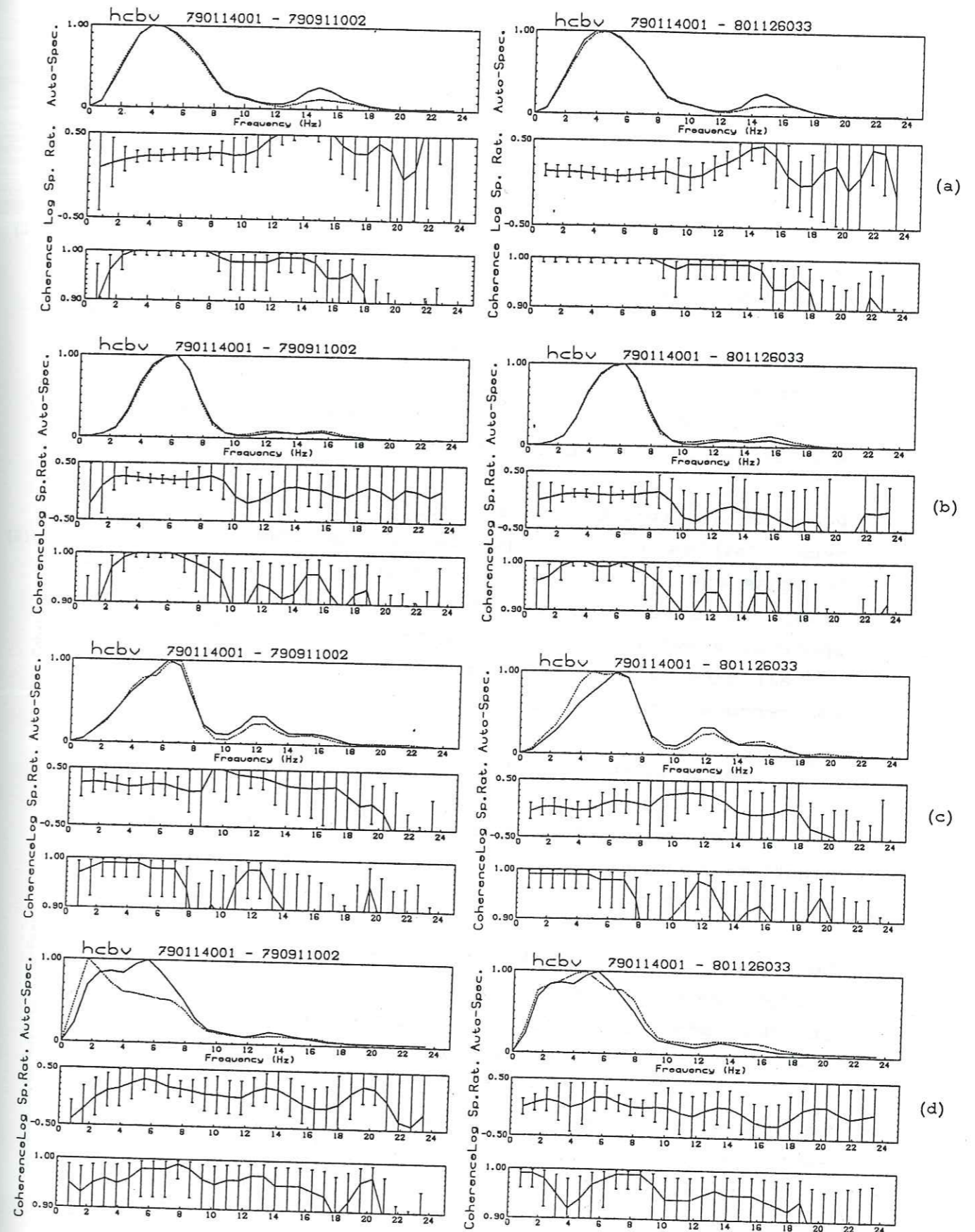


Figure 18: Autospectres, logarithme du rapport spectral et cohérence pour la station hcbv des doublets A712-A713: fenêtres 1 (a), 19 (b), 28 (c), 48 (d).

cohérence permet donc de se rendre compte que celles-ci, bien que complexes, sont significatives.

Les autospectres ont été calculés (Fig. 19a) dans la coda -28^{ème} fenêtre, 7,5 secondes de signal- pour la station ccov; ils montrent un appauvrissement en énergie autour de 6 Hz pour le premier évènement, alors qu'en première arrivée il est plus riche en énergie à 6 Hz que le second. La cohérence est supérieure à 0,97 dans cette bande de fréquence. Ceci confirme bien la diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral dans la coda.

Pour le doublet A723, les variations sont généralement assez faibles dans les parties énergétiques du signal. Quelques variations plus fortes existent cependant dans la coda; la station horv montre par exemple un rapport spectral élevé pour la fenêtre 53 (environ 13 secondes de signal) dans la bande de fréquence 2-6 Hz, pour laquelle la cohérence est supérieure à 0,97 (Fig. 19b).

b) Doublets S4, A867, S7.

Les pentes des rapports spectraux du doublet S4 sont négatives tout au long du sismogramme, comme cela était le cas pour le doublet spatial S5.

Le doublet A867 montre des signaux dans l'ensemble trop peu énergétiques en coda pour pouvoir être utilisés. Lorsque ceux-ci sont suffisamment énergétiques, les variations observées sont faibles, sauf pour la station hphv.

Le doublet S7 présente également très peu de variations, sauf pour la station hsfv qui montre une diminution très nette de la pente du rapport spectral tout au long du sismogramme, alors que celui-ci est particulièrement

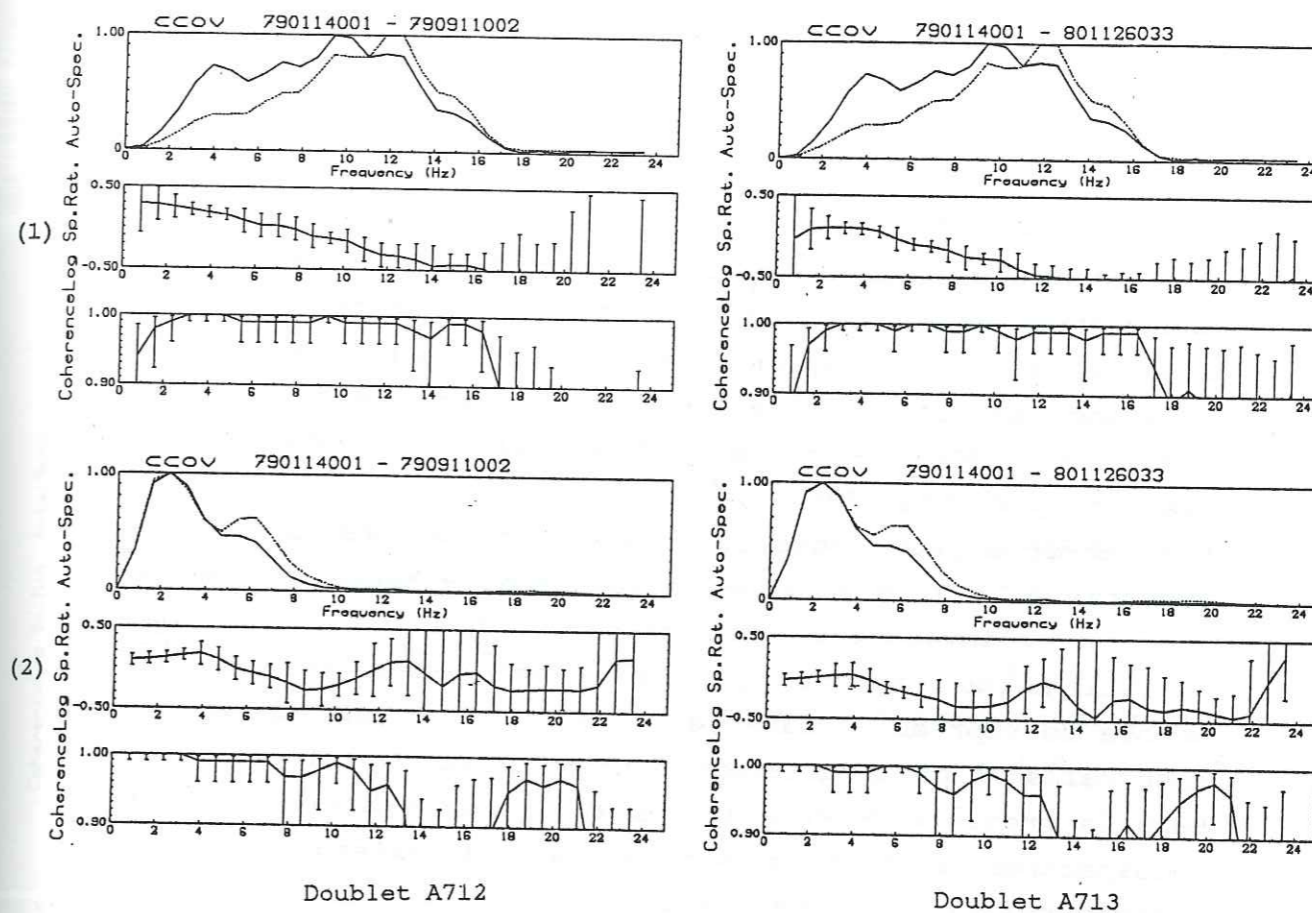


Figure 19a: Autospectres, logarithme du rapport spectral et cohérence pour la station ccov des doublets A712 et A713; fenêtres 1 (1) et 28 (2).

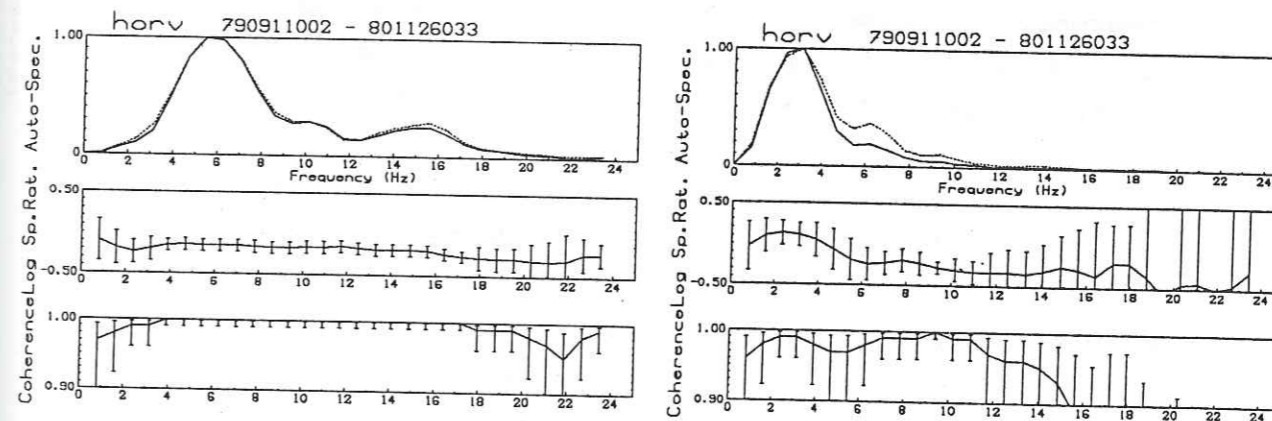


Figure 19b: Autospectres, logarithme du rapport spectral et cohérence pour la station horv du doublet A723; première fenêtre (à droite), fenêtre 53, à gauche.

énergétique.

c) Doublet C2.

Certaines stations (hphv, hcbv, hsfv) du doublet C2 ont des variations du rapport spectral remarquables; toutes trois montrent en effet une variation assez importante du rapport spectral à basse fréquence (autour de 4 Hz) alors que la cohérence est encore supérieure à 0,90 dans cette bande de fréquence. Nous avons étudié en détail le cas de la station hphv (Fig. 20).

L'on observe pour cette station des variations du rapport spectral à la fois à basse fréquence et à haute fréquence, avec des inversions successives. Une évolution des variations du rapport spectral existe dans les *P*, qui semble se reproduire dans les *S*. Les variations du rapport spectral sont particulièrement importantes dans la coda.

Dans la première fenêtre (ondes *P* premières arrivées), les autospectres sont très semblables; il existe un petit déficit relatif à basse fréquence (2-8 Hz) pour le premier événement. La huitième fenêtre (2,5 secondes de signal) montre la figure inverse, c'est-à-dire un petit déficit en énergie du second événement par rapport au premier, dans la même bande de fréquence. Le rapport spectral basse fréquence est plus élevé que dans la première fenêtre. La cohérence est supérieure à 0,97 entre 2 et 12 Hz.

La fenêtre 14 (4 secondes de signal) montre un rapport spectral basse fréquence plus faible; la cohérence est supérieure à 0,92 entre 2 et 6 Hz.

Le rapport spectral moyen entre 2 et 16 Hz augmente brutalement dans la fenêtre 17 (4,75 secondes de signal); le premier événement est relativement plus riche en haute fréquence que le second, alors que dans cette bande de fréquence (9-16 Hz) la cohérence est toujours supérieure à 0,97.

La fenêtre numéro 25 (6,5 secondes de signal) montre

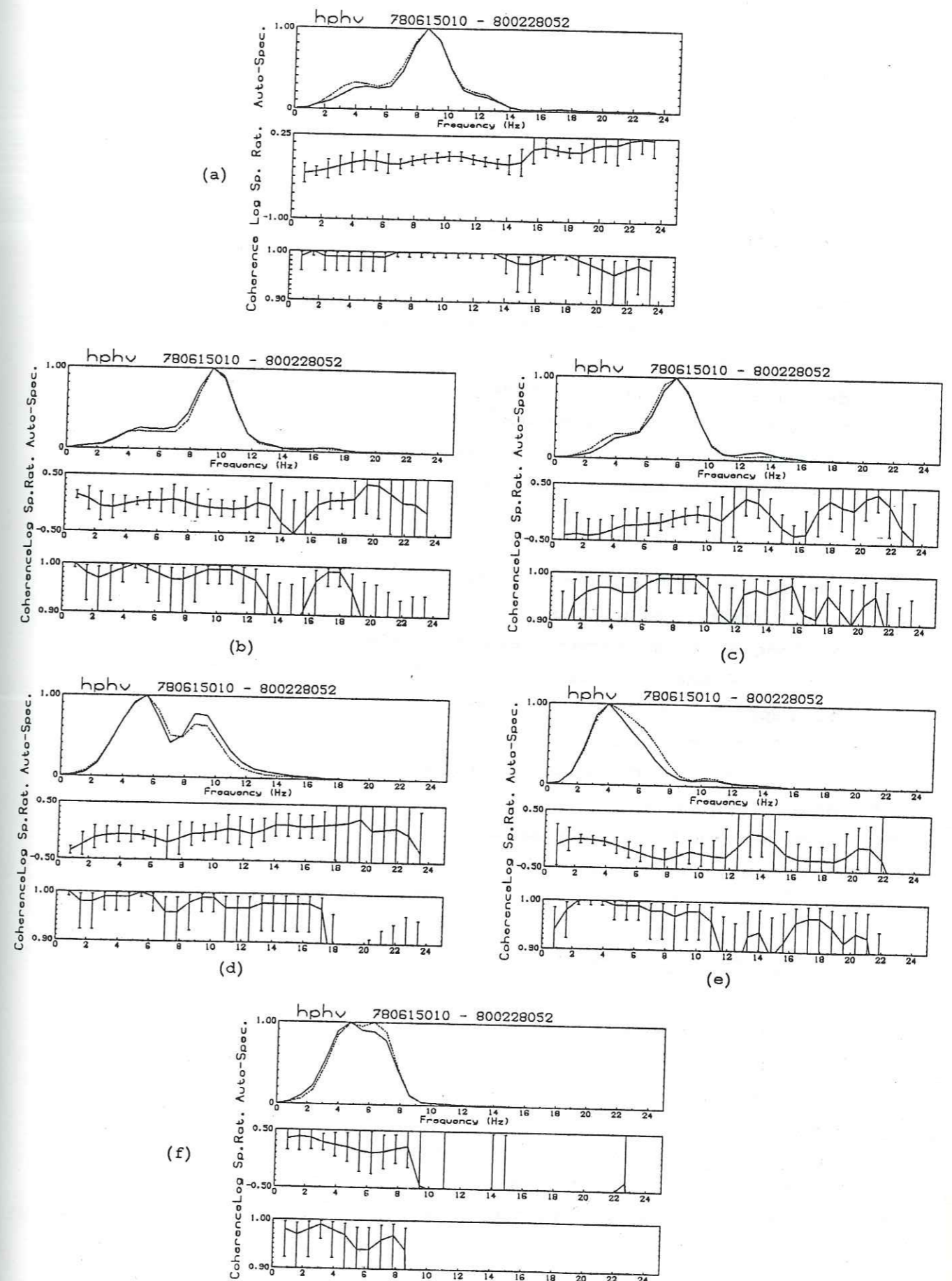


Figure 20: Autospectres, logarithme du rapport spectral et cohérence pour la station hphv du doublet C2: fenêtres 1 (a), 8 (b), 14 (c), 17 (d), 25 (e), 50 (f).

l'inverse, c'est-à-dire que le premier événement est appauvri dans la bande de fréquence 4-12 Hz. Le rapport spectral basse fréquence garde un niveau élevé, surtout dans la bande de fréquence 2-4 Hz, où il est plus élevé que dans la fenêtre 17.

Enfin la fenêtre numéro 50 (13 secondes de signal) montre que le premier événement est encore plus riche que précédemment en basses fréquences par rapport au second et appauvri dans la bande 5-8 Hz. L'énergie est très faible dans les fréquences supérieures.

L'ensemble des changements fréquentiels observés pour la station hphv confirme la nature hautement variable (à l'échelle de nos observations) du contenu spectral d'une partie à l'autre du sismogramme.

Les doublets étudiés nous ont permis de mettre en évidence deux types remarquables de variations fréquentielles tout au long du sismogramme (résumées dans le Tableau 10):

- une diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral et inversion du signe de ces pentes dans certains cas;

- une variation importante du rapport spectral à basse fréquence.

Aucune variation du rapport spectral directement comparable à celle provoquée par le modèle de la variation homogène de l'atténuation n'a été observée.

IV-4.3 Interprétation.

Bien que l'ensemble des variations observées ne permette de mettre en évidence que quelques rares cas remarquables, l'étude détaillée de ceux-ci incite à penser que ces variations ne sont pas le résultat de phénomènes aléatoires. D'autre part, il est peu vraisemblable que ces variations dans la coda puissent être attribuées à une modification de la réponse instrumentale entre le début et

la fin de l'enregistrement. Nous pouvons donc tenter de rechercher les causes physiques de telles variations; nous utiliserons dans cette discussion les deux types de variations qui ont été dégagés lors de notre analyse.

IV-4.3.1 Variations du rapport spectral à basse fréquence.

Nous avons utilisé deux approches pour étudier le rapport spectral à basse fréquence: d'une part une quantification de ses variations, qui permet d'avoir un point de vue global sur sa variation moyenne, et d'autre part une analyse détaillée de certaines stations aux variations particulièrement remarquables et plus riches en enseignements.

Nous avons vu précédemment que notre méthode était théoriquement apte à fournir une estimation correcte d'une variation du rapport spectral dans la coda des doublets de séismes. La Figure 15 montre quelle variation du rapport spectral nous pourrions attendre dans le cas d'une variation de l'atténuation moyenne du milieu entre les deux événements si la source n'induit pas de variations fréquentielles ($\ln G(f,t) = \pi \Delta Q^{-1} ft$). Les résultats que nous avons obtenus (Annexe VII) montrent clairement que nous n'observons jamais une telle variation du rapport spectral; l'ajustement du rapport spectral à un modèle en $e^{\pi \Delta Q^{-1} ft}$ (où ΔQ^{-1} est la variation moyenne de l'atténuation supposée indépendante de la fréquence, f la fréquence, et t le temps de trajet source-récepteur) fournit d'ailleurs une erreur importante (Fig. 21) sur la supposée variation relative de l'atténuation moyenne.

Le rapport spectral étant plus stable à basse fréquence, nous avons mesuré la pente de celui-ci en fonction du temps. En supposant que celle-ci soit entièrement due à une variation de l'atténuation moyenne entre les deux événements, nous en avons déduit la valeur de cette

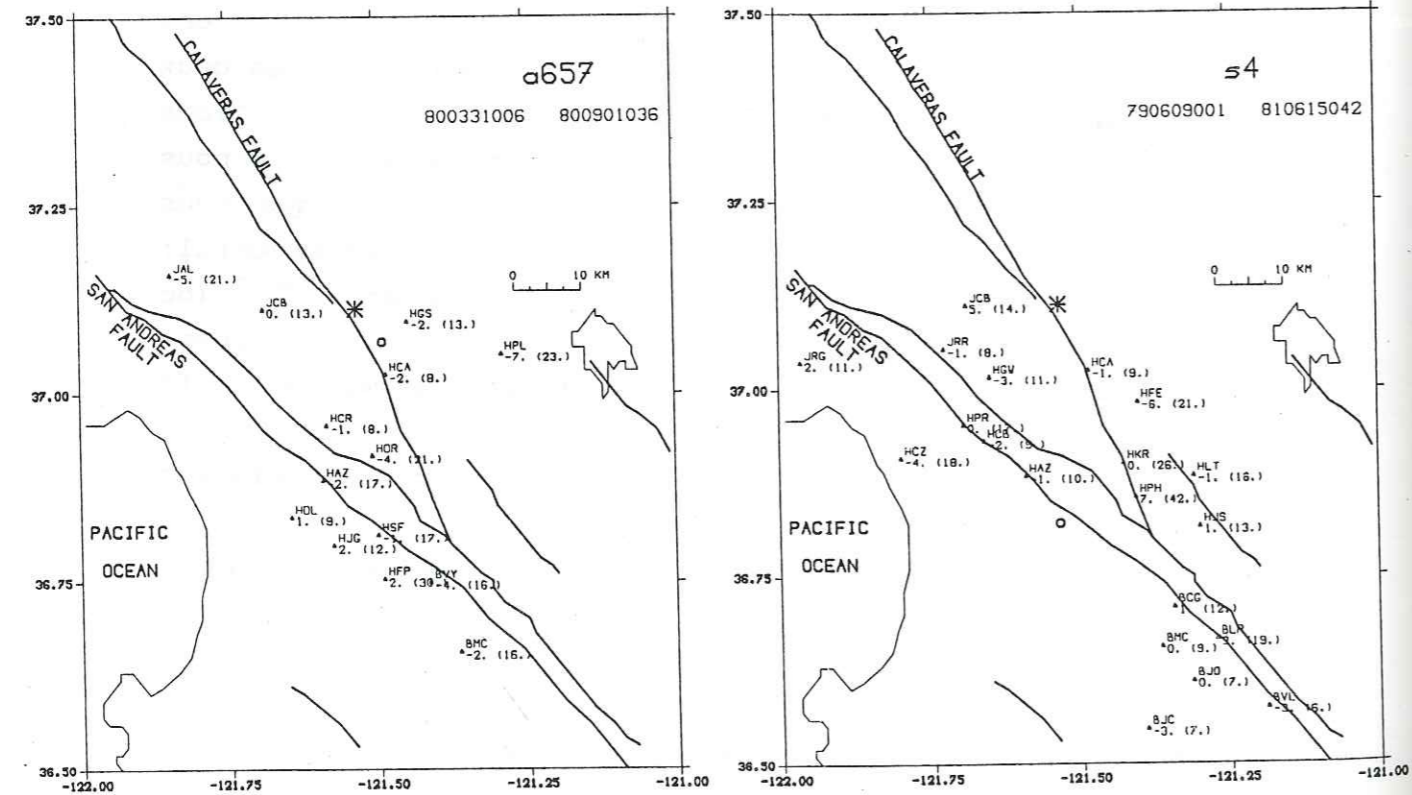
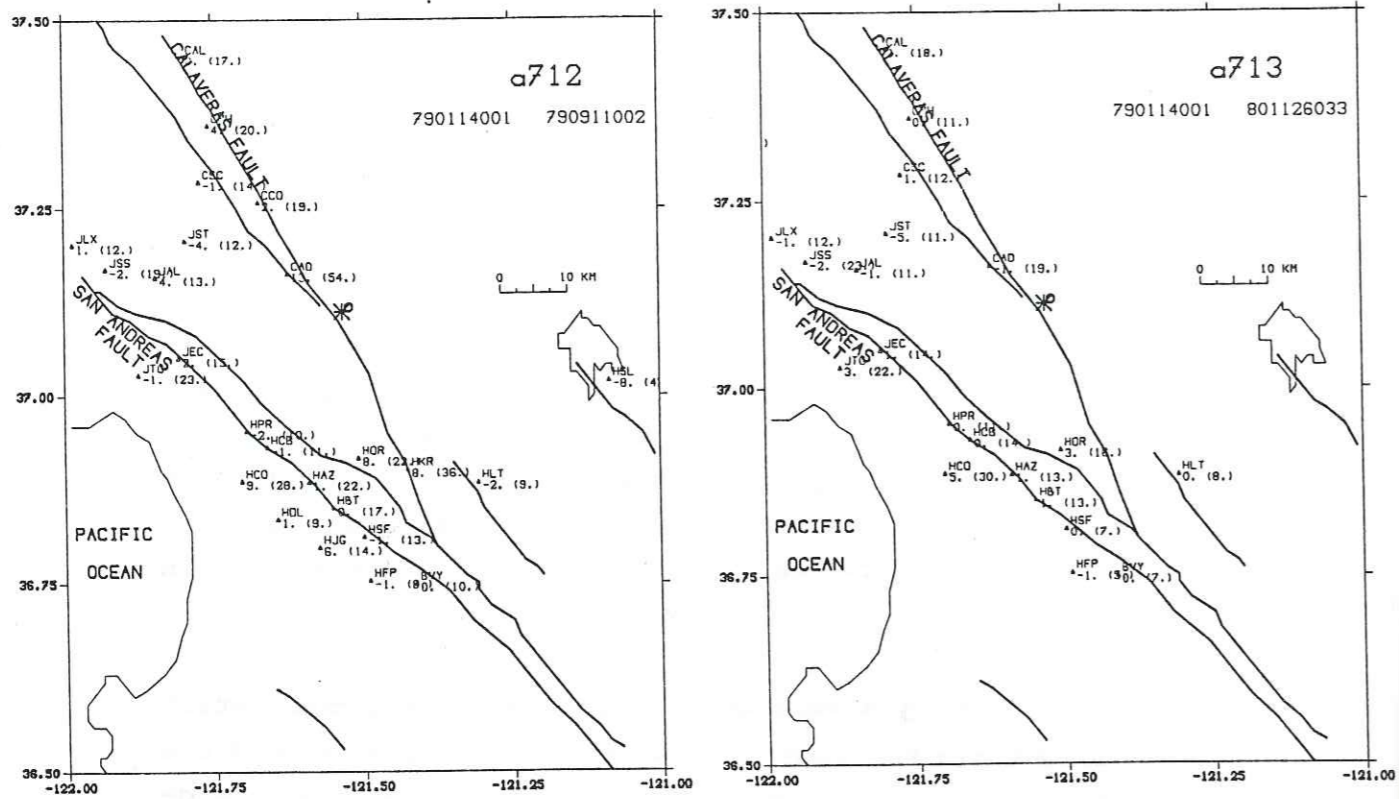


Figure 21. Doublets A712, A713, A657, S4: Carte des variations relatives de l'atténuation (en %), calculées dans la coda des ondes S par ajustement aux moindres carrés du logarithme du rapport spectral à un modèle en $\pi\Delta Q^{-1}ft$ (voir texte); l'incertitude absolue est indiquée entre parenthèses.

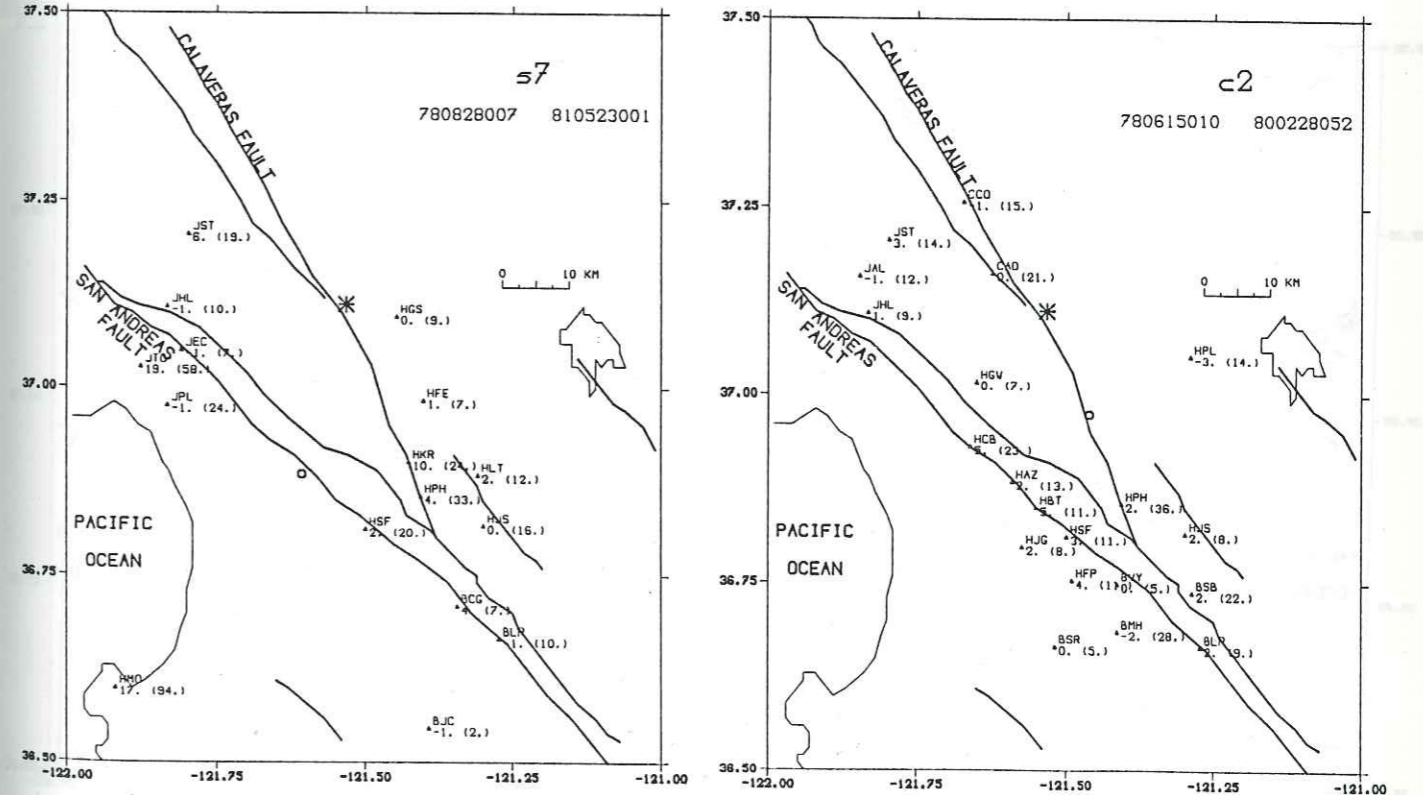
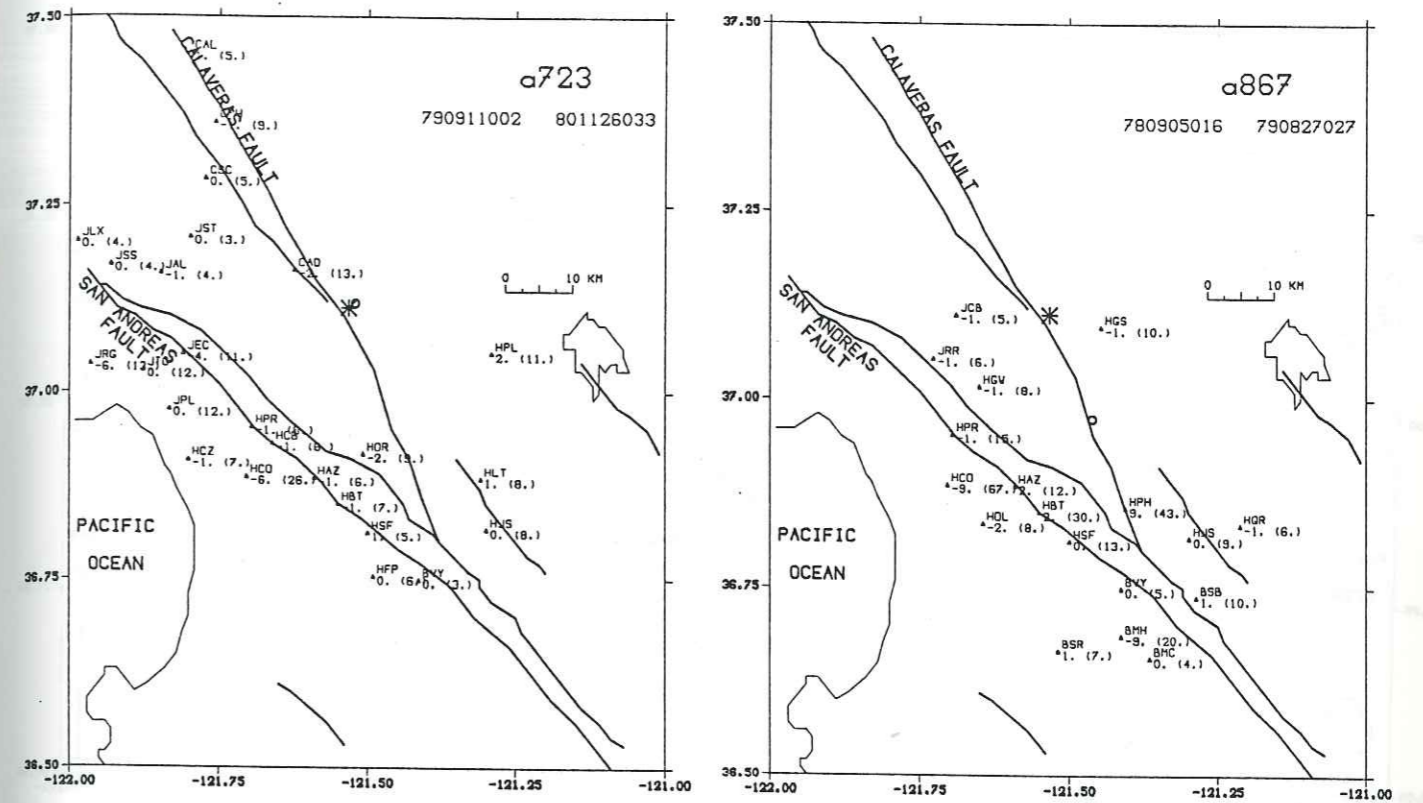


Figure 21. Doublets A723, A867, S7, C2: Carte des variations relatives de l'atténuation (en %), calculées dans la coda des ondes S par ajustement aux moindres carrés du logarithme du rapport spectral à un modèle en $\pi\Delta Q^{-1}ft$ (voir texte); l'incertitude absolue est indiquée entre parenthèses.

dernière (Fig. 22). Celle-ci est encore entachée d'une erreur importante; les valeurs moyennes sont faibles (généralement inférieures à 5%) et leur distribution géographique et azimutale est aléatoire.

Multiples sont les origines des erreurs importantes qui sont faites dans ces calculs. L'une est due à l'existence dans la coda de pentes différentes provoquées, soit par une variation de l'atténuation non homogène dans la croûte supérieure, soit par la source comme dans le cas des doublets spatiaux.

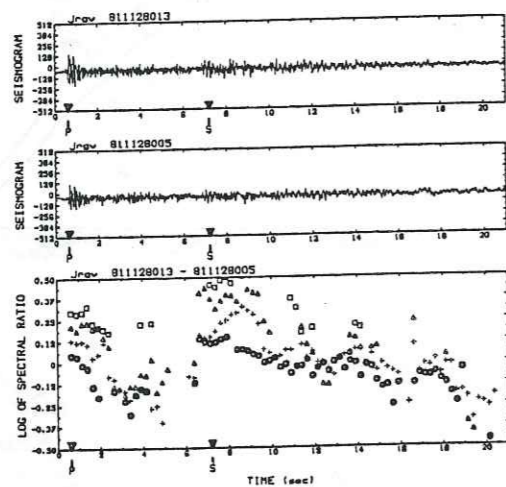


Figure 23: Logarithme du rapport spectral représenté par bandes de fréquence pour la station jrgv du doublet S6.

L'on observe pour certaines stations (Tableau 10) des variations importantes du rapport spectral à basse fréquence, des premières arrivées jusque dans la coda. Ces variations sont d'une nature différente de celles qui ont pu être mises en évidence pour les doublets spatiaux (Fig. 23). L'on n'observe pas pour les doublets spatiaux une variation aussi brutale et désordonnée du rapport spectral à basse fréquence que celle qui a été mise en évidence

L'analyse de doublets spatiaux (Fig. 23) a d'ailleurs montré qu'une simple "soustraction" de l'effet de la source en première arrivée ne peut suffire à isoler dans la coda les variations provoquées par l'atténuation. Une autre cause d'erreur peut être l'existence d'un bruit sismique basse fréquence non décorrélié du signal dans la coda; celui-ci provoque un mauvais calcul de la cohérence, et donc du poids utilisé dans l'ajustement.

pour certaines stations des doublets temporels; pour celles-ci en effet, et particulièrement pour la station hphv que nous avons étudiée en détail, on remarque une variation plus importante du rapport spectral basse fréquence dans la coda que dans les premières arrivées (Fig. 24), à l'inverse de ce que l'on observe pour les doublets spatiaux.

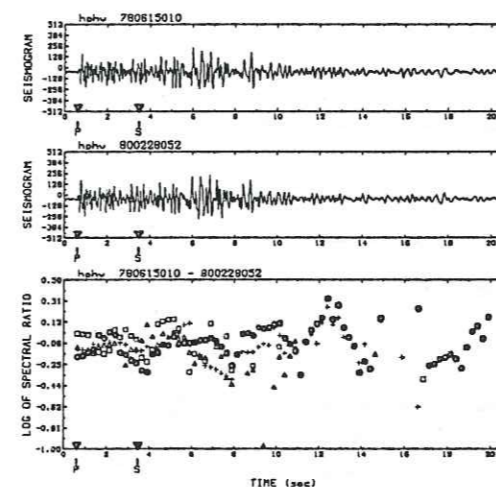


Figure 24: Logarithme du rapport spectral représenté par bandes de fréquence pour la station hphv du doublet C2.

Ainsi, si la variation du rapport spectral en première arrivée ne peut être imputée à une variation de l'atténuation plutôt qu'à une différence des sources, les variations ultérieures du rapport spectral incitent à penser qu'il y a eu une modification du milieu sur le trajet des rais qui arrivent successivement à la station hphv.

Les variations du rapport spectral à basse fréquence ne sont cependant pas celles que l'on peut attendre d'une variation de l'atténuation moyenne.

Phillips et Aki (1986) ont montré que l'effet de site pouvait être important à basse fréquence dans la coda, pour les stations situées sur les alluvions et sédiments non consolidés de la zone de faille, dans la région de Hollister où est située la station hphv. Ils ont noté une amplification importante à basse fréquence dans le début de la coda pour les stations de cette région, notamment pour horv, hfhv, hphv et hkrv. L'enregistrement présenté pour la station horv (Fig. 25) est d'ailleurs tout à fait comparable à ceux de la station hphv, pour une réplique du séisme de Coyote Lake de magnitude identique et localisée

dans la région même du doublet C2.

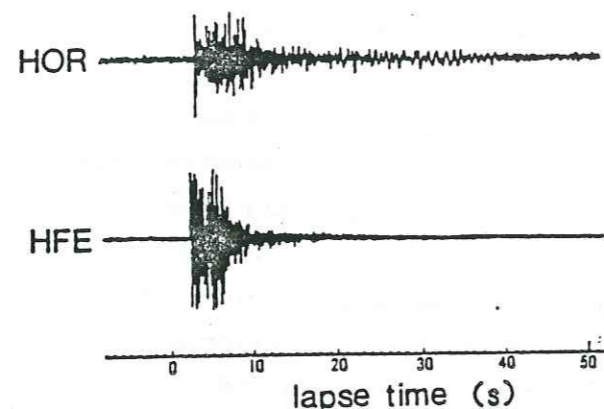


Figure 25: Enregistrement de deux répliques du séisme de Coyote Lake, localisées à une profondeur de 7 km (magnitude 1,5). La station horv, proche de Hollister, présente une coda basse fréquence de longue durée, ce qui n'est pas le cas pour la station hfev, extérieure à la zone de faille (D'après Phillips et Aki, 1986).

C'est justement dans ce train d'ondes pointé comme "anormal" -par rapport à la décroissance exponentielle "normale" de l'énergie dans la coda-, interprété par Phillips et Aki (1986) comme un train d'ondes guidées dans le sous-sol sous la station, que l'on trouve des variations remarquables du rapport spectral à basse fréquence.

Spudich et Bostwick (1987) ont justement mis en évidence dans cette région, des codas formées d'ondes diffractées dans les couches superficielles de la croûte. Hill et Levander (1984) ont montré que ce type de coda pouvait être causé par un guide d'onde comportant des variations latérales de vitesse. Dans ce cas la diffraction renforce fortement l'intensité de l'énergie piégée dans la structure; celle-ci peut être beaucoup plus importante que celle qui est piégée par de multiples réflexions à

l'intérieur d'une simple couche à moindre vitesse, homogène latéralement. C'est bien ce qu'observent Phillips et Aki (1986) qui trouvent un rapport de 20 entre l'amplitude de la coda du signal dans les sites sédimentaires proches de Hollister (zone de faille) et les granites à basse fréquence (1,5 Hz), ce qui ne peut être expliqué seulement par le contraste d'impédance pour une structure homogène latéralement.

Il est donc raisonnable de penser que cet important effet de site est provoqué par la structure de la vallée de Hollister, qui comprend de fortes hétérogénéités latérales à plusieurs échelles (Phillips et Aki, 1986) susceptibles de produire une intense diffraction.

Nombreux sont donc les arguments qui permettent de conclure que la variation nette du rapport spectral que nous observons pour la station hphv est due à un changement de structure, d'atténuation ou de contraste d'impédance dans les couches les plus superficielles de la croûte supérieure. Cette station (comme la plupart de celles pour lesquelles nous avons noté une variation importante du rapport spectral basse fréquence) est située dans la région où Fréchet (1985) a isolé une diminution de la vitesse des ondes S de l'ordre de 0,1%. La corrélation systématique des variations du rapport spectral et du délai est cependant impossible, à cause de la saturation fréquente des enregistrements où les délais sont les plus importants dans la coda (voir Fréchet, 1985). Il existe d'autre part des variations du rapport spectral pour des stations qui ne montrent que de faibles délais dans la coda.

Nous ne tenterons pas de déterminer si cette variation est en rapport avec le séisme de Coyote Lake. Les déformations de surface cosismiques associées à ce séisme sont très faibles (environ 5 mm dans la zone des répliques, située à

20 km de la station hphv), la rupture n'ayant probablement pas atteint la surface (King et coll., 1981). Par ailleurs, les périodes de fluage prononcé peuvent occasionner des déformations de l'ordre de 2 cm/an dans la région même de Hollister (Slater et Burford, 1979). Enfin, les variations de niveau de la nappe phréatique peuvent être de 20 mètres suivant les saisons (Schulz et coll., 1983). Slater et Slater (1979) ont d'ailleurs montré que les chutes de pluies pouvaient occasionner un déplacement des repères de nivellement de l'ordre de 1 cm, dû au gonflement des argiles sous-jacentes. Du fait de leur faible vitesse dans le sous-sol (de l'ordre de 100m/s en surface, d'après Joyner et coll., 1981), les ondes S ne sont pas directement affectées par la présence de la nappe; l'on ne peut par contre exclure une conversion S/P à l'interface sous-sol non saturé / sous-sol saturé (P.-Y. Bard, comm. pers.). Dans ce cas, la variation observée est compatible avec une variation du niveau de la nappe, le signal étant plus basse fréquence lorsque celle-ci est la plus basse (en été, doublet C2). Cependant, la présence d'une variation similaire pour la même station, pour le doublet A867 dont les événements ont eu lieu en été, infirme quelque peu cette hypothèse. Nous ne pouvons donc conclure quant à l'origine cosismique ou non de la variation observée.

IV-4.3.2 Diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral.

Les stations hsfv pour le doublet S7 et ccov, cscv, cmhv pour les doublets A712-A713 montrent une telle variation (voir Tableau 10); la station hcbv pour les doublets A712 et A713 présente une diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral des premières arrivées et une inversion de son signe dans les codas P et S . Pour cette dernière station, la pente du rapport spectral dans les ondes S est de signe opposé à celle des P . Cela peut être dû à la contamination des ondes S premières arrivées

par la coda des P ; la pente du rapport spectral devient d'ailleurs positive peu après l'arrivée des S . Pour ces stations, les variations du rapport spectral sont faibles à basse fréquence, alors qu'elles sont importantes à haute fréquence.

Une variation homogène de l'atténuation moyenne dans toute la croûte supérieure ne peut produire seule une telle variation du rapport spectral: on devrait en effet observer une augmentation de la valeur absolue de la pente du rapport spectral.

Une variation de l'atténuation suivant un modèle plus complexe comprenant deux valeurs de ΔQ^{-1} de signes différents suivant la profondeur ne permet pas non plus de rendre compte simultanément des variations, observées pour les stations ccov et hcbv pour les mêmes doublets -il faudrait alors utiliser un modèle *ad hoc* comportant des variations locales ou une anisotropie pour expliquer ces variations-.

Une variation de l'atténuation seule ne peut donc rendre compte des variations du rapport spectral observées. Nous devons donc envisager:

- une variation du rapport spectral due à la source seule
- une variation du rapport spectral due à la source en première arrivée, et à une variation des propriétés de la croûte supérieure qui affecte plus fortement les ondes de la coda.

Aucun argument en notre possession ne permet de différencier les deux origines possibles pour cette évolution du rapport spectral dans la coda. Cependant, cette dernière permet de mettre en évidence le rôle de la source dans la variation du rapport spectral en première arrivée.

IV-4.4 Conclusion: rapports spectraux dans la coda.

Les conclusions que l'on peut tirer de cette étude du rapport spectral dans la coda des séismes concernent la méthode, la "modélisation" du rapport spectral dans la coda et l'origine et la localisation des variations du rapport spectral observée.

1) La méthode d'analyse: cette étude est limitée par la faible énergie des signaux, et le rapport signal sur bruit, qui devient rapidement insuffisant en fréquence et en temps. Ce dernier se dégradant, la cohérence chute et les intervalles de confiance approchés deviennent plus importants que les faibles variations recherchées. Les intervalles de confiance approchés sont probablement surestimés; il n'en reste pas moins que l'on opère à la limite de la précision de la méthode.

La mesure des variations du rapport spectral est beaucoup moins stable et moins robuste que la mesure de délais temporels. Elle demande un rapport signal sur bruit particulièrement élevé et est impossible en cas de saturation des signaux -ce qui n'est pas le cas pour les mesures de délais-; ces dernières sont donc beaucoup plus nombreuses pour les mêmes doublets.

2) La "modélisation" du rapport spectral dans la coda.

Les variations du rapport spectral dans la coda dépendent:

- . de l'origine des ondes de la coda: ondes diffractées, ondes guidées, arrivées cohérentes - c'est-à-dire du trajet des rais qui atteignent la station-.

- . de l'origine de la variation du rapport spectral en première arrivée: effet de la source, du milieu de propagation ou superposition des deux.

Etant donné la précision de la mesure, l'ensemble des variations peuvent être observées; la coda apparaît alors

comme la succession de trains d'ondes plus ou moins cohérents, d'origines différentes, porteurs de leur propre signature spectrale. Le rapport spectral se caractérise ainsi par une extrême non-stationnarité en temps et en fréquence, sans que cela puisse être attribué au bruit. Malgré cela, quelques variations particulièrement intéressantes peuvent être extraites de l'ensemble.

Celle dont l'origine est la mieux identifiée est la variation du rapport spectral à basse fréquence, dont la cause est probablement une modification des conditions locales de la propagation, dans les couches superficielles de la couverture sédimentaire et alluviale.

Un second type de variation du rapport spectral est la diminution de la valeur absolue de la pente du rapport spectral. Déjà présente dans les doublets spatiaux, elle peut être interprétée de deux façons. D'une part elle peut être due à l'arrivée d'ondes rétro-diffractées, dont le rapport spectral peut être différent de celui des ondes directes parties dans l'azimut opposé. D'autre part, la superposition d'un changement dans le processus de rupture et d'une variation de l'atténuation peut également expliquer une telle évolution du rapport spectral dans la coda.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence de variation du rapport spectral dans la coda semblable à celle proposée par le modèle de la variation homogène de l'atténuation dans la croûte. Nous pouvons en déduire qu'il n'y a pas une forte variation généralisée de l'atténuation pendant cette période, ou bien que l'atténuation dépend fortement de la fréquence et donc que sa variation ne peut être observée à l'aide de notre méthode.

L'évolution du rapport spectral dans la coda des doublets temporels ne peut donc être représentée par un modèle simple et unique dans la coda; ce n'est pas la mauvaise estimation du rapport spectral, mais la nature même de la coda, qui n'a pas permis d'effectuer une quantification

précise des variations de l'atténuation.

3) Le lieu des variations basse fréquence et leur rapport au séisme de Coyote Lake.

Les variations les plus remarquables sont celles du rapport spectral basse fréquence. Elles se rapportent à la région où Fréchet (1985) a mis en évidence des variations de vitesse. En dehors de cette région, les variations du rapport spectral dans la coda sont généralement faibles et inférieures à la précision de la méthode. On ne peut cependant conclure, à partir des variations du rapport spectral à basse fréquence seules, que celles-ci sont causées par le séisme de Coyote Lake, étant donné la sensibilité des trains d'ondes qui composent la coda aux structures et aux hétérogénéités superficielles.

Tableau 10: Variations du rapport spectral dans la coda des sismogrammes des doublets temporels étudiés.

Type de la variation	A712	A713	S4	A723	A867	S7	C2
Variation du rapport spectral basse fréquence	jtg horv			hcov horv hazv	hphv		hphv hazv hsfv hcbv
Diminution et inversion de la pente du rapport spectral	csev hfpv ccov hprv hcbv jtg horv hltv	cscv hfpv cadv hprv hcbv jtg	bcgv hltv bcgv bvlv			hsfv	bvyv hjpg hjsv hphv hsfv

RESUME: DOUBLETS TEMPORELS.

Ce chapitre a montré que les variations des rapports spectraux mises en évidence pour les premières arrivées des doublets temporels:

- peuvent être du même ordre de grandeur que celles qui ont été calculées pour les doublets spatiaux (Doublets A712, A713, S4);

- peuvent présenter une organisation azimutale comparable à celle des doublets spatiaux (Doublets A712 - A713);

- sont, pour la même période, négatives au Nord et positives au Sud du doublet A712, toujours négatives (S4) ou nulles (A867).

Ces variations ne sont donc probablement pas dues à une variation temporelle de l'atténuation moyenne dans l'ensemble de la croûte supérieure. Par ailleurs, les variations quasi-nulles du rapport spectral pour certains doublets temporels (A723 et A867) montrent non seulement qu'il n'y a pas de variations temporelles de l'atténuation dans les périodes correspondantes, mais aussi qu'il n'y a pour ces doublets que très peu de changements dans le processus de rupture (taille de la source, position des hypocentres).

Pour quelques stations, nous avons mesuré des variations importantes du rapport spectral à basse fréquence dans la coda, probablement liées à une variation des propriétés du sous-sol sous la station.

V CONCLUSION GENERALE

A la suite des travaux de Poupinet et coll. (1984) et Fréchet (1985), nous avons pour objectif de déterminer quelles informations nous pouvions retirer de la comparaison des amplitudes d'un doublet de séismes. Frémont (1984) avait auparavant mis en évidence l'ambiguïté qui existait dans l'interprétation du rapport spectral de tels doublets; en effet, des changements intéressant la source ou le milieu de propagation peuvent faire varier cette quantité. Cependant, cette ambiguïté peut être levée partiellement par l'étude de doublets pour lesquels le milieu de propagation a une influence minimale: les doublets spatiaux.

L'étude de tels doublets nous a conduit à isoler et identifier les variations de certains paramètres de la source -déplacement, taille, position de l'hypocentre-. Nous avons montré qu'une faible modification de la géométrie ou de la cinématique de la source pouvait rendre compte des variations fréquentielles du rapport spectral, quelle que soit l'importance du recouvrement des surfaces de rupture. Cette conclusion vaut aussi bien pour les doublets spatiaux que pour les doublets temporels.

Certains doublets temporels ne montrent aucune variation fréquentielle. Ce fait est remarquable car ils présentent également un taux de recouvrement des surfaces de rupture proche de 100%. Cela indique que non seulement les deux séismes constituant le doublet sont extrêmement proches, mais aussi que la géométrie de la source et la cinématique de la rupture sont identiques au point de pouvoir constituer des caractéristiques de cette surface de rupture.

Ceci ne constitue cependant pas le cas général pour les doublets temporels: ces derniers peuvent montrer des variations fréquentielles importantes dans les premières

arrivées, que rien ne différencie de celles mises en évidence pour les doublets spatiaux.

L'existence et l'ordre de grandeur des variations du rapport spectral provoquées par la source ont pour conséquence que cette méthode ne peut constituer ni une technique de mesure de l'atténuation au voisinage d'un doublet, ni une technique de mesure précise des variations temporelles de l'atténuation de la croûte terrestre.

Tout au long du sismogramme, le rapport spectral renvoie les caractéristiques spectrales des trains d'ondes successifs; dans la coda, les variations du rapport spectral ne correspondent pas à un modèle simple, et n'ont pu être utilisées pour produire une mesure précise de la variation moyenne de l'atténuation dans la région. Une telle variation est ou bien faible, ou bien inobservable à l'aide de notre méthode.

Les variations du rapport spectral dans la coda que nous avons pu attribuer au milieu de propagation intéressent les basses fréquences; elles ont probablement pour origine les couches les plus superficielles de la couverture sédimentaire, et sont associées à la présence d'un fort effet de site dans la coda. Il n'est pas évident qu'elles soient directement liées à l'occurrence du séisme de Coyote Lake, la zone de rupture de celui-ci étant située à plusieurs dizaines de kilomètres de la région où les variations sont observées, alors que les déformations de surface ont été très faibles (moins d'un centimètre) dans la zone même de la rupture.

L'étude du rapport spectral dans la coda des doublets spatiaux et temporels nous a amené à faire des observations contradictoires, qui mettent en évidence la dualité de l'origine de la coda: rétro-diffraction au niveau de la source et/ou ondes piégées dans les couches superficielles de la croûte.

Bien que l'utilisation d'une méthode interspectrale sur des

doublets de séismes permette un calcul d'une précision étonnante pour un rapport spectral, la sensibilité de ce dernier à la saturation et au bruit, font que son étude tout au long du sismogramme est beaucoup moins robuste que celle du délai temporel. L'étude de ce dernier se prête donc mieux aux mesures précises, nécessaires à la prédiction sismique.

L'étude du rapport spectral n'est qu'une toute petite facette de ce qui peut être réalisé à l'aide de séismes semblables, doublets ou multiplets. Nous pouvons envisager l'utilisation de doublets non seulement dans un but de prédiction sismique, avec une méthode interspectrale, mais également pour des études spécifiques de la source ou de la coda, à l'aide d'autres méthodes.

En ce qui concerne la source, l'utilisation d'une méthode autorégressive, qui permet une mesure précise de la fréquence dominante d'un signal, pourrait fournir une meilleure estimation de leur différence. Cette dernière méthode a en outre l'avantage d'être insensible à la saturation. Il serait alors possible de raisonner directement sur les différences de fréquences dominantes, plutôt que sur les pentes de rapports spectraux.

Du point de vue de l'étude de la coda, trois types d'étude pourraient être développés.

Le premier consiste en l'utilisation d'une méthode interspectrale généralisée sur des signaux de multiplets. Une telle méthode permettrait de différencier l'énergie diffractée et incohérente de l'énergie provenant d'ondes guidées dans le sous-sol.

L'existence de multiplets peut fournir une autre très bonne opportunité pour l'étude de la coda. Du fait de leurs mécanismes au foyer identiques et de la possibilité de réaliser une relocalisation relative très précise, les

multiplets peuvent fournir des données particulièrement adaptées au traitement mis en œuvre par Spudich et Bostwick (1987). Celui-ci consiste en une étude dans le domaine fréquence-nombre d'onde en utilisant non pas un réseau très dense de stations, comme il est fait classiquement, mais un "réseau" de séismes proches bien relocalisés. On a ainsi accès à l'incidence qu'ont les trains d'ondes, non pas lorsqu'ils atteignent le récepteur, comme dans le cas de la méthode classique, mais lorsqu'ils quittent la source; ceci permet de séparer l'énergie qui a quitté la source en partant vers le bas, qui est donc rétro-diffractée, de celle qui part vers le haut, qui est retardée et diffractée dans les couches superficielles qui la piègent.

L'étude de la coda peut également être menée à l'aide d'une simple méthode interspectrale, par analyse de signaux sismiques enregistrés à différentes profondeurs dans un puits -en conservant un espacement entre les récepteurs tel que les signaux enregistrés soient cohérents deux à deux-.

Il faudra à terme mettre au point une procédure de "détection" rapide des multiplets, afin de constituer une véritable "banque de données" de multiplets. Les microséismes, même de magnitudes faibles, peuvent fournir de très nombreux multiplets qui sont autant d'outils permettant de mieux connaître la sismogénèse et la propagation des ondes dans la croûte.

Ainsi, l'étude de doublets peut être non seulement un outil puissant dans le domaine de la prédiction sismique, mais aussi un moyen nouveau et performant de progresser dans la connaissance de la sismogénèse et de la propagation des ondes dans la croûte.

BIBLIOGRAPHIE

- Aki, K., 1967. Scaling law of seismic spectrum. *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
- Aki, K., 1969. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 615-631.
- Aki, K., 1980. Scattering and attenuation of shear waves in the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6496-6504.
- Aki, K., 1985. Theory of earthquake prediction with special references to monitoring of the quality factor of lithosphere by coda method. *Earthqu. Pred. Res.*, **3**, 219-230.
- Aki, K., et B. Chouet, 1975. Origin of coda waves : source, attenuation and scattering effects. *J. Geophys. Res.*, **80**, 3322-3342.
- Aki, K., et P.G. Richards, 1980. *Quantitative seismology: Theory and Methods*. W.H. Freeman, San Francisco, 932 p.
- Anderson, D.L., A. Ben-Menahem, et C.B. Archambeau, 1965. Attenuation of seismic energy in the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1441-1448.
- Bakun, W.H., et C.G. Bufe, 1975. Shear-wave attenuation along the San Andreas fault zone in Central California. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **65**, 439-459.
- Bakun, W.H., R.M. Stewart, et C.G. Bufe, 1978. Directivity in the high-frequency radiation of small earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, 1253-1263.
- Ben-Menahem, A., 1961. Radiation of seismic surface waves from finite moving sources. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **51**, 401-435.
- Berckhemer, H., 1962. Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluss auf das seismische Wellenspectrum. *Gerl. Beitr. Z. Geophys.*, **71/1**, 5-26.

- Blümling, P., D.M. Mooney, et W.H.K. Lee, 1985. Crustal structure of the southern Calaveras fault zone, Central California, from seismic refraction investigations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **75**, 193-209.
- Bouchon, M., 1981. A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **71**, 959-971.
- Chouet, B., 1979. Temporal variation in the attenuation of earthquake coda near Stone Canyon, California. *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 143-146.
- Comon, P., 1985. *Traitement de signaux magnétiques multivariés*. Thèse, I.N.P.G., Grenoble, 122 p.
- Frankel, A., 1982. Precursors to a magnitude 4.8 earthquake in the Virgin islands : spatial clustering of small earthquakes, anomalous focal mechanisms, and earthquake doublets. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **72**, 1277-1294.
- Fréchet, J., 1985. *Sismogénèse et doublets sismiques*. Thèse d'Etat, Univ. Sci. Technol. Médic., Grenoble, 207 p.
- Frémont, M.J., 1984. *Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de sources par traitement de doublets de séismes*, Thèse de 3^{ème} cycle, Univ. Sci. Technol. Médic., Grenoble, 219 p.
- Gusev, A.A., et U.K. Lemzikov, 1985. Properties of scattered elastic waves in the lithosphere of Kamchatka : parameters and temporal variations. *Tectonophys.*, **112**, 137-153.
- Herraiz, M., et A.F. Espinosa, 1986. Scattering and attenuation of high-frequency seismic waves : development of the theory of coda waves. *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, **86-455**, 92 p.
- Hill, N.R., et A.R. Levander, 1984. Resonances of low-velocity layers with lateral variations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **74**, 521-537.
- Jenkins, G.M., et D.G. Watts, 1968. *Spectral analysis and its applications*, Holden-Day, San Francisco, California, 515 p.
- Jin, A. et K. Aki, 1986. Temporal change in coda Q before the Tangshan earthquake of 1976 and the Haicheng earthquake of 1975. *J. Geophys. Res.*, **91**, 665-673.
- Johnston, D.H., et N. Toksöz, 1980. Ultrasonic P and S wave attenuation in dry and saturated rocks under pressure. *J. Geophys. Res.*, **85**, 925-936.
- Joyner, W.B., R.E. Warrick, et T.E. Fumal, 1981. The effect of quaternary alluvium on strong ground motion in the Coyote Lake, California, earthquake of 1979. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **71**, 1333-1349.
- Kanasewich, E.R., 1981. *Time sequence analysis in Geophysics*. The University of Alberta Press, Edmonton, Alberta, Canada, 480 p.
- King, N.E., J.C. Savage, M. Lisowski, et W.H. Prescott, 1981. Preseismic and coseismic deformation associated with the Coyote Lake, California, earthquake. *J. Geophys. Res.*, **86**, 892-898.
- Lee, W.H.K., K. Aki, B. Chouet, P. Johnson, S. Marks, J.T. Newberry, A.S. Ryall, S.W. Stewart, et D.M. Tottingham, 1986. A preliminary study of coda Q in California and Nevada. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **76**, 1143-1150.
- Novelo-Casanova, D.A., E. Berg, V. Hsü, et E. Hellsley, 1985. Time-space variations of seismic S -wave coda attenuation Q^{-1} and magnitude distribution (b-value) for the Petatlan earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 789-792.
- Nur, A., 1972. Dilatancy, pore fluids and premonitory variations of t_s/t_p travel times. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **62**, 1217-1222.
- Nur, A., et G. Simmons, 1969. Stress-induced velocity anisotropy in rock : an experimental study. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6667-6674.
- Patton, H., 1977. *Source and propagation effects of Rayleigh waves from central Asian earthquakes*. Ph. D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.
- Pechmann, J.C., et H. Kanamori, 1982. Waveforms and spectra of preshocks and aftershocks of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake : evidence for fault heterogeneity? *J. Geophys. Res.*, **87**, 10579-10597.
- Peng, J.Y., K. Aki, W.H.K. Lee, B. Chouet, P. Johnson, S. Marks, J.T. Newberry, A.S. Ryall, S.W. Stewart et D.M. Tottingham, 1986. Temporal change in coda Q associated with 1984 Round Valley earthquake in California, *soumis au J. Geophys. Res.*
- Phinney, R.A., 1964. Structure of the Earth's crust from spectral behavior of long period body waves. *J. Geophys. Res.*, **69**,

2997-3017.

- Phillips, W.S. et K. Aki, 1986. Site amplification of coda waves from local earthquakes in Central California. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **76**, 627-648.
- Pisarenko, V.F., 1970. Statistical estimates of amplitude and phase corrections. *Geophys. J.*, **20**, 89-98.
- Poupinet, G., F. Glangaud et P. Côte, 1982. P-time delay measurements of a doublet of microearthquakes. *Proc. IEEE ICASSP82*, Paris, 3-5 Mai, 1516-1519.
- Poupinet, G., W.L. Ellsworth et J. Fréchet, 1984. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : an application to the Calaveras fault, California, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Poupinet, G., J. Fréchet, W.L. Ellsworth, M.J. Frémont et F. Glangaud, 1985. Doublet analysis : improved accuracy for earthquake prediction studies. *Earthqu. Predict. Res.*, **1**, 81-93.
- Rautian, T.G., et V.I. Khalturin, 1978. The use of coda for determination of the earthquake source spectrum. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, 923-948.
- Rikitake, T., 1976. *Earthquake prediction*. Ed. Elsevier, Amsterdam, 357 p.
- Sato, H., 1984. Attenuation and envelope formation of three-component seismograms of small earthquakes in randomly inhomogeneous medium. *J. Geophys. Res.*, **89**, 1221-1241.
- Sato, H., 1986a. Temporal change in attenuation intensity before and after the eastern Yamanashi earthquake of 1983 in central Japan. *J. Geophys. Res.*, **91**, 2049-2061.
- Sato, H., 1986b. Temporal change in scattering and attenuation associated with the earthquake occurrence -review of recent studies on coda waves-. Presented at the conference on "Physical and observational basis for intermediate-term earthquake prediction", Monterey, California.
- Singh, S., et R. B. Herrmann, 1983. Regionalization of crustal coda Q in the continental United States. *J. Geophys. Res.*, **88**, 527-538.
- Slater, L.E., et R.O. Burford, 1979. A comparison of long-baseline strain data and fault creep records obtained near

Hollister, California. *Tectonophys.*, **52**, 481-496.

- Slater, R.E. et L.E. Slater, 1979. A note on natural and man-made causes of bench mark instabilities (abstract). *Eos Trans. AGU*, **60**, 234.
- Spudich, P. et T. Bostwick, 1987. Studies of the seismic coda using an earthquake cluster as a deeply buried seismograph array. *Soumis au J. Geophys. Res.*
- Stewart, S.W. et M.E. O'Neill, 1980. Calculation of the frequency response of the U.S.G.S. telemetered short-period seismic system, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, **80-143**, 83 p.
- Teng, T.L., 1968. Attenuation of body waves and the Q -structure of the mantle. *J. Geophys. Res.*, **73**, 2195-2208.
- Tucker, B.E., King, J. L., Hatzfeld, D. et Nersesov, I. L., 1984. Observations of hard-rock site effects, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **74**, 121-136.
- Wiener, N.. *Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series*. John Wiley and Sons, 1950.

ANNEXE I

Calcul de la variance du module du gain complexe $G(f)$.

Ce calcul est une version simplifiée d'un calcul de Comon (1985 et comm. pers.).

La méthode interspectrale permet d'estimer la fonction de transfert G liant le signal Y au signal X ; l'on peut donc écrire en fréquence:

$$X_k = G_k Y_k + N_k \quad \text{pour le } k^{\text{ième}} \text{ échantillon en fréquence.}$$

X et Y sont des signaux ayant une composante certaine et une composante aléatoire indépendante du bruit N .

Nous n'avons accès qu'à une estimation de G :

$$\hat{G}_k = \frac{\sum_{i \in D_k} f_i X_i Y_i^*}{\sum_{i \in D_k} f_i Y_i Y_i^*} \quad \text{où } f_i \text{ sont les coefficients de}$$

la fonction de lissage, avec $\sum_{i \in D_k} f_i = 1$

D_k est le support de la fonction de lissage centré sur k .

L'on peut noter

$$\begin{aligned} Q_X(k) &= \sum_{i \in D_k} f_i X_i X_i^* \\ Q_Y(k) &= \sum_{i \in D_k} f_i Y_i Y_i^* \\ Q_{XY}(k) &= \sum_{i \in D_k} f_i X_i Y_i \end{aligned} \quad (1)$$

d'où

$$\hat{G}_k = \frac{Q_{XY}(k)}{Q_Y(k)}$$

En introduisant $X_k = G_k Y_k + N_k$ dans (1), nous avons:

$$\begin{aligned} Q_{XY}(k) &= \sum_{i \in D_k} f_i G_i Y_i Y_i^* + \sum_{i \in D_k} f_i N_i Y_i^* \\ &\approx G_k \sum_{i \in D_k} f_i Y_i Y_i^* + \sum_{i \in D_k} f_i N_i Y_i^* \end{aligned}$$

dans l'hypothèse d'une "blancheur locale" (i.e. d'une

variation faible) de G sur D_k .

$$\text{Donc } \hat{G}_k \approx G_k + \frac{\sum_{i \in D_k} f_i N_i Y_i^*}{Q_Y(k)}$$

soit

$$\hat{G}_k - G_k \approx \frac{\sum_{i \in D_k} f_i N_i Y_i^*}{Q_Y(k)}$$

Le calcul de la variance de G se ramène donc au calcul de l'espérance mathématique $E[|\hat{G}_k - G_k|^2]$

$$\begin{aligned} \text{Or } |\hat{G}_k - G_k|^2 &\approx \frac{\sum_{i \in D_k} f_i N_i Y_i^*}{Q_Y(k)} \times \frac{\sum_{j \in D_k} f_j N_j^* Y_j}{Q_Y(k)} \\ &\approx \frac{\sum_{i \in D_k} \sum_{j \in D_k} f_i f_j N_i N_j^* Y_i^* Y_j}{Q_Y^2} \end{aligned}$$

soit, en posant $Q_N(k) = \sum_{i \in D_k} f_i N_i N_i^*$

$$|\hat{G}_k - G_k|^2 \approx \frac{Q_N(k)}{Q_Y(k)}$$

en utilisant deux fois l'hypothèse de blancheur locale, sur N et sur Y .

$$\text{Alors } \text{Var}[G_k] \approx E\left[\frac{Q_N(k)}{Q_Y(k)}\right]$$

Si N et Y sont indépendants,

$$E\left[\frac{Q_N(k)}{Q_Y(k)}\right] = E[Q_N(k)] E\left[\frac{1}{Q_Y(k)}\right]$$

et, si $Q_Y(k)$ suit approximativement une loi du χ^2 à N degrés de liberté,

$$E\left[\frac{1}{Q_Y(k)}\right] = \frac{1}{N-2} \frac{1}{E[Q_Y(k)]} \quad (\text{Comon, 1985})$$

Donc:

$$\begin{aligned} \text{Var}[G_k] &\approx \frac{1}{N-2} \frac{E[Q_N(k)]}{E[Q_Y(k)]} \\ &\approx \frac{1}{N-2} \frac{\gamma_N(k)}{\gamma_Y(k)} \end{aligned}$$

en posant $\gamma_N(k) = E[Q_N(k)]$

$$\gamma_Y(k) = E[Q_Y(k)]$$

$$\text{Or } \gamma_N = \gamma_X - |\hat{G}_k|^2 \gamma_Y$$

$$\text{où } \gamma_X(k) = E[Q_X(k)]$$

$$\text{donc } \text{Var}[G_k] \approx \frac{1}{N-2} \left(\frac{\gamma_X}{\gamma_Y} - |\hat{G}_k|^2 \right)$$

d'où

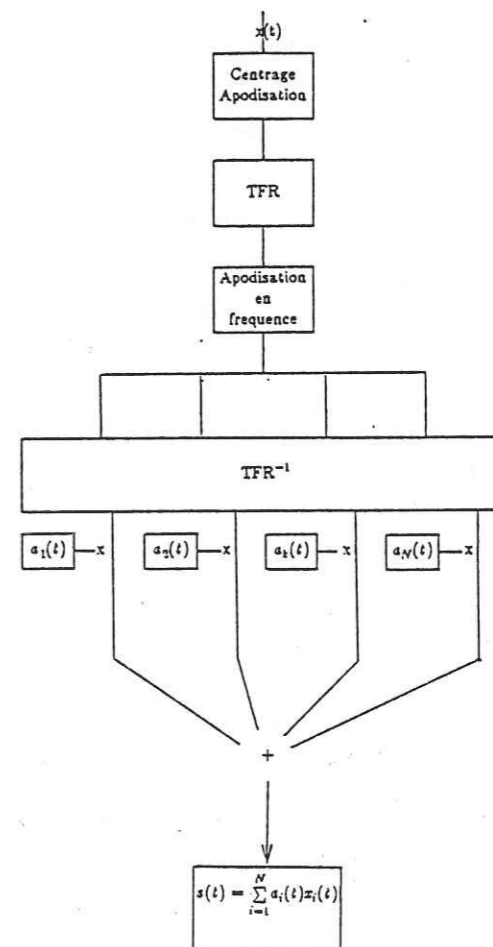
$$\text{Var}[G_k] \approx \frac{1}{N-2} |\hat{G}_k|^2 \left(\frac{1-C_k^2}{C_k^2} \right)$$

$$\text{où } C_k \text{ est la cohérence } \frac{|\gamma_{XY}|}{\sqrt{\gamma_X \gamma_Y}}$$

ANNEXE II

Calcul des signaux simulés.

Le signal simulé est obtenu en filtrant un signal d'entrée (bruit blanc ou signal réel) à l'aide de 30 filtres passe-bande dont les bandes passantes sont disjointes et centrées sur les fréquences échantillonnées lors du calcul des rapport spectraux; pour une fenêtre d'analyse de 1,28s, les 30 fréquences vont de 1/1,28 à 30/1,28 Hz par pas de 1/1,28 Hz. Le signal résultant est une combinaison linéaire des 30 signaux filtrés, les coefficients de la combinaison dépendant du temps et de la fréquence. Un bruit blanc peut également être ajouté au signal résultant.



ANNEXE III

Ajustement des rapports spectraux calculés à un modèle
 $G(f,t) = G_0 e^{\alpha ft}$

Nous estimons la variation de $\text{Log}[G(f,t)] = \alpha ft + \beta$, où
 $\beta = \text{Log}(G_0)$ au sens des "moindres carrés", c'est-à-dire en
 minimisant:

$$S = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 (R_{ij} - \alpha f_i t_j - \beta)^2$$

où:

R_{ij} est le logarithme du rapport spectral
 f_i la fréquence
 t_j le temps

le poids $w_{ij}^2 = \frac{1}{\text{err}^2(R_{ij})}$ est l'inverse de la

variance du logarithme du rapport spectral

$\text{err}^2(R_{ij}) = \frac{1 - C_{ij}^2}{C_{ij}^2}$ (voir calcul en Annexe IV) pour

les bandes de fréquence présentant une
 cohérence supérieure à 0,90; il est nul
 ailleurs.

Le problème est en fait linéaire en ft .

Minimiser S est équivalent à écrire:

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha} = 0$$

$$\frac{\partial S}{\partial \beta} = 0$$

d'où

$$\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (-f_i t_j) (R_{ij} - \alpha f_i t_j - \beta) = 0$$

$$\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (R_{ij} - \alpha f_i t_j - \beta) = 0$$

soit:

$$\alpha \sum_i \sum_j w_{ij}^2 f_i^2 t_j^2 + \beta \sum_i \sum_j f_i t_j = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij} f_i t_j$$

$$\alpha \sum_i \sum_j w_{ij}^2 f_i t_j + \beta \sum_i \sum_j w_{ij}^2 = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij}$$

Si l'on pose :

$$SW = \sum_i \sum_j w_{ij}^2$$

$$SS = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij}$$

$$SS2 = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij}^2$$

$$SP2 = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 f_i t_j$$

$$SP3 = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij} f_i t_j$$

$$SP4 = \sum_i \sum_j w_{ij}^2 f_i^2 t_j^2$$

alors

$$\alpha = \frac{SW * SP3 - SP2 * SS}{W * SP4 - (SP2)^2}$$

$$\beta = \frac{SS - \alpha * SP2}{SW}$$

La variance des résidus est:

$$\sigma_\epsilon^2 = \frac{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (R_{ij} - \alpha f_i t_j - \beta)^2}{\sum_i \sum_j w_{ij}^2}$$

L'erreur sur le coefficient α peut s'exprimer:

$$\text{err}(\alpha) = \frac{\sigma_\epsilon}{\sqrt{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (f_i t_j - \bar{ft})^2}} \quad \text{avec} \quad \bar{ft} = \frac{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 f_i t_j}{\sum_i \sum_j w_{ij}^2}$$

donc, après avoir remplacé \bar{ft} par sa valeur:

$$\text{err}^2(\alpha) = \frac{SW * \sigma_\epsilon^2}{SW * SP4 - (SP2)^2}$$

Le coefficient de corrélation s'écrit:

$$C = \frac{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (f_i t_j - \bar{ft})(R_{ij} - R)}{\sqrt{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (f_i t_j - \bar{ft})^2} \sqrt{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 (R_{ij} - R)^2}}$$

$$\text{où } R = \frac{\sum_i \sum_j w_{ij}^2 R_{ij}}{\sum_i \sum_j w_{ij}^2}$$

d'où:

$$C = \frac{SW*SP3 - SP2*SS}{\sqrt{SW*SP4 - (SP2)^2} \sqrt{SW*SS2 - SS^2}}$$

ANNEXE IV

Calcul de la variance de $\text{Log}[G(f)]$

Soient une v.a. X de moyenne μ_X et écart-type σ_X , et une fonction $F(X)$ de cette v.a., infiniment dérivable au voisinage d'un point μ ; la fonction F est dérivable en série de Taylor:

$$F(X) = F(\mu) + F'(\mu)(X-\mu) + (X-\mu) \epsilon((X-\mu)^2) \text{ au premier ordre.}$$

Il est possible d'obtenir une expression approchée de l'espérance mathématique et de la variance de $F(X)$ à l'aide de ce développement, si la somme des termes d'ordre supérieur à 1 converge vers une valeur faible en regard des premiers termes.

Au voisinage de μ_X , l'espérance mathématique de $F(X)$ peut donc s'écrire:

$$\begin{aligned} \mu_F &= E[F(X)] \\ &= F(\mu_X) + F'(\mu_X)(E(X) - \mu_X) + E[(X - \mu_X)^2 \epsilon((X - \mu_X)^2)] \end{aligned}$$

puisque les valeurs prises par F et ses dérivées au point $X = \mu_X$ sont certaines.

Donc:

$$\begin{aligned} \mu_F &\equiv F(\mu_X) + F'(\mu_X)(E(X) - \mu_X) \\ &\text{si } E[(X - \mu_X)^2 \epsilon((X - \mu_X)^2)] \rightarrow 0 \text{ lorsque } X \rightarrow \mu_X \end{aligned}$$

soit, puisque $E[X] = \mu_X$,

$$\mu_F \equiv F(\mu_X) \text{ pour des points pris au voisinage de } X = \mu_X$$

C'est-à-dire: $E[F(X)] \equiv F(E(X))$ si $E[(X - \mu_X)^2 \epsilon((X - \mu_X)^2)]$ tend vers zéro lorsque X tend vers μ_X

Au voisinage de $X = \mu_X$:

$$\begin{aligned} \text{Var}[F(X)] &= E[(F(X) - \mu_F)^2] \\ &\equiv E[F'^2(\mu_X)(X - \mu_X)^2] \end{aligned}$$

si $E[(X - \mu_X)^2 \epsilon((X - \mu_X)^2)] \rightarrow 0$ lorsque $X \rightarrow \mu_X$

$$\begin{aligned} &\equiv F'^2(\mu_X)E[(X-\mu_X)^2] \\ &\equiv F'^2(\mu_X)Var(X) \end{aligned}$$

Dans notre cas, $F(X) = \text{Log}(X)$; on a alors:

$$Var[\text{Log}(X)] \equiv \frac{Var(X)}{\mu_X^2}$$

sous des conditions que nous allons expliciter.

Les termes d'ordre supérieur à un peuvent s'exprimer:

$$\begin{aligned} \frac{F^{(n)}(\mu)}{n!}(X-\mu)^n &= \frac{(n-1)!}{n!} \frac{1}{\mu^n} (X-\mu)^n \text{ pour } F(X) = \text{Log}(X) \\ &= \frac{1}{n} \left(\frac{X-\mu}{\mu} \right)^n \end{aligned}$$

Le calcul de la somme des termes d'ordre supérieur ou égal à 1 se ramène donc au calcul de $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{u^n}{n}$ où $u = \frac{X-\mu}{\mu}$

$$\begin{aligned} \text{Or } \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u^n}{n} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int u_{n-1} du \\ &= \int \left(\sum_{n=1}^{\infty} u^{n-1} \right) du \\ &= \int \frac{du}{1-u} \text{ si } |u| < 1 \\ &= \text{Log}|1-u| \text{ pour } |u| < 1 \end{aligned}$$

Or $u = \frac{X-\mu}{\mu}$ peut être écrit $\frac{\eta(X)\sigma}{\mu}$, expression qui tend vers zéro lorsque $\frac{\sigma}{\mu}$ tend vers zéro ($\eta(X) = \frac{x-\mu}{\sigma}$ représente la v.a. X normalisée). Dans ce cas, l'expression $\text{Log}|1-u|$ tend également vers zéro lorsque $\frac{\sigma}{\mu}$ tend vers zéro. Ainsi $E\left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{F^{(n)}(\mu)}{n!}(X-\mu)^n\right] = E[\text{Log}|1-u|]$ tend vers zéro lorsque $\frac{\sigma}{\mu}$ tend vers zéro (et ceci quel que soit l'ordre du moment calculé). L'approximation $E\left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{F^{(n)}(\mu)}{n!}(X-\mu)^n\right] \approx 0$ est donc valable si la loi de la v.a. X est suffisamment resserrée autour de la moyenne: $\frac{\sigma}{\mu} \ll 1$. Dans notre cas, μ et σ^2 représentent respectivement la moyenne et la variance du rapport spectral; en particulier, $\sigma^2 = \mu^2 \frac{1-C^2}{C^2}$ où C désigne

la cohérence.

Donc $\frac{\sigma}{\mu} \ll 1$ est équivalent à $\frac{1-C^2}{C^2} \ll 1$

soit:

$$C^2 \gg \frac{1}{2}$$

c'est-à-dire:

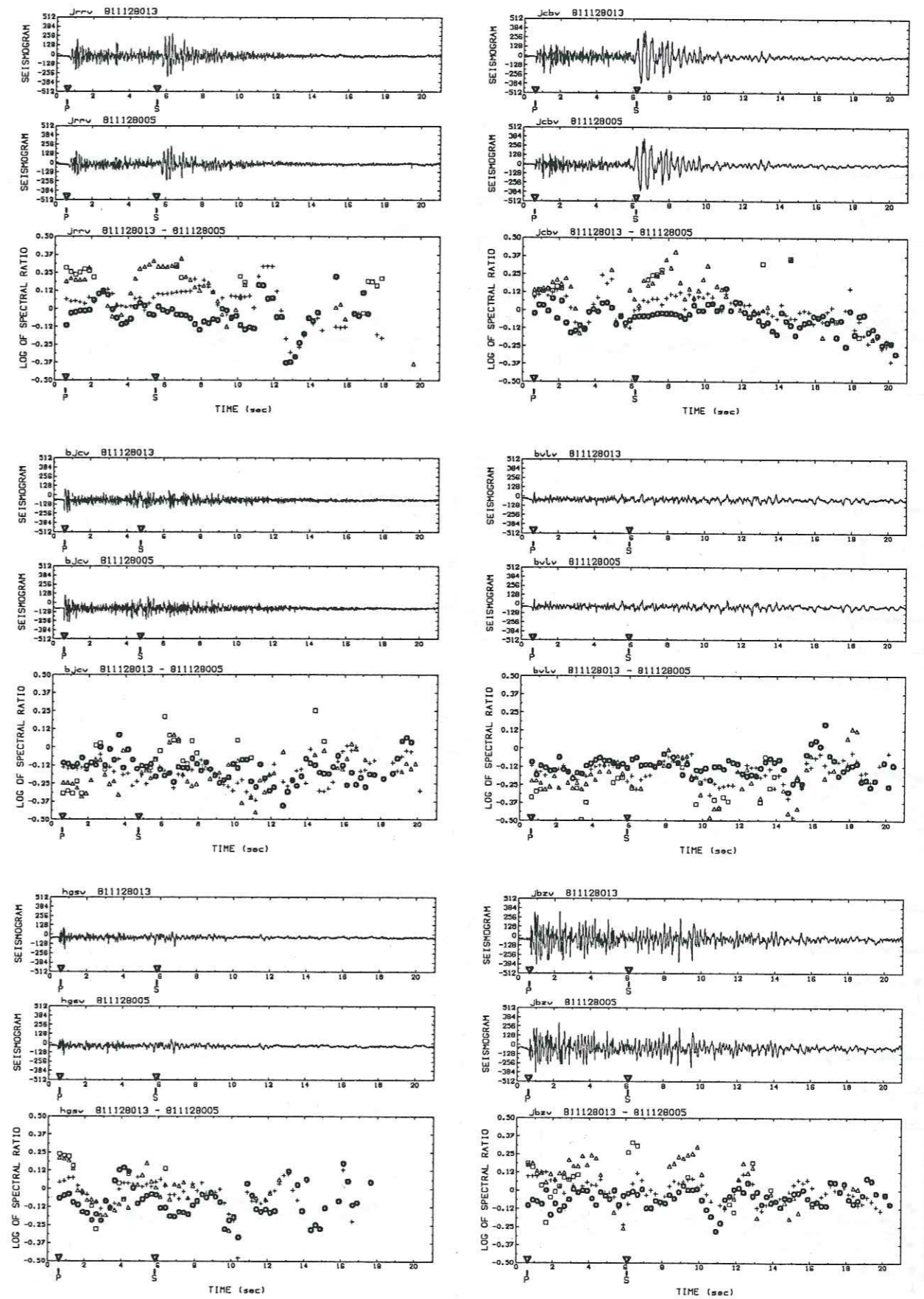
$$C \gg 0,71$$

Etant donné que pour estimer les variations du rapport spectral, nous n'utilisons que les bandes de fréquence pour lesquelles $C > 0,90$, et que par ailleurs les valeurs vraies du rapport spectral varient en général faiblement, nous utiliserons l'approximation:

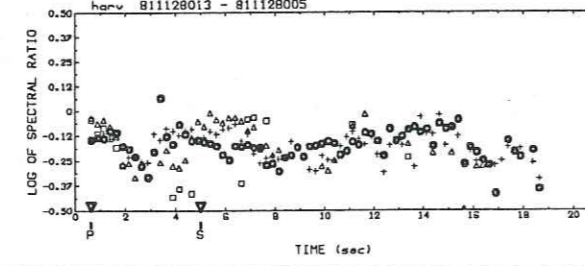
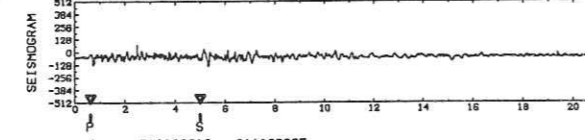
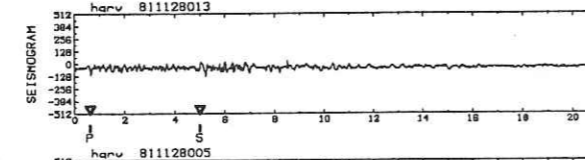
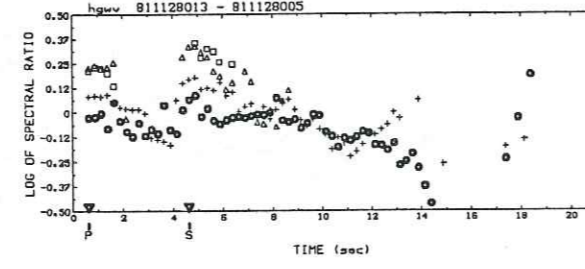
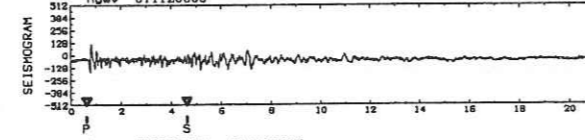
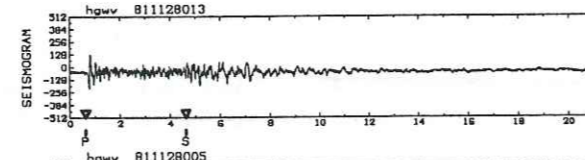
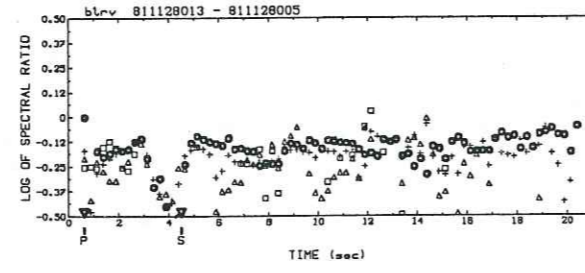
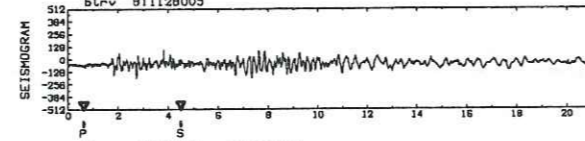
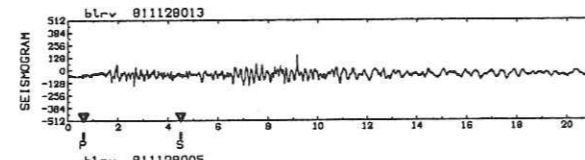
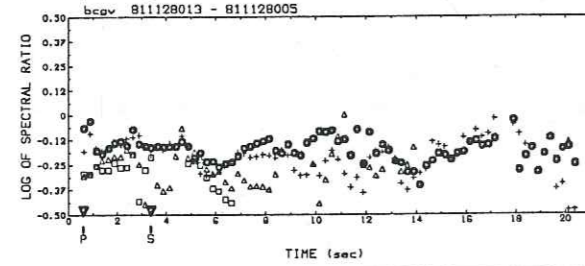
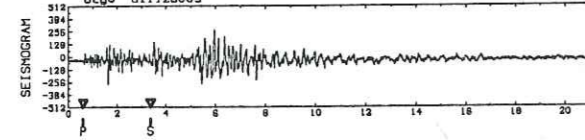
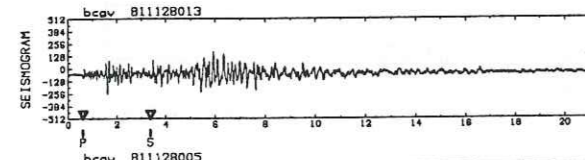
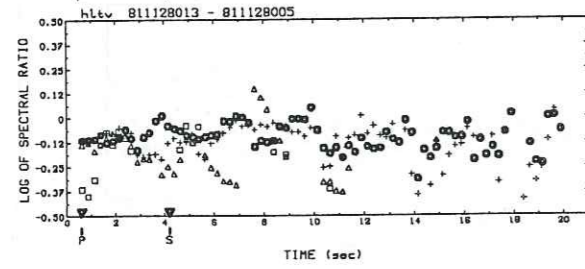
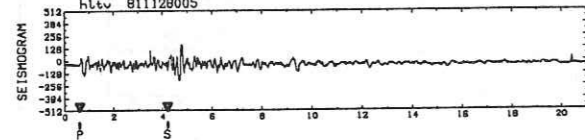
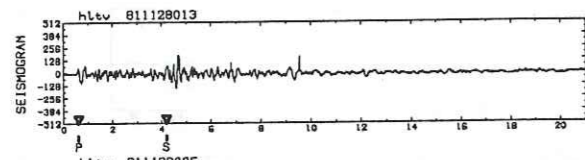
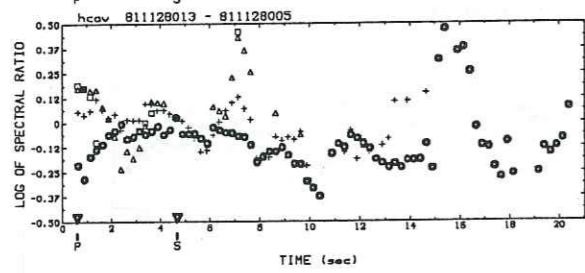
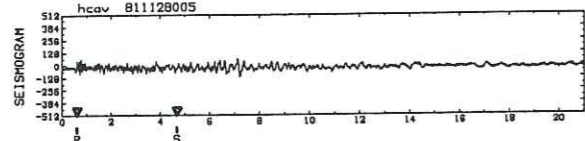
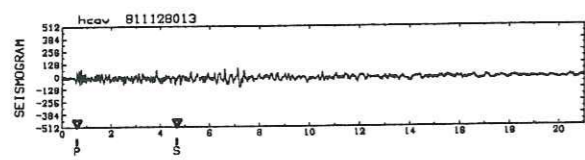
$$Var[\text{Log}(G(f))] \equiv \frac{Var[G(f)]}{G^2(f)}$$

ANNEXE V

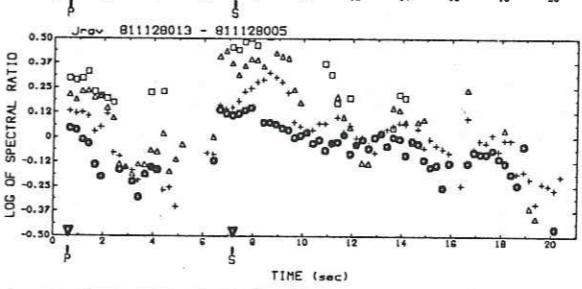
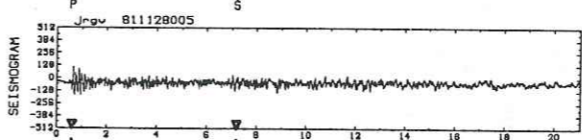
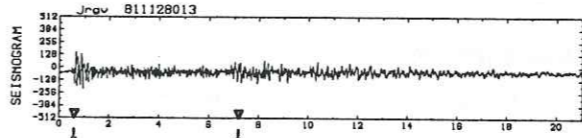
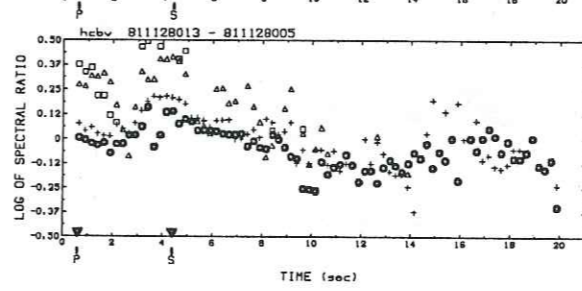
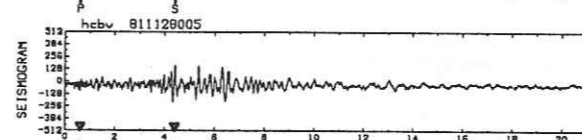
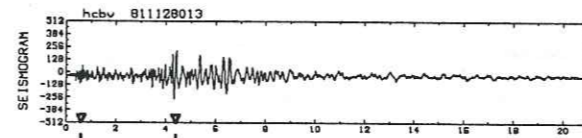
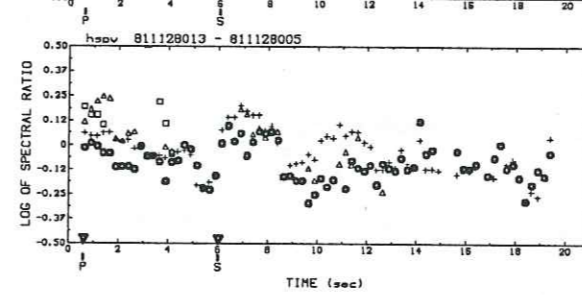
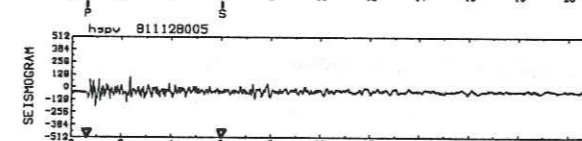
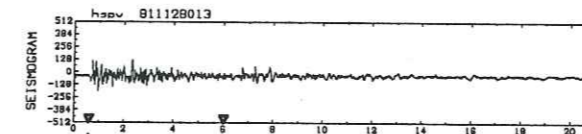
Logarithme du rapport spectral calculé par bandes de fréquence (o: 2-6 Hz; +: 6-10 Hz; Δ : 10-14 Hz; \square : 14-18 Hz), à l'aide d'une fenêtre mobile se déplaçant le long du sismogramme, pour les doublets spatiaux étudiés.



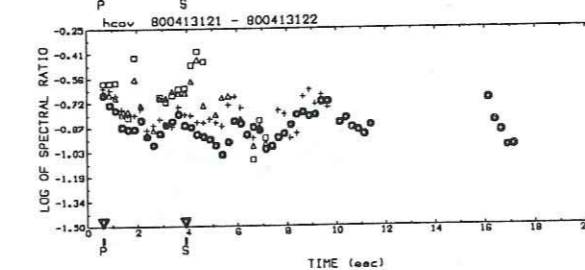
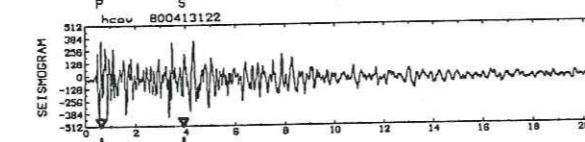
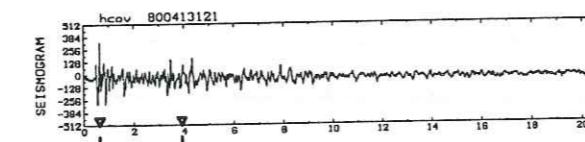
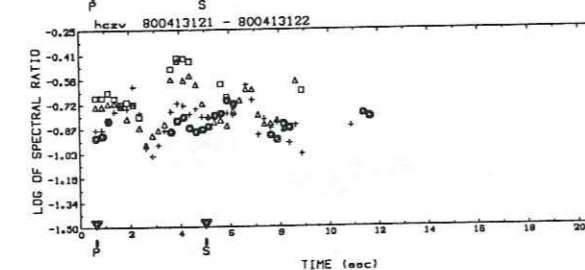
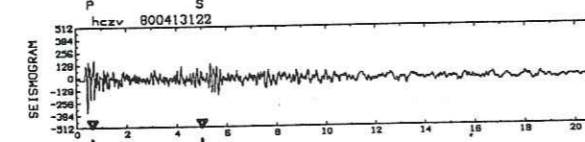
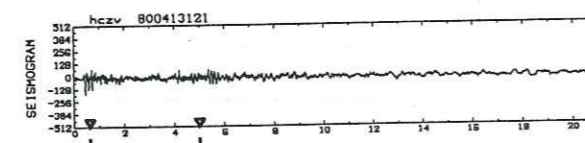
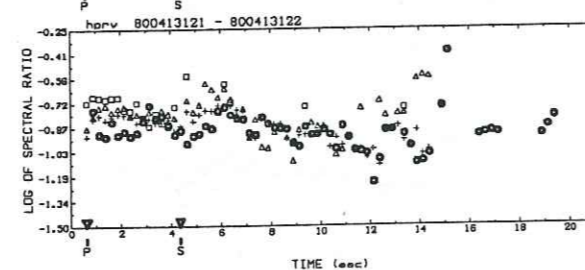
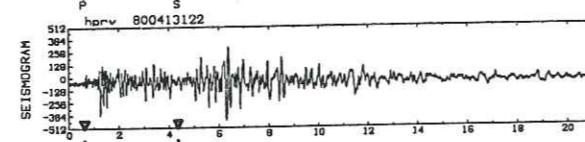
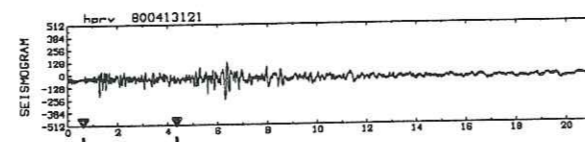
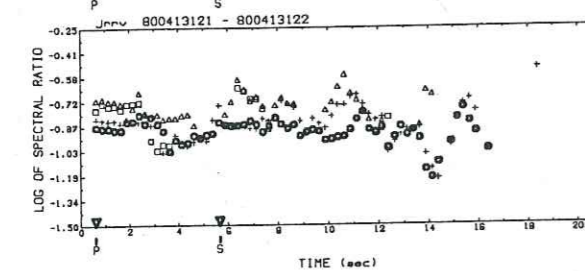
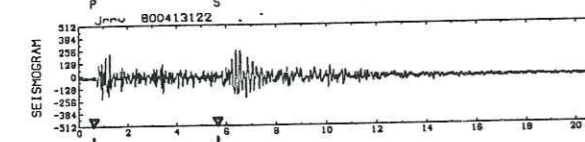
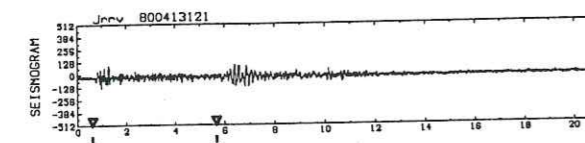
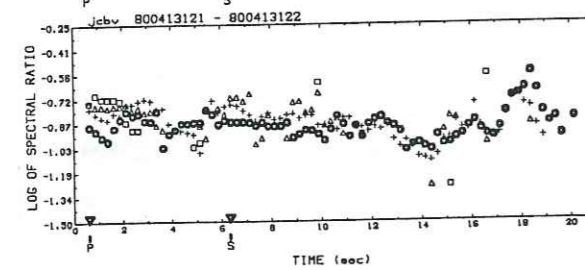
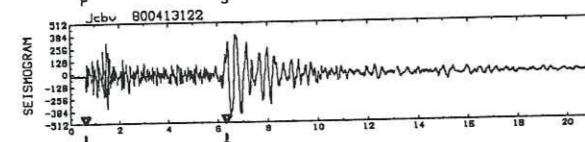
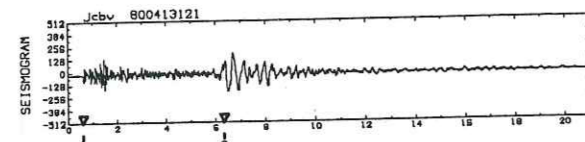
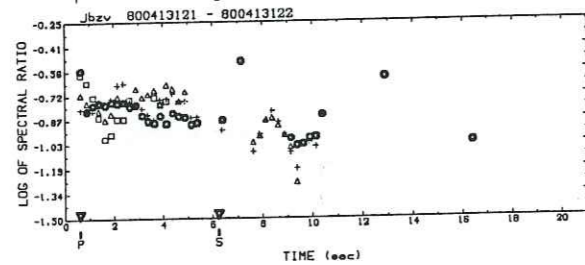
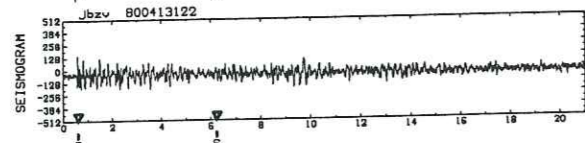
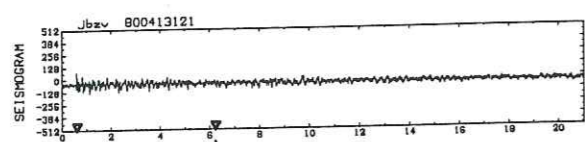
Doublet S6



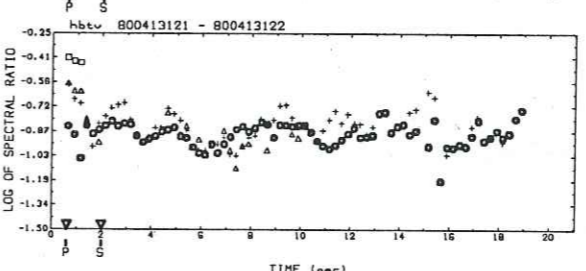
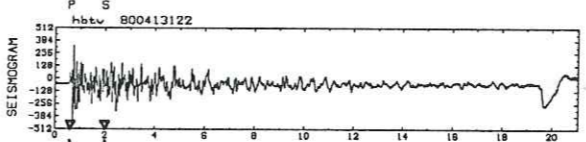
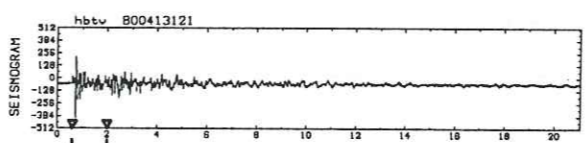
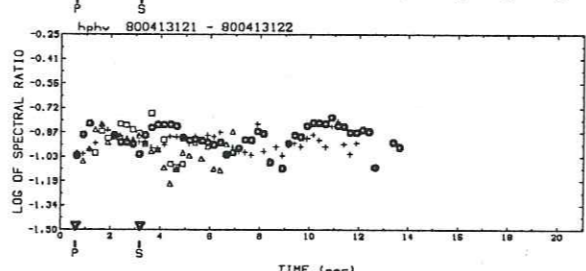
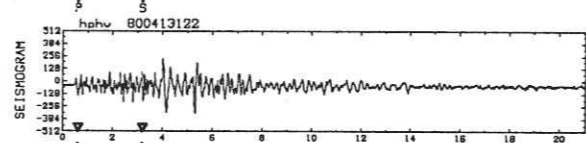
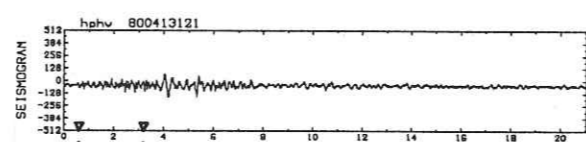
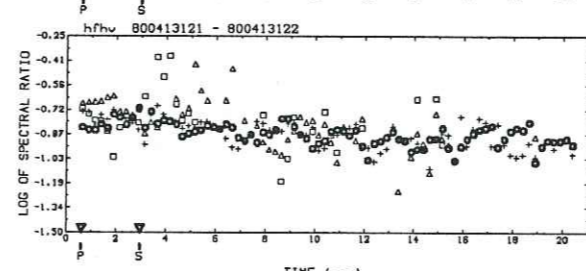
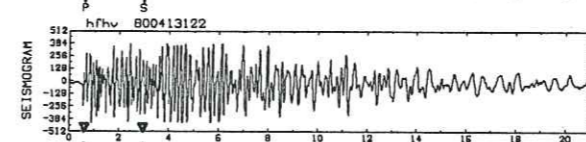
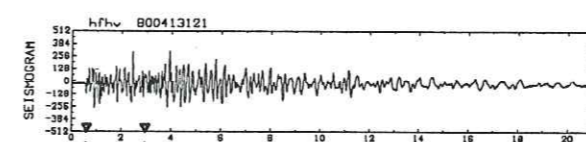
Doublet S6



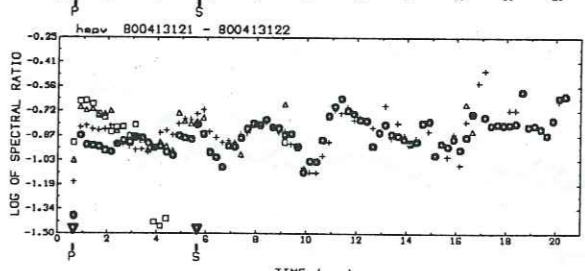
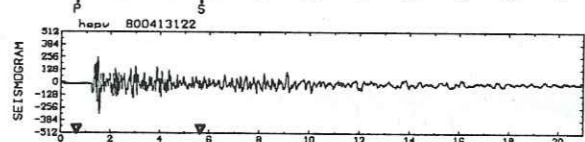
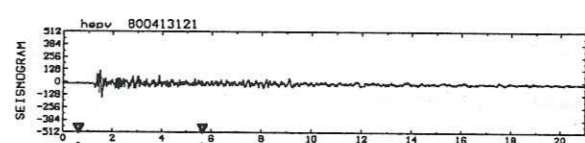
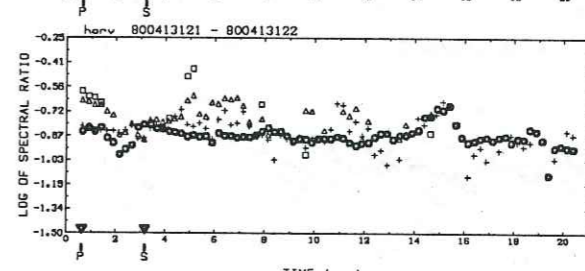
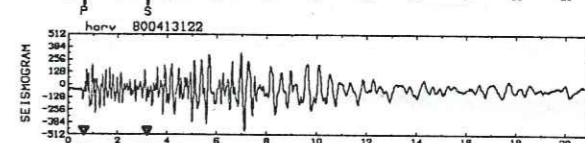
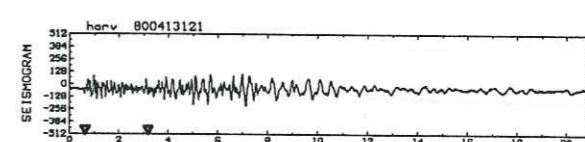
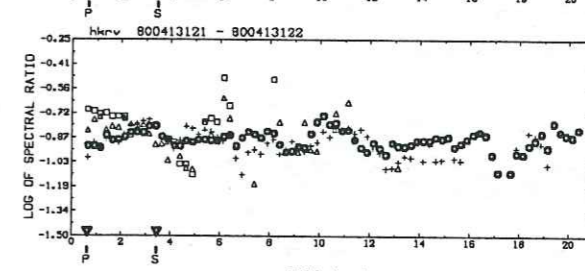
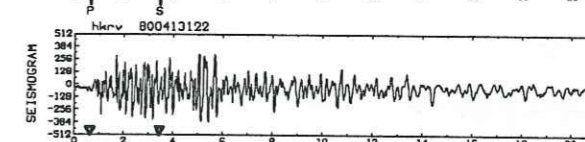
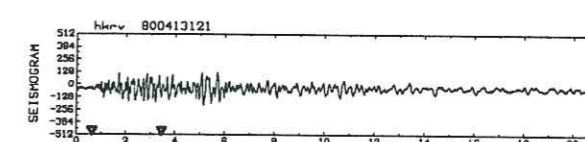
Doublet S6

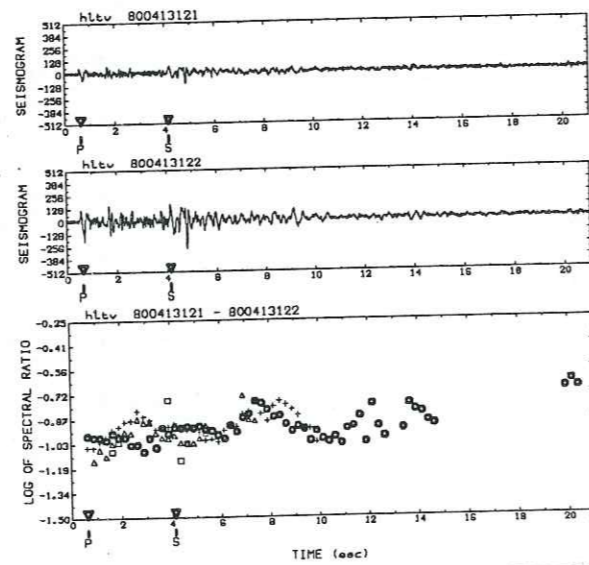
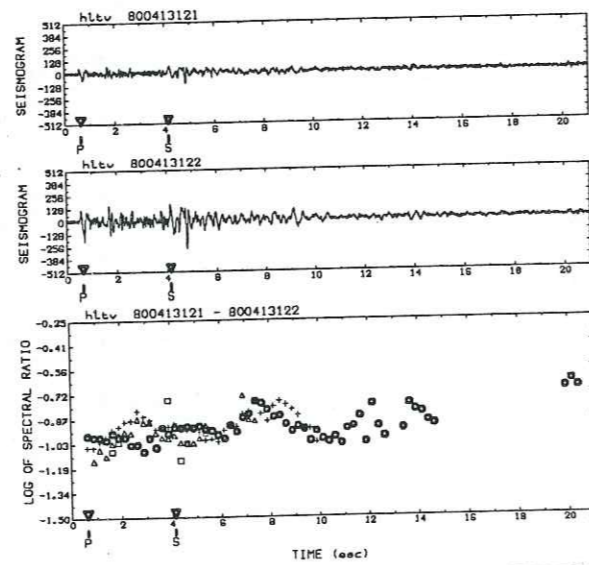
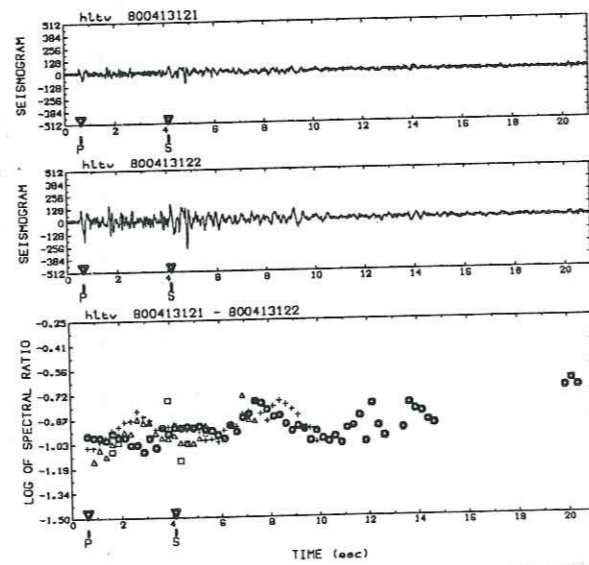
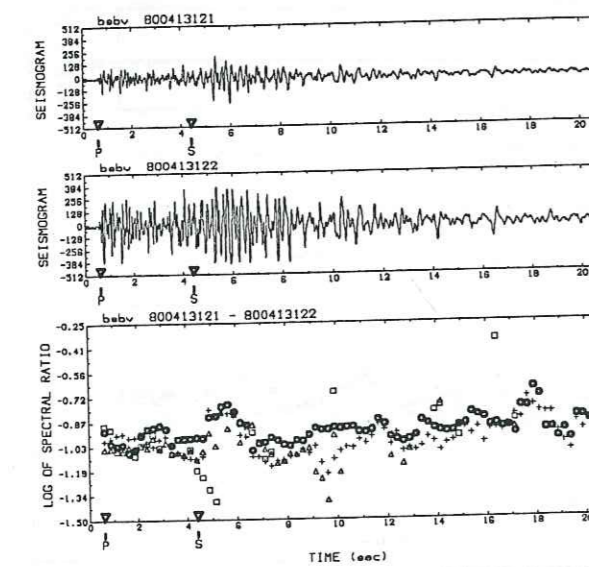
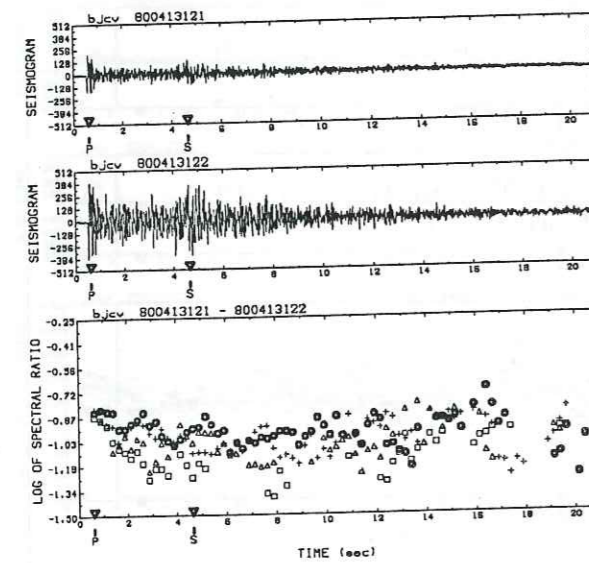
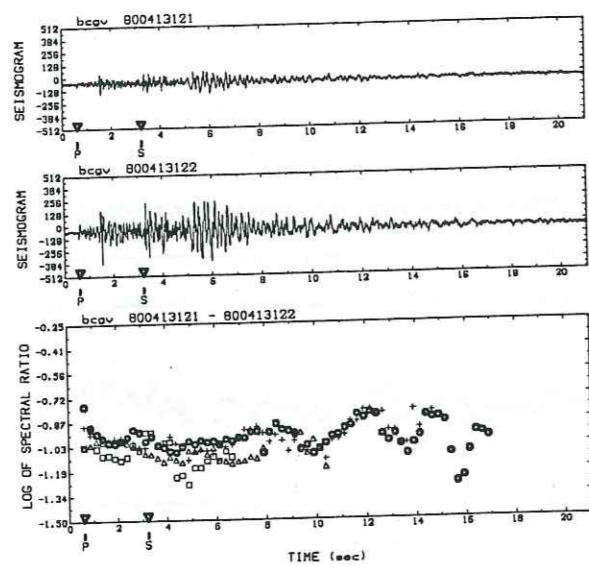


Doublet Sa

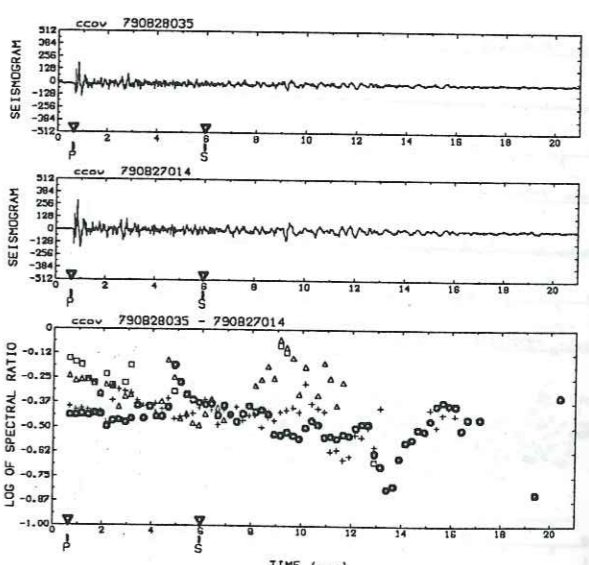
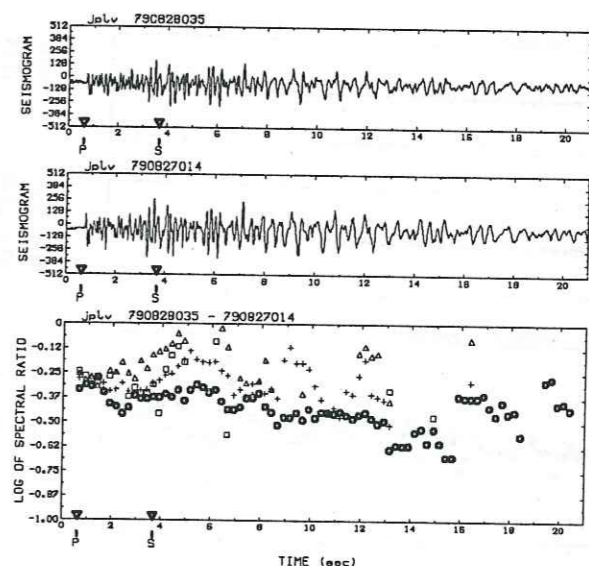
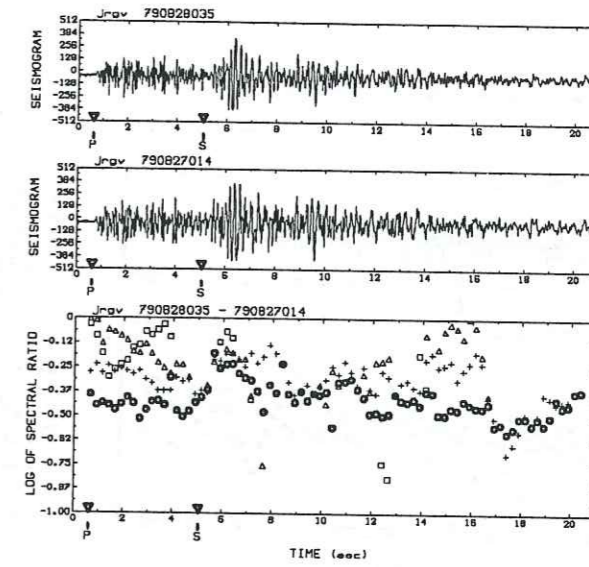
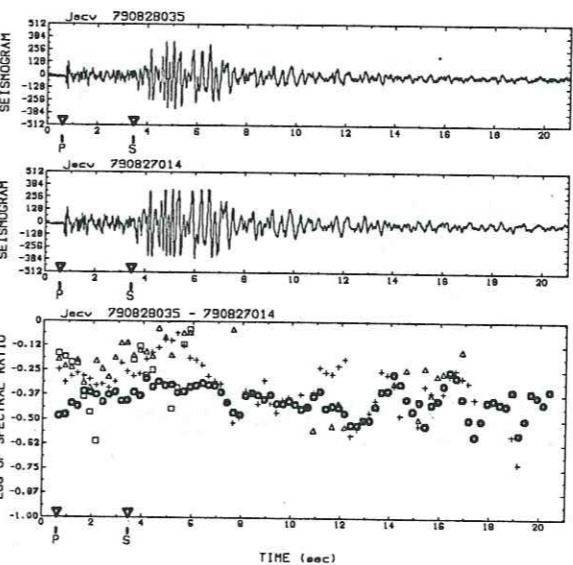
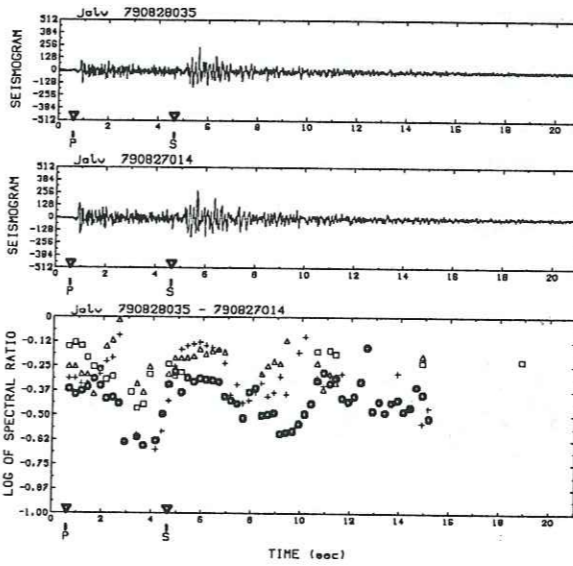
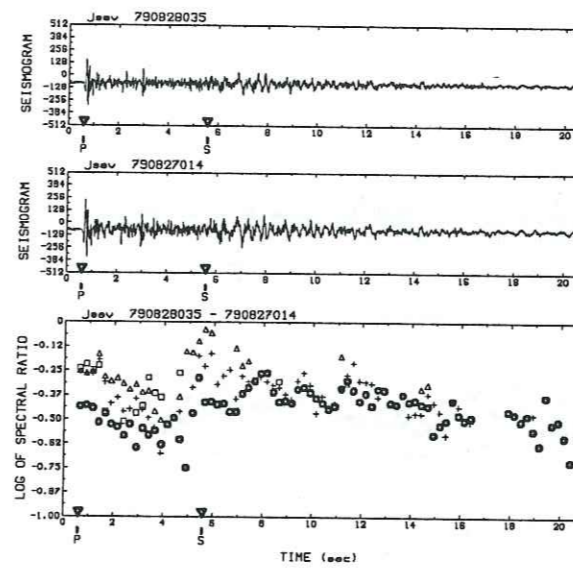


Doublet Sa

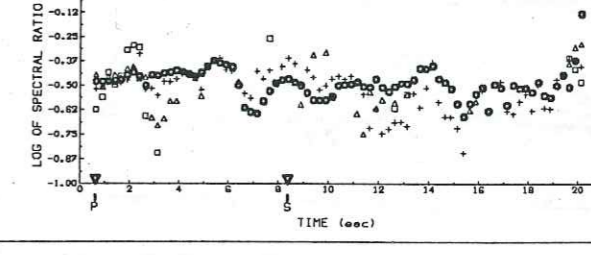
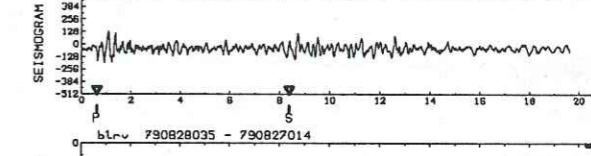
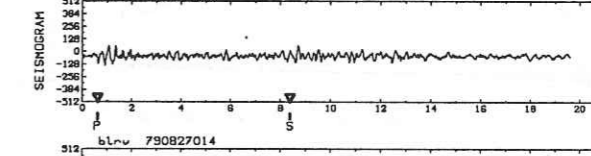
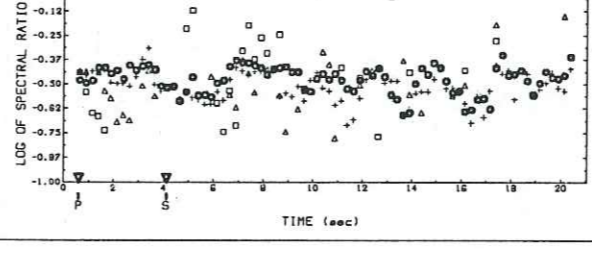
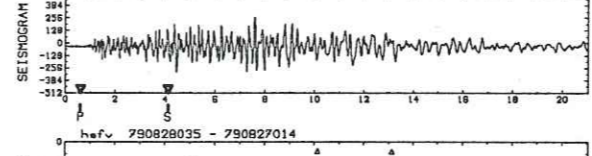
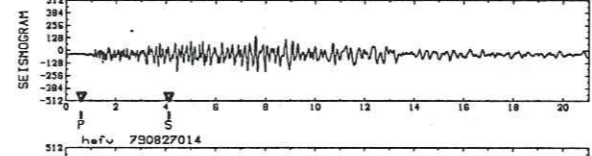
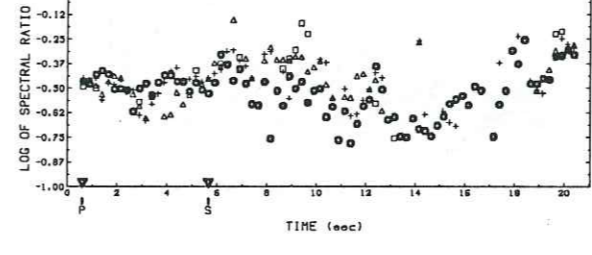
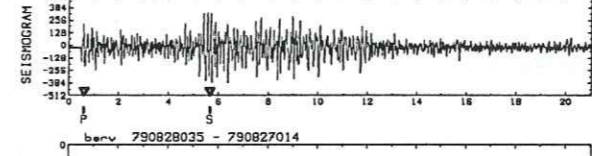
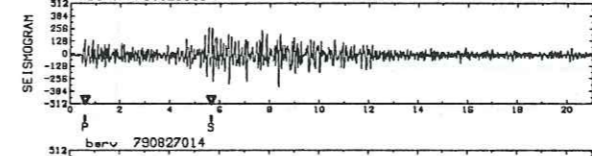
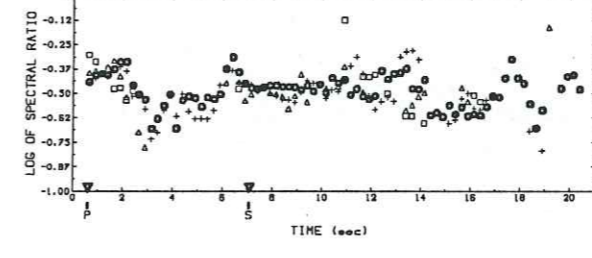
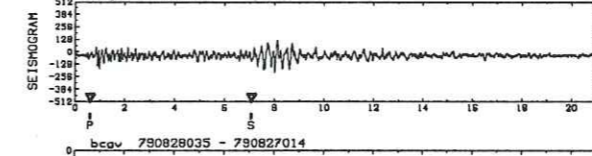
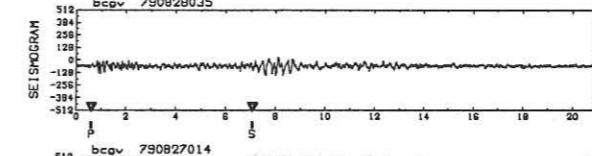
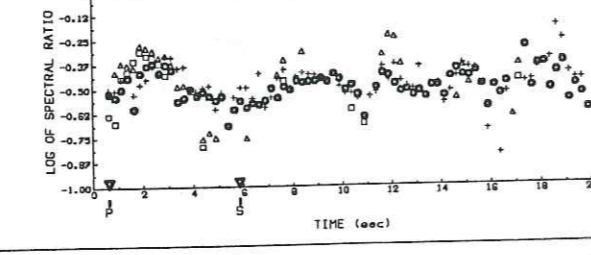
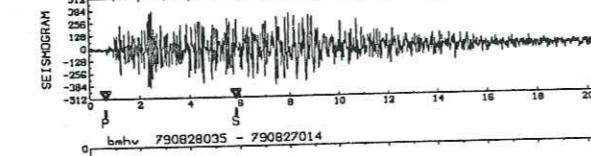
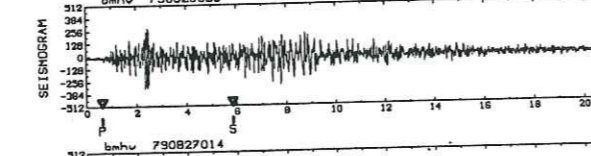
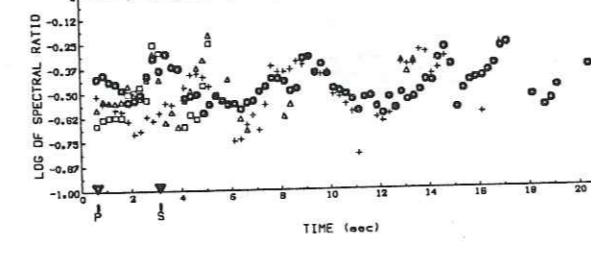
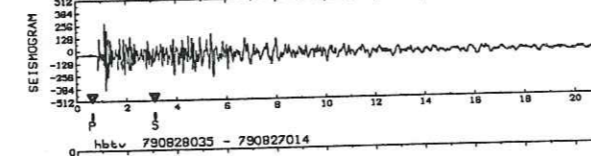
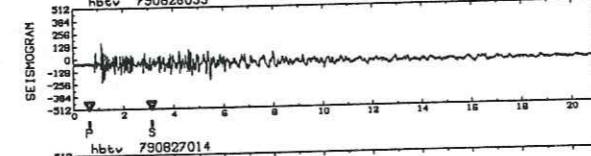
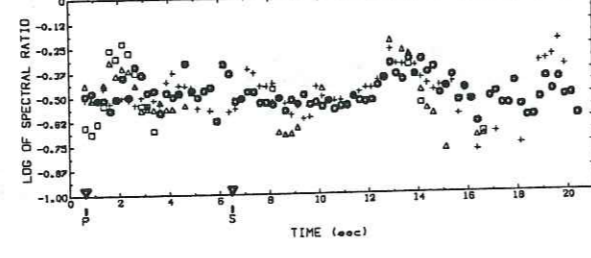
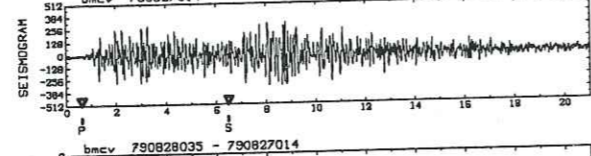
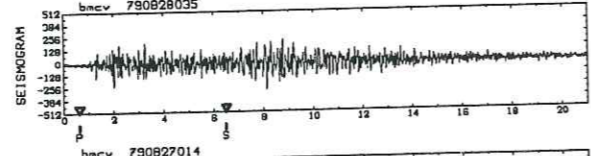
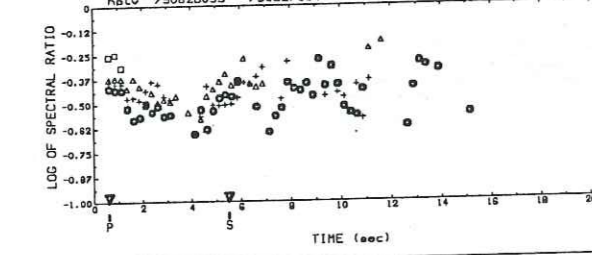
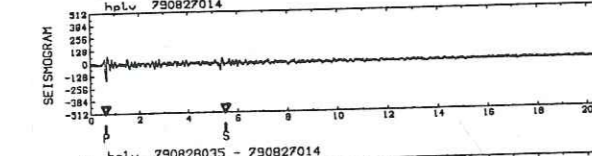
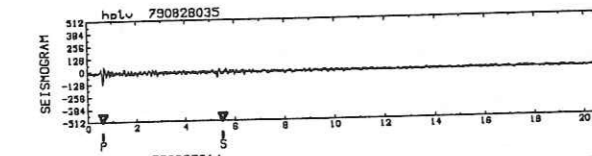
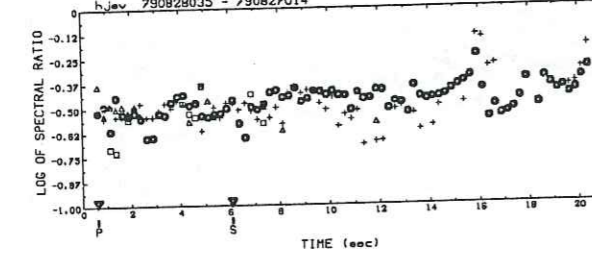
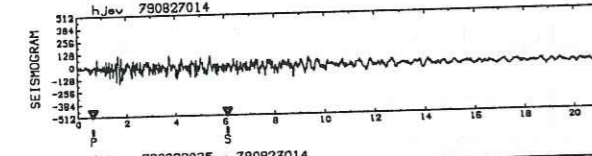
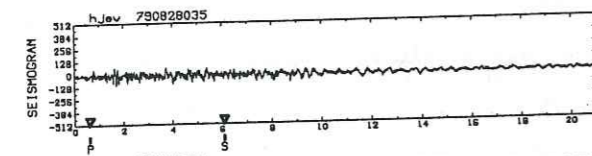
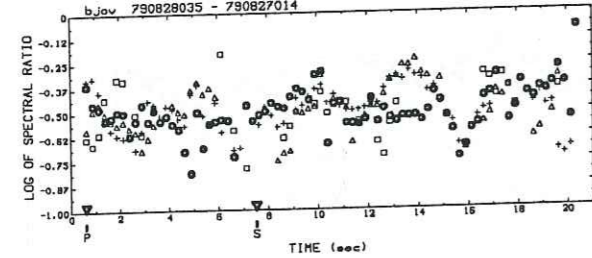
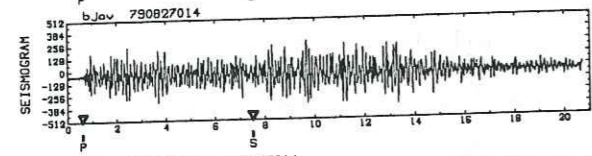
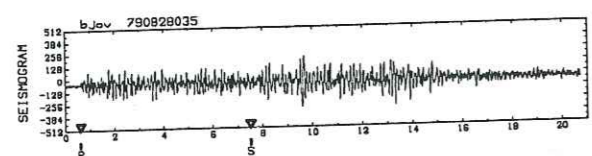


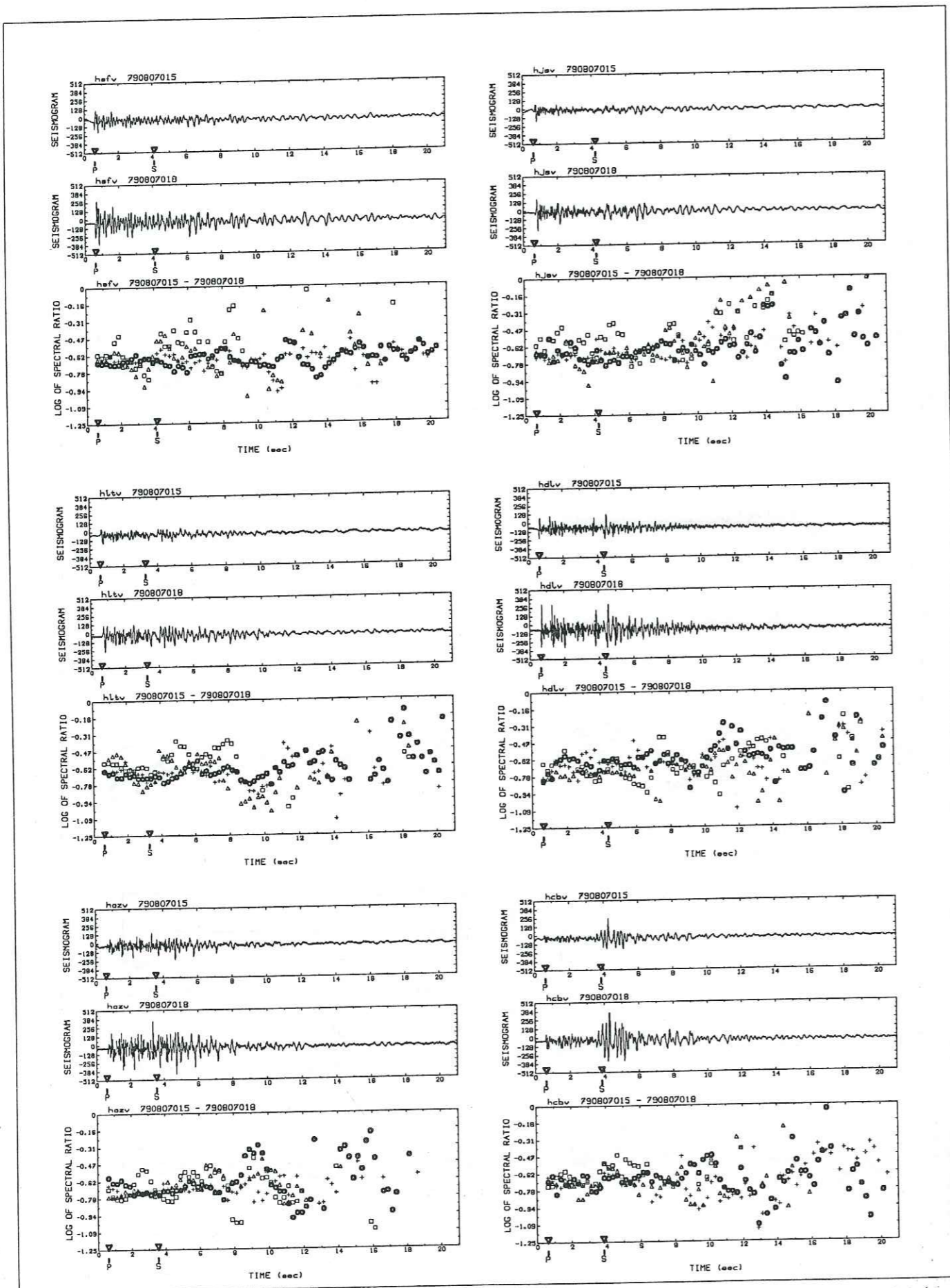


Doublet Sa

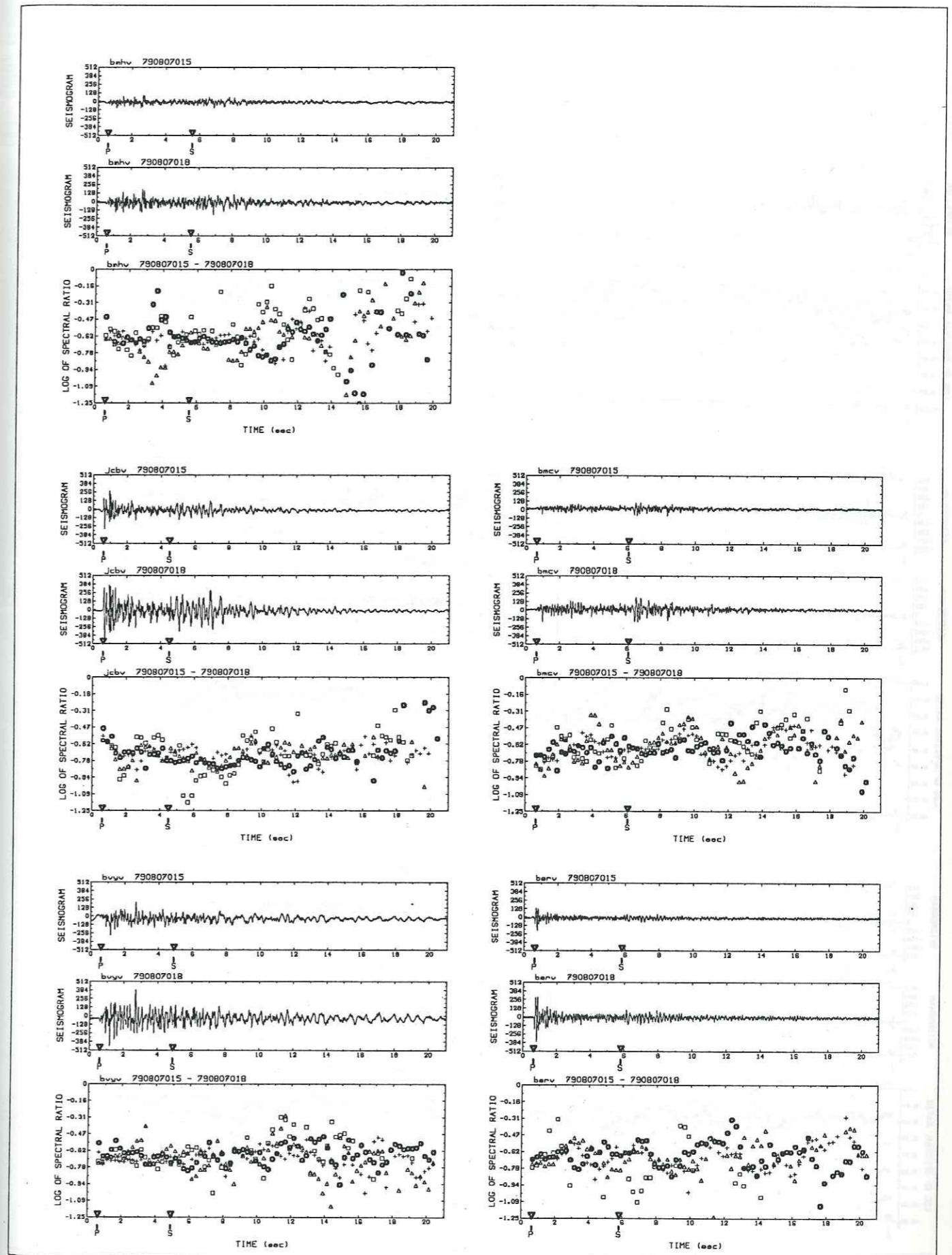


Doublet Sf

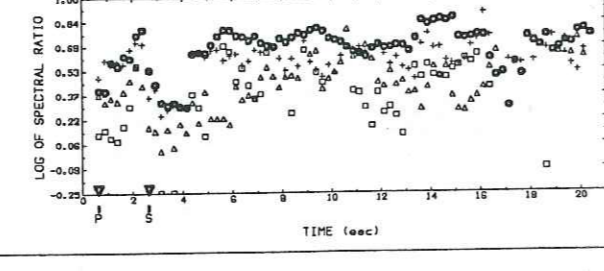
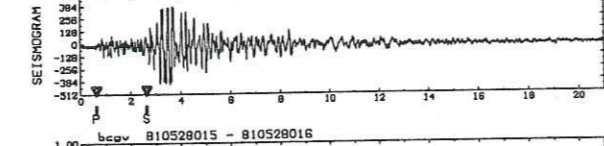
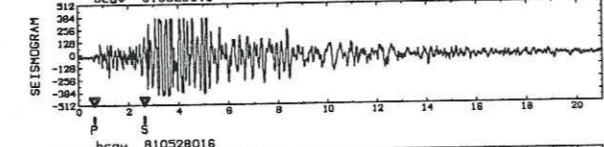
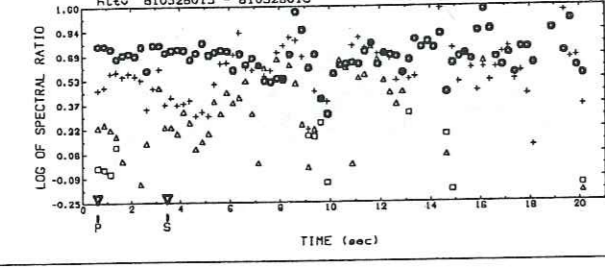
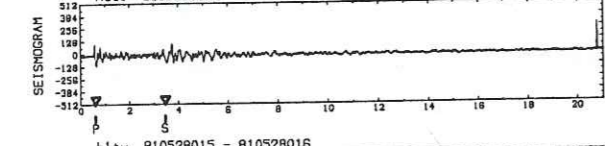
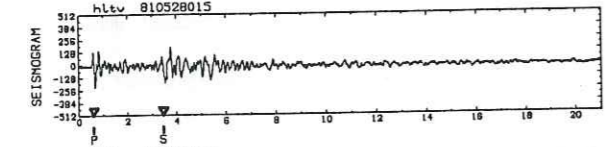
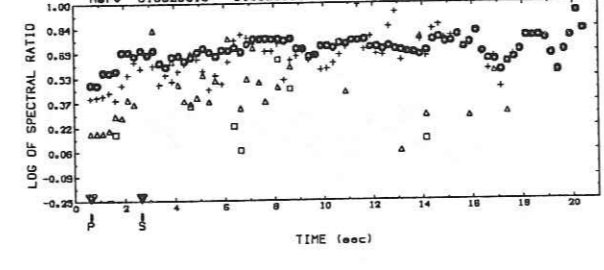
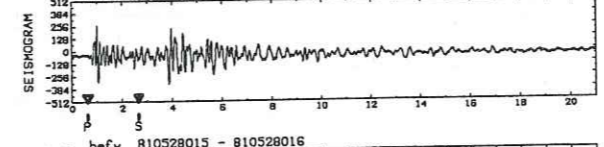
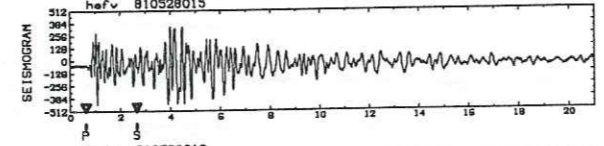
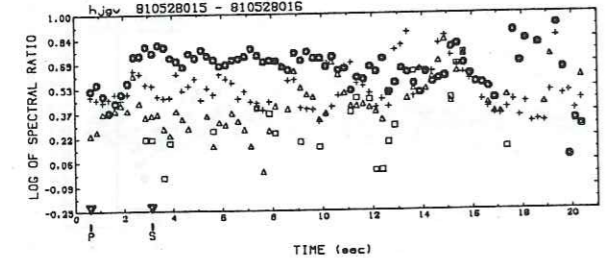
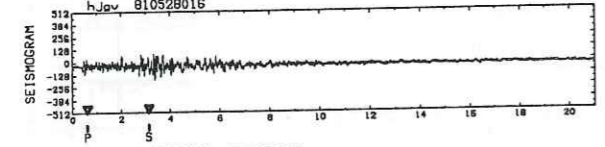
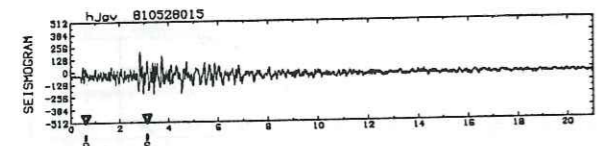
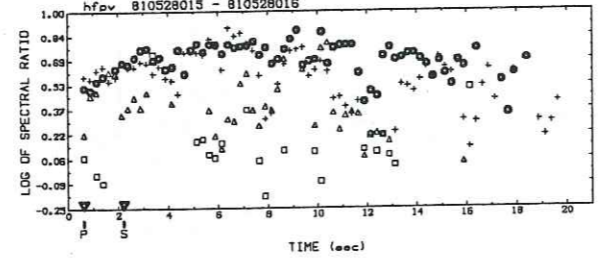
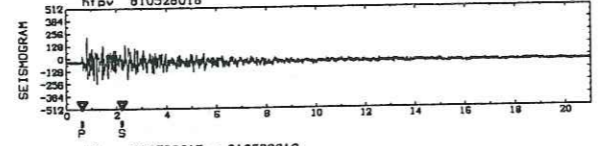
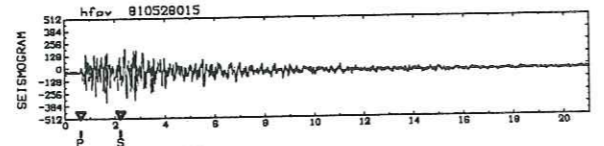
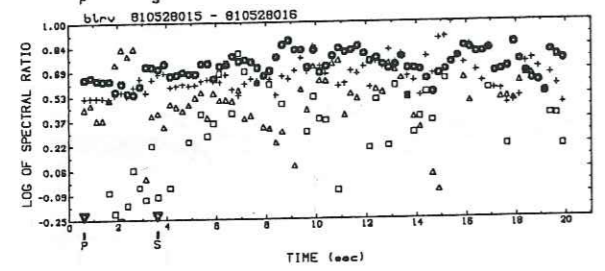
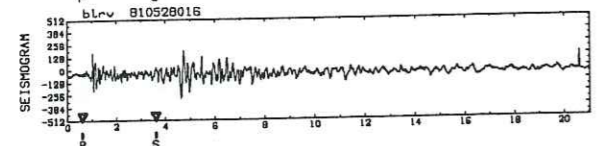
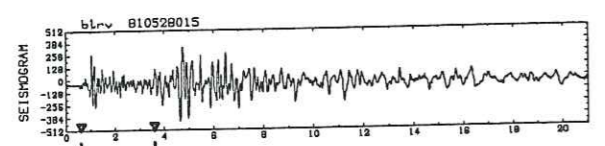




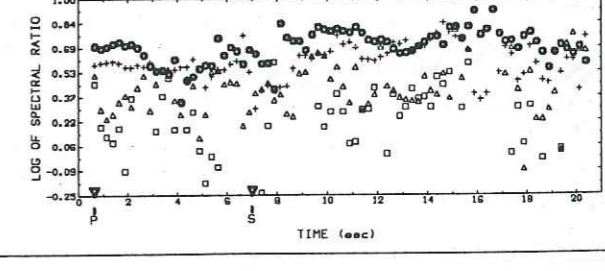
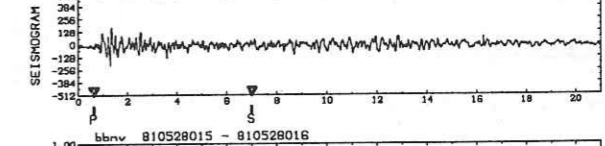
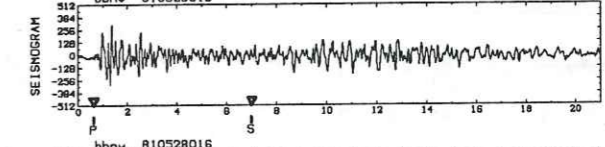
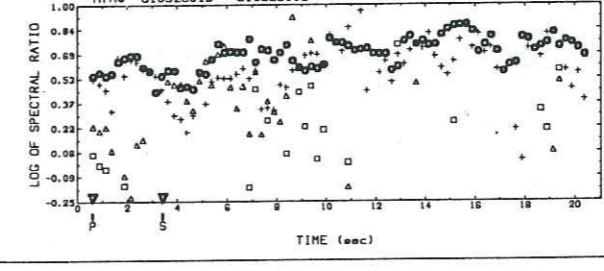
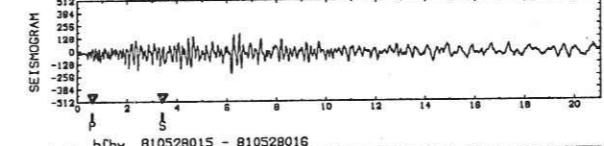
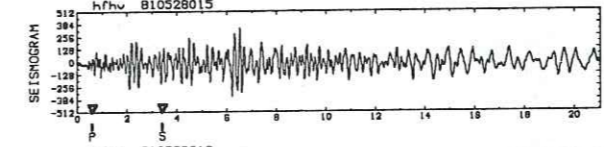
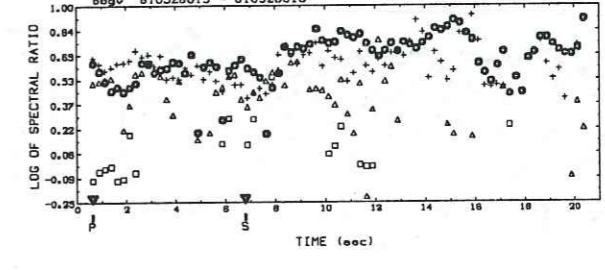
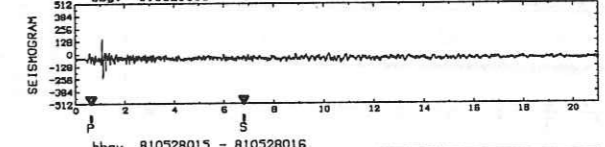
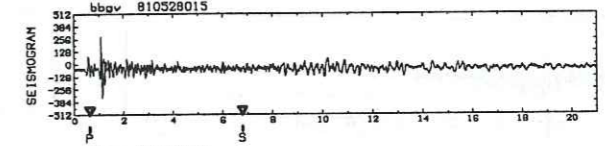
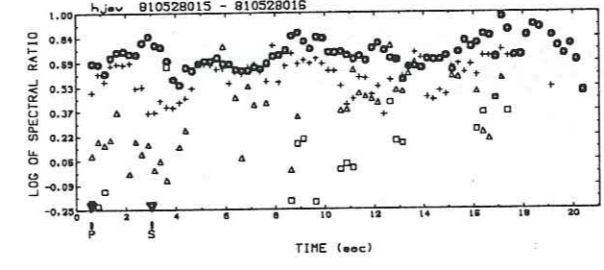
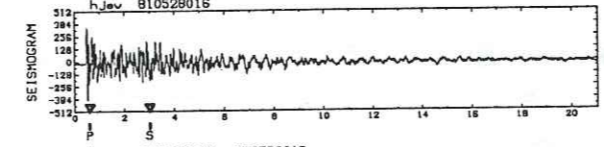
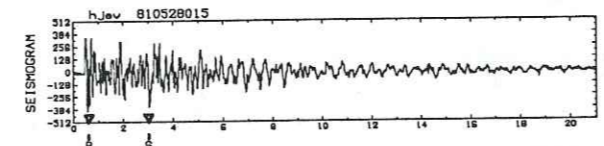
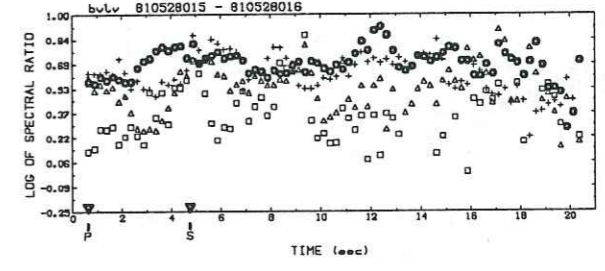
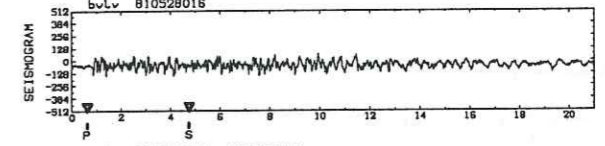
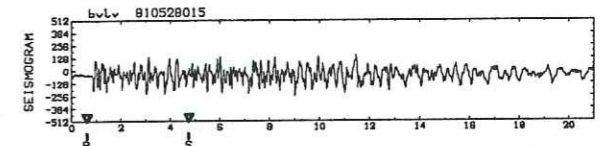
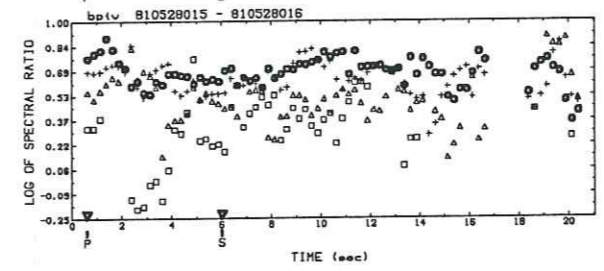
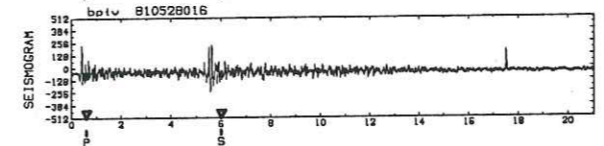
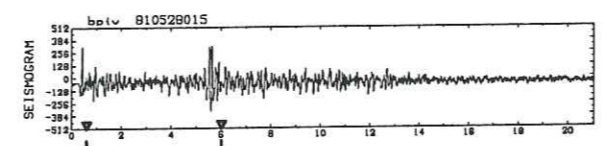
Doublet A834



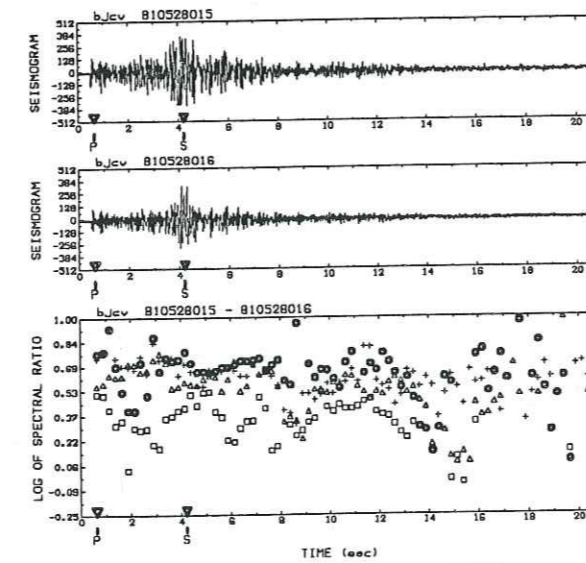
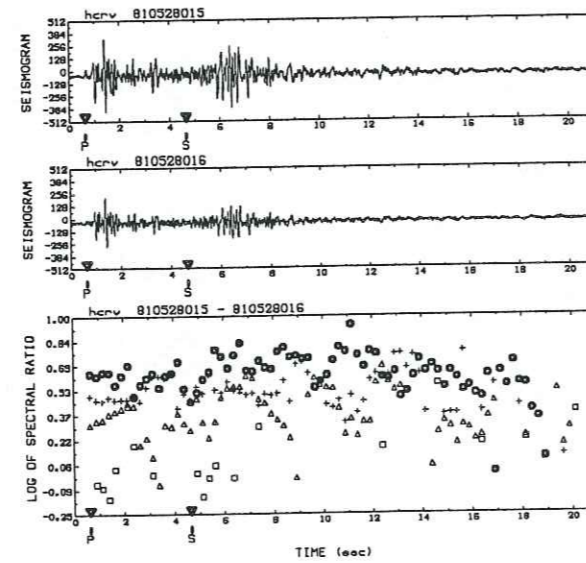
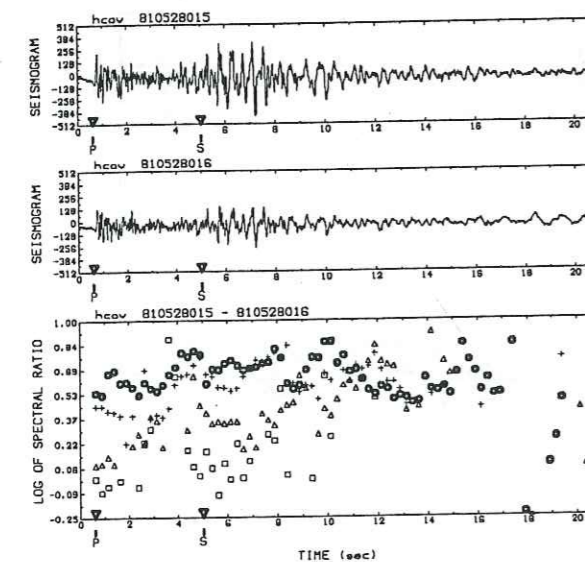
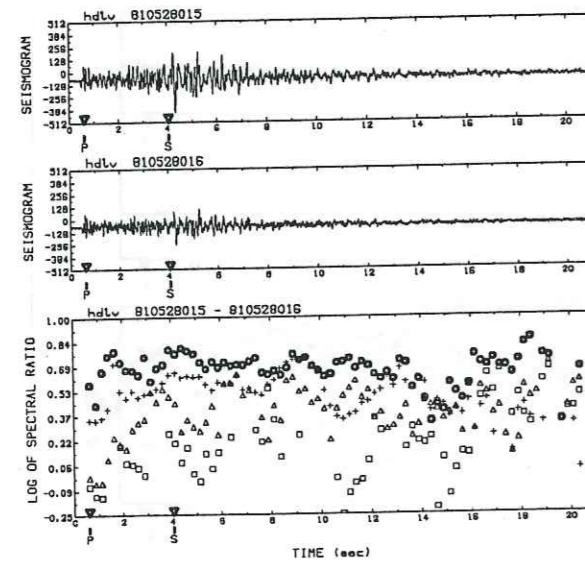
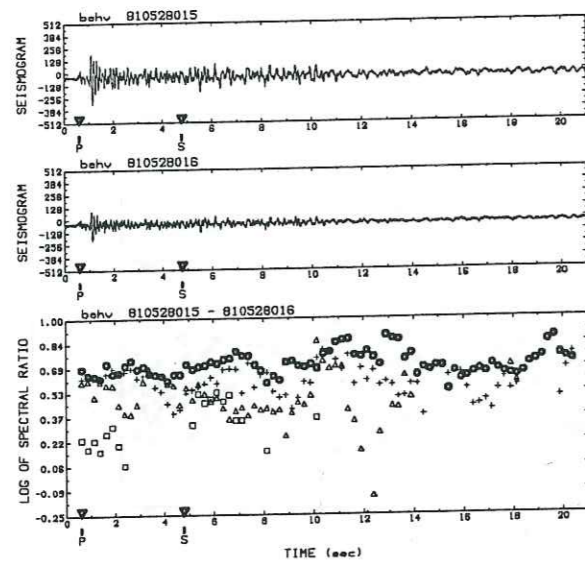
Doublet A834



Doublet S5

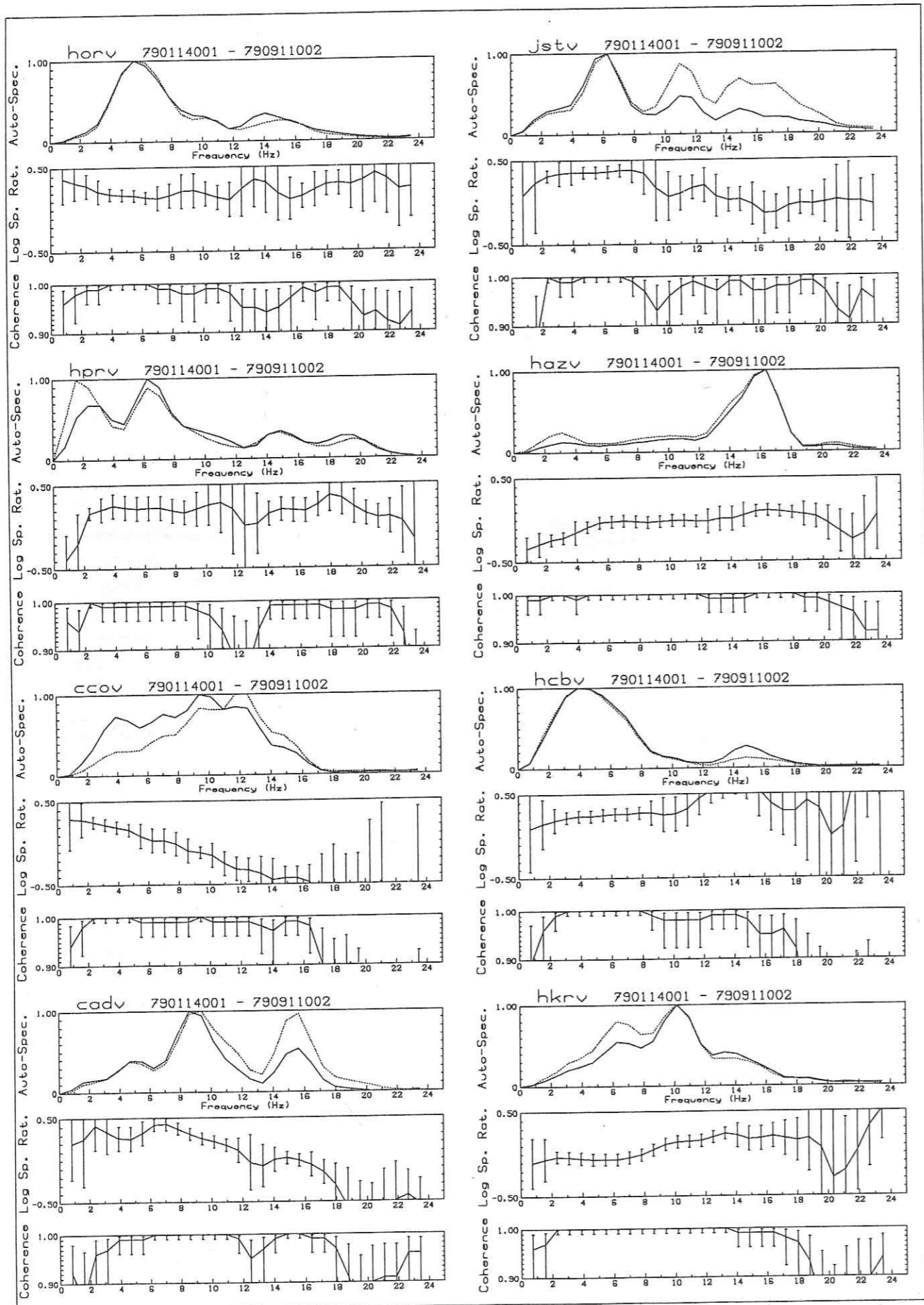


Doublet S5

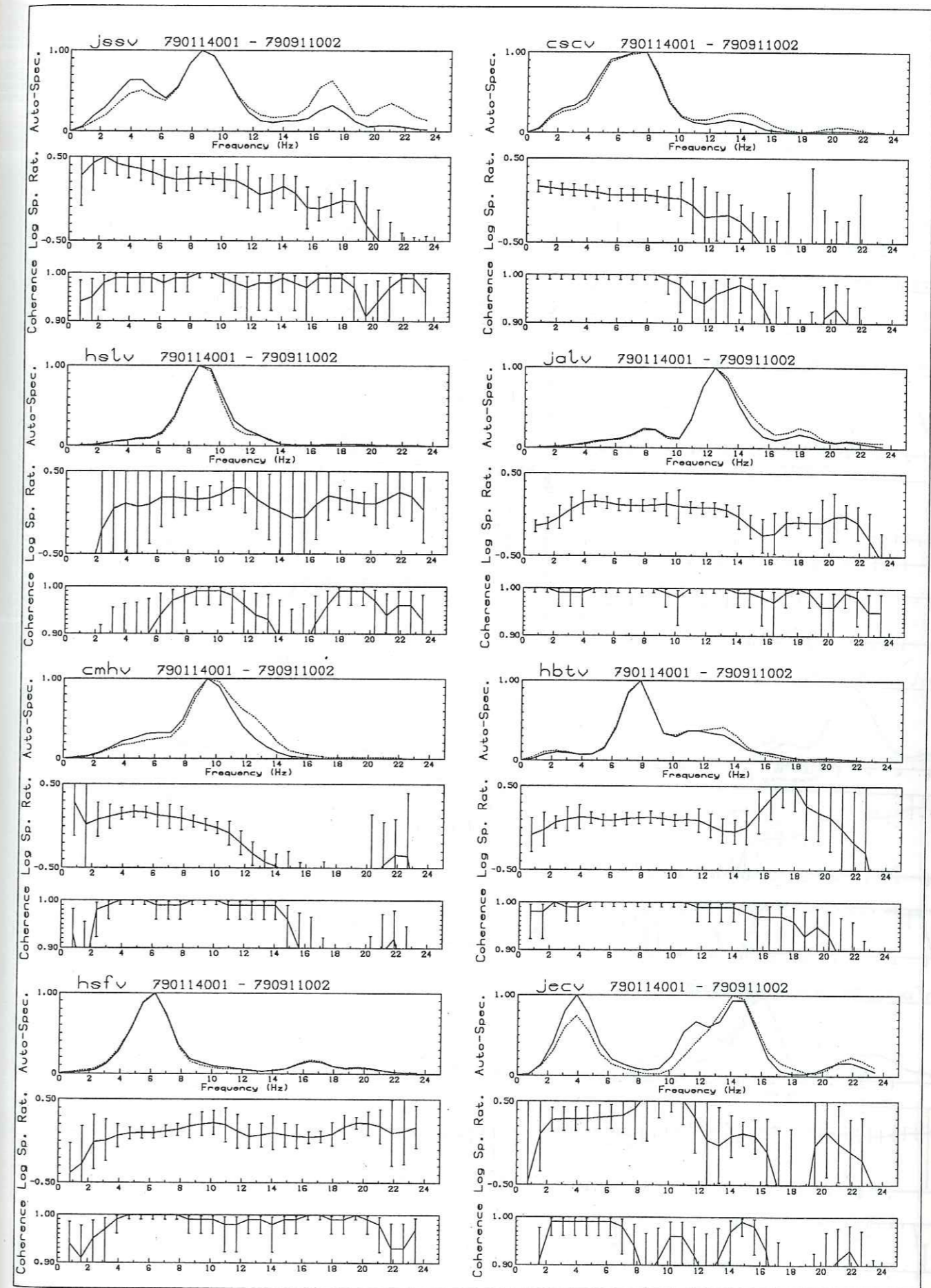


Doublet S5

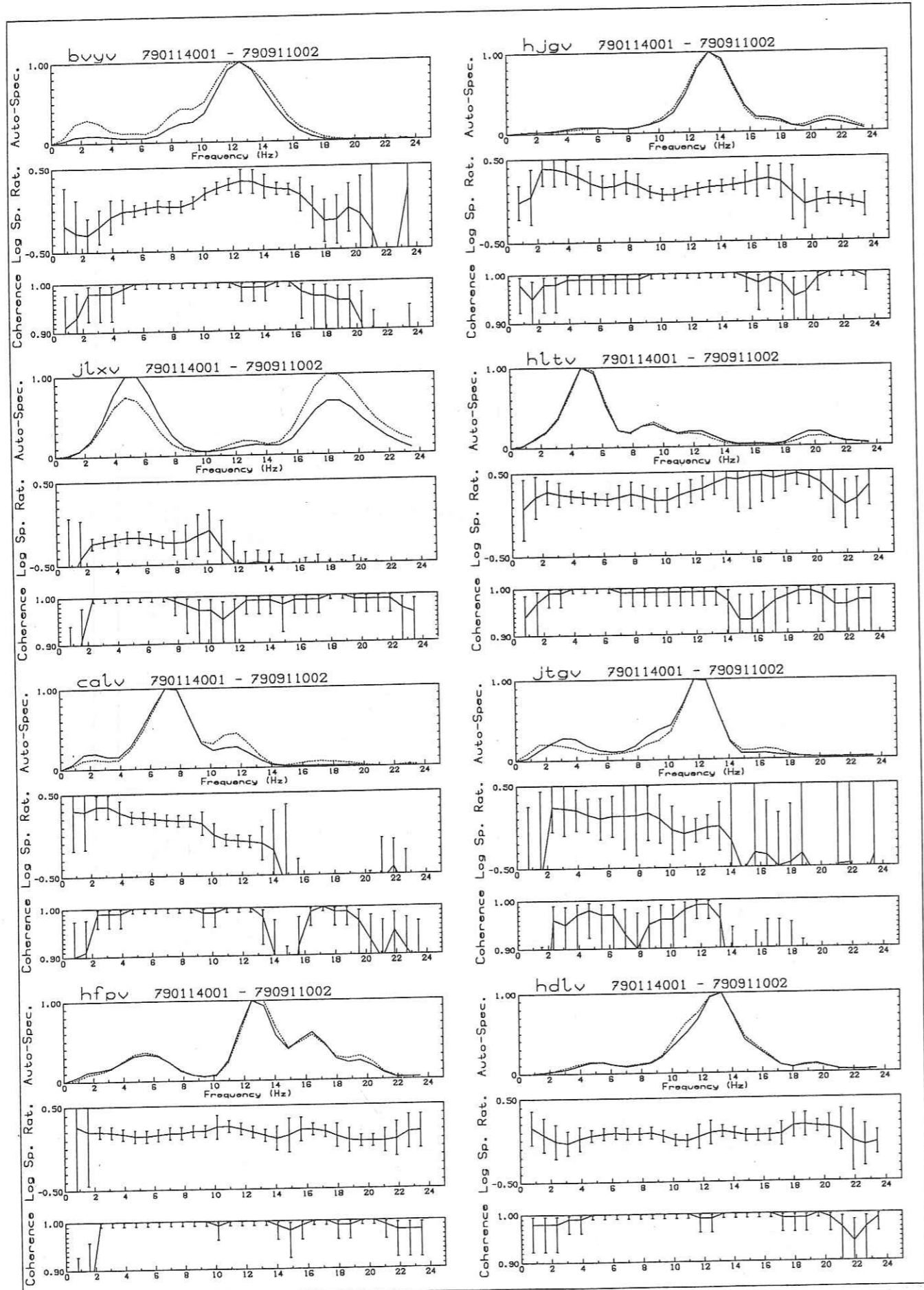
Autospectres, logarithmes des rapports spectraux et cohérence avec leurs intervalles de confiance à 90% approchés pour les doublets temporels étudiés. Les intervalles de confiance approchés sont calculés en faisant l'hypothèse d'une distribution de Fisher du rapport spectral.



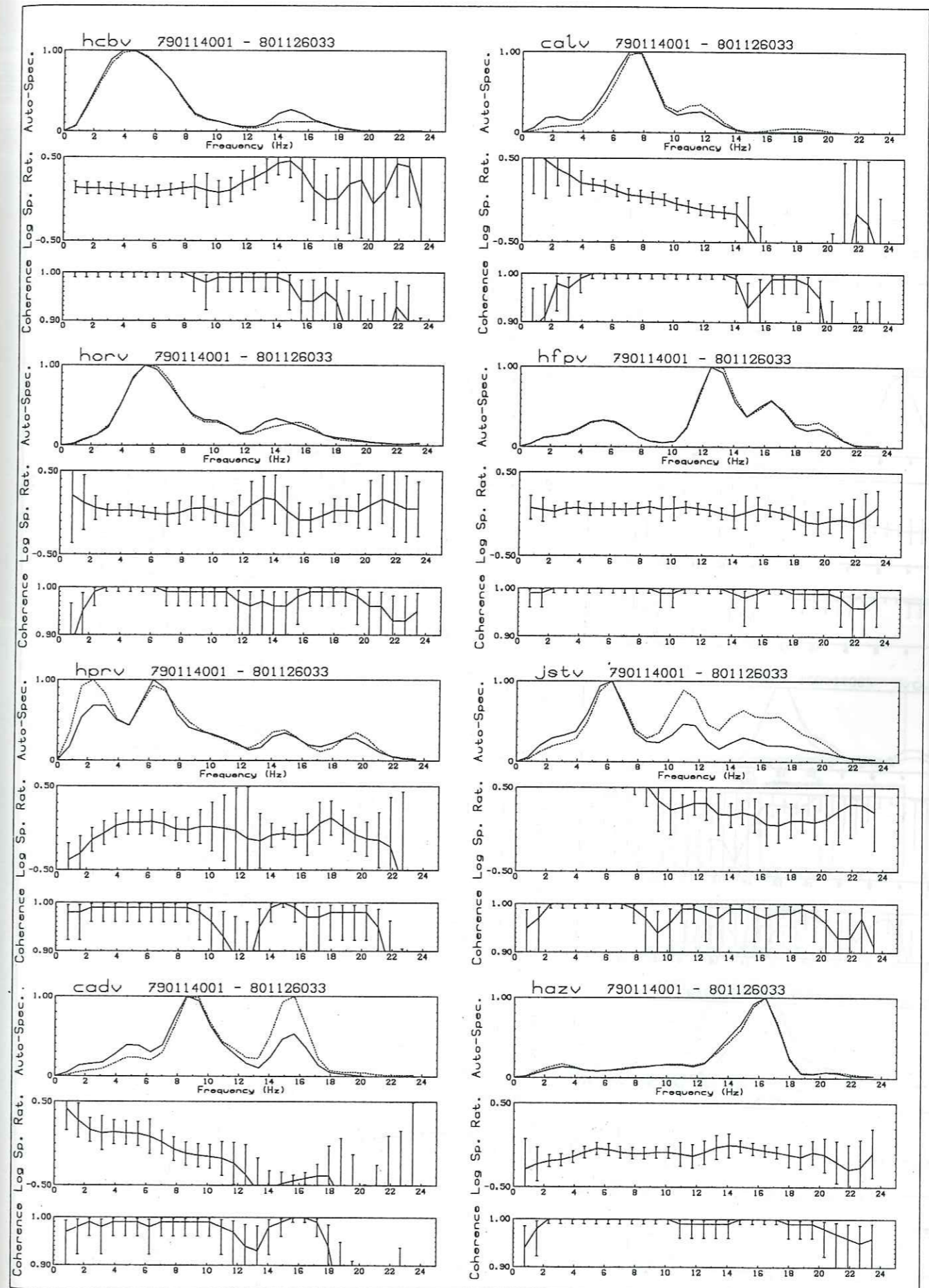
Doublet A712



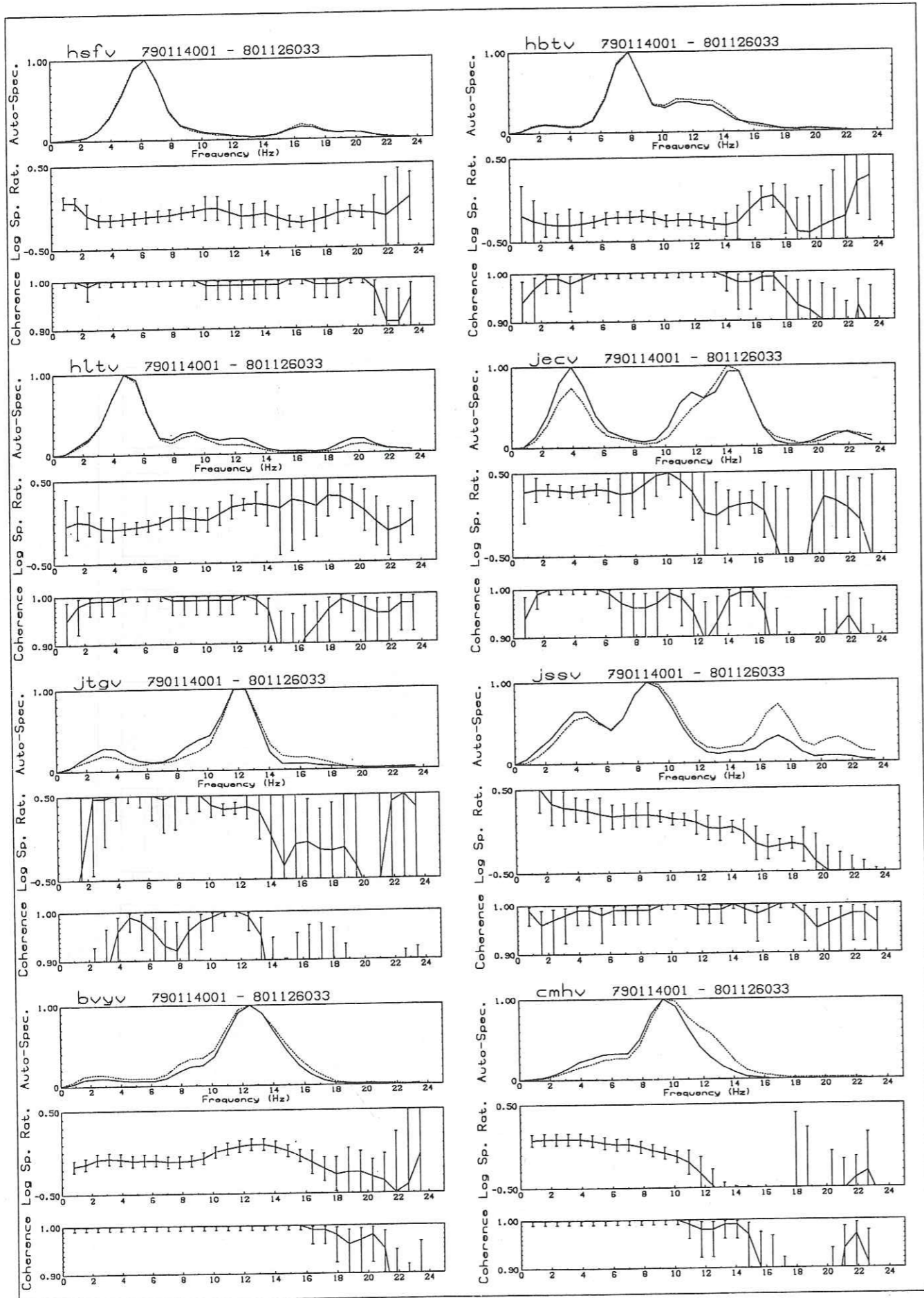
Doublet A712



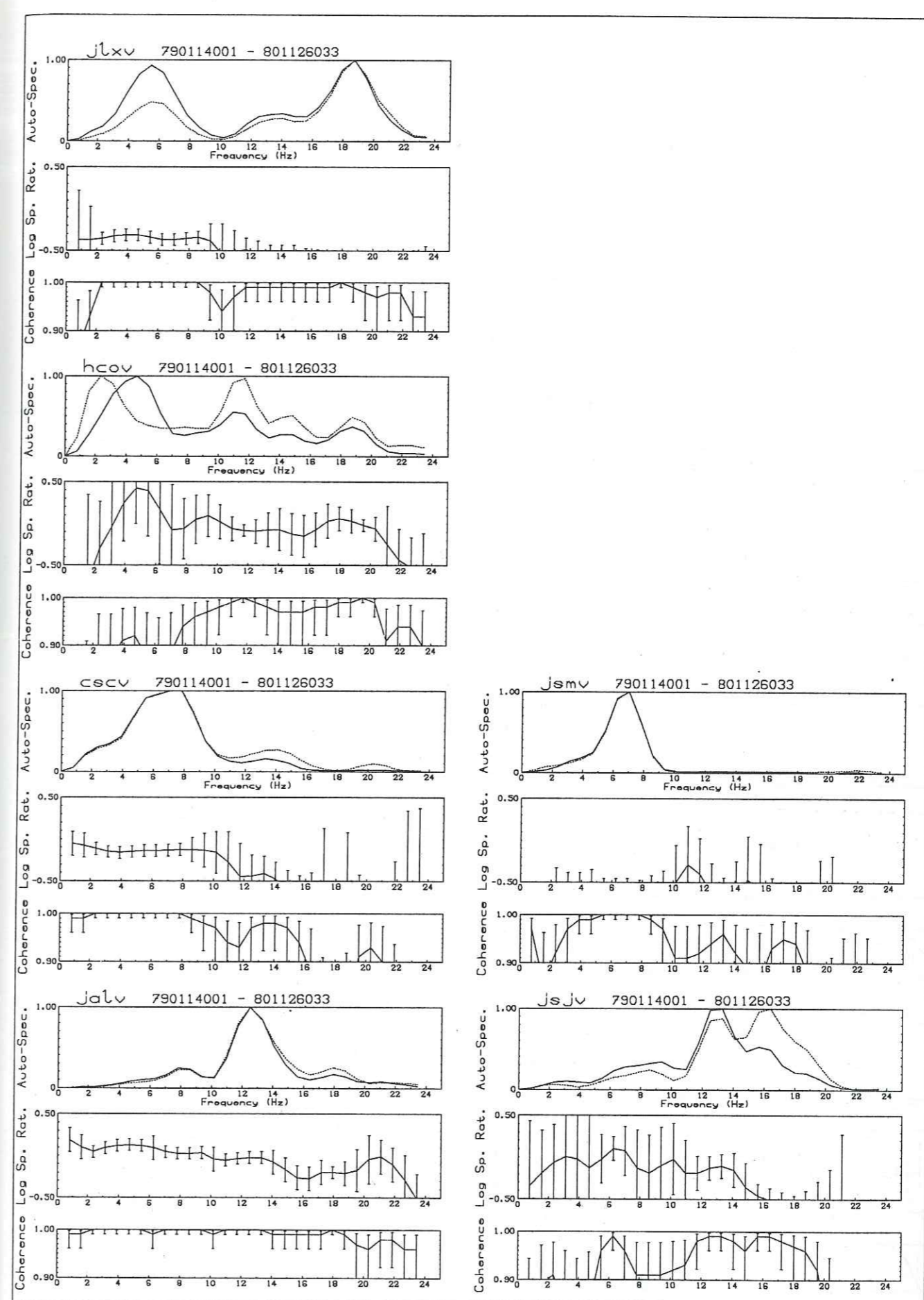
Doublet A712



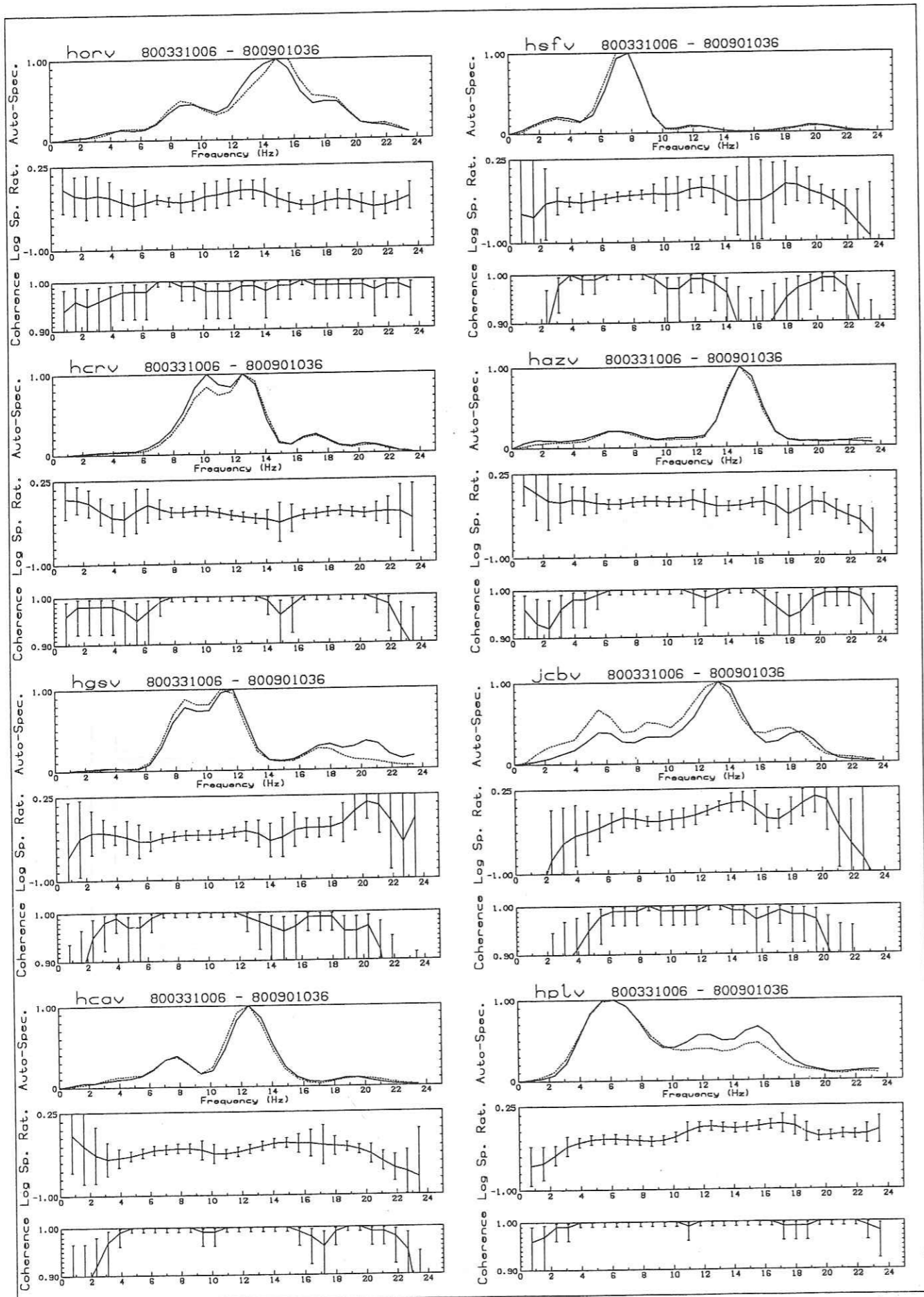
Doublet A713



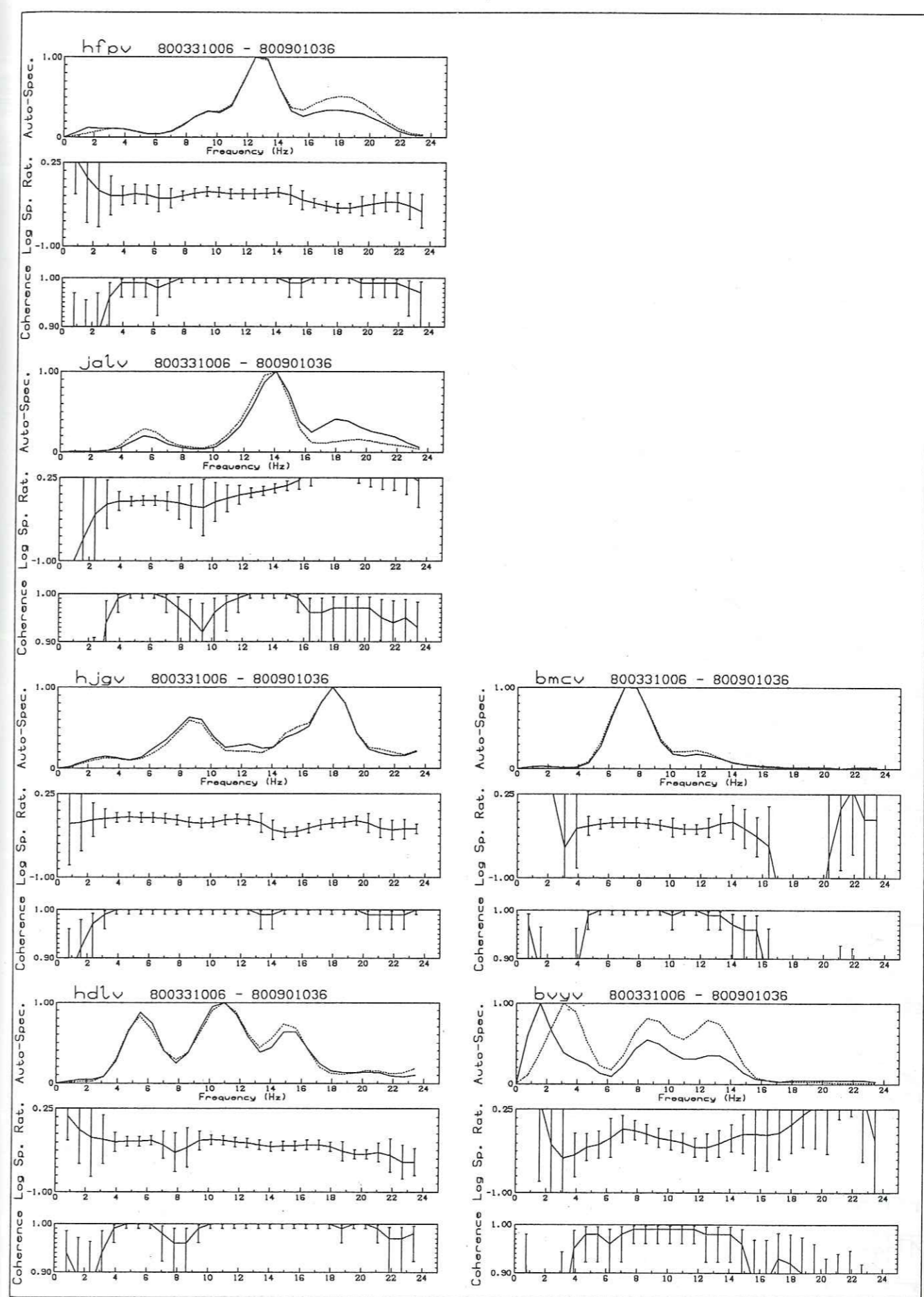
Doublet A713



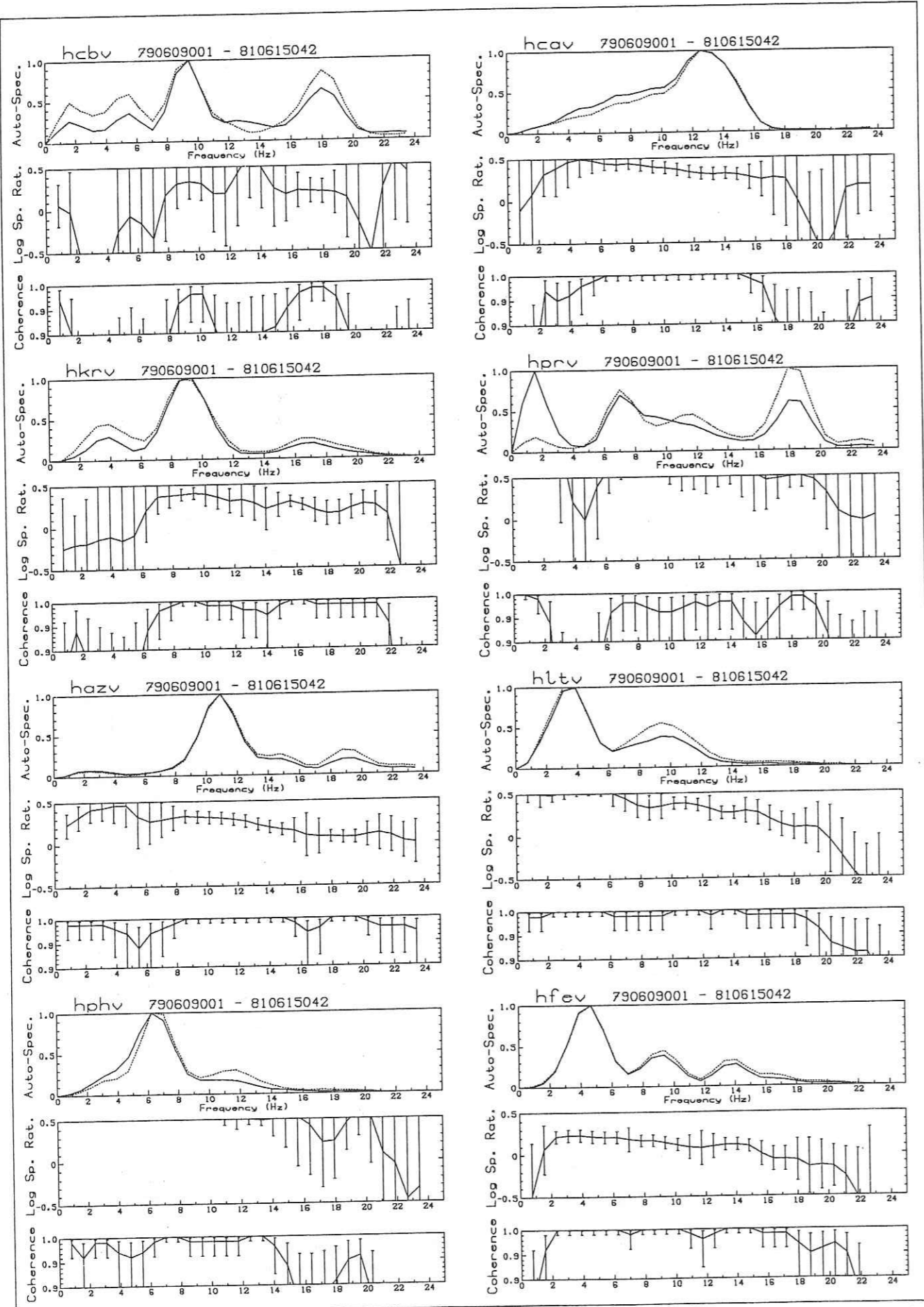
Doublet A713



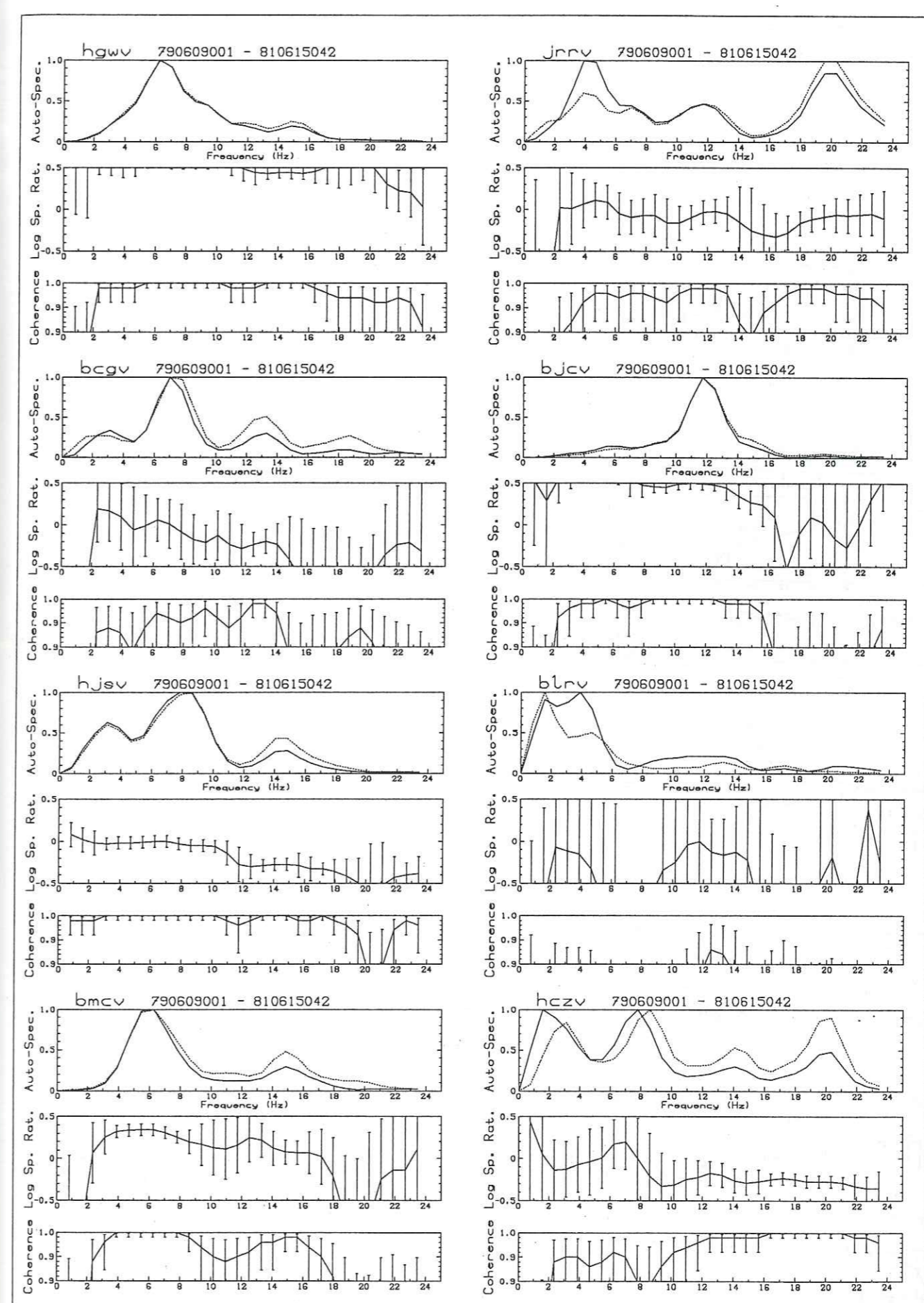
Doublet A657



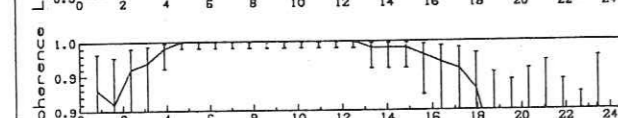
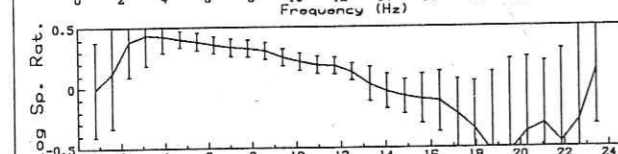
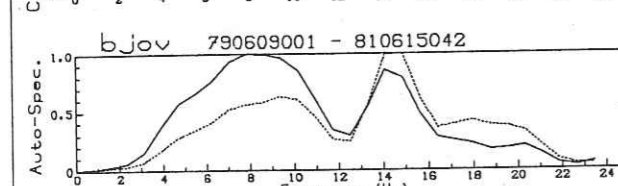
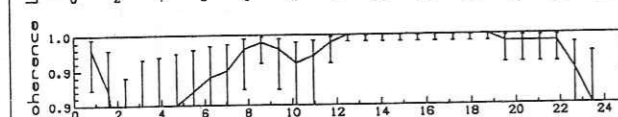
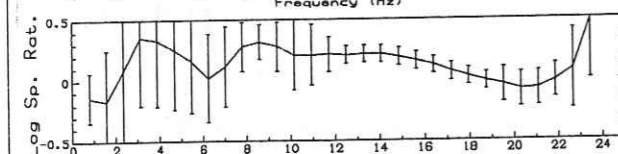
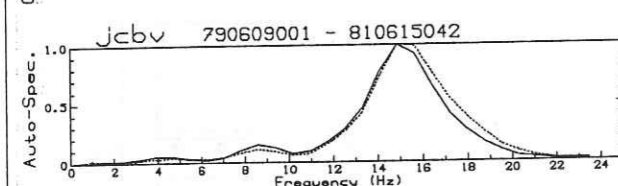
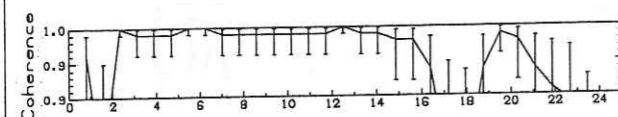
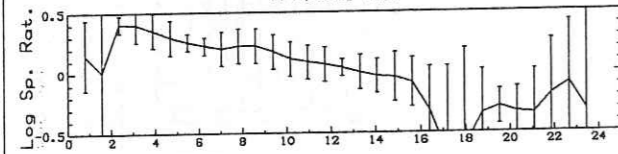
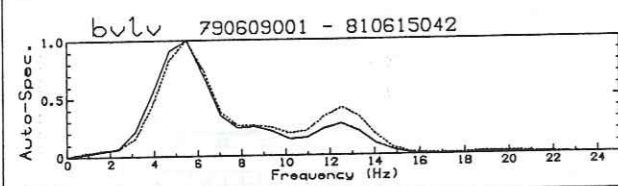
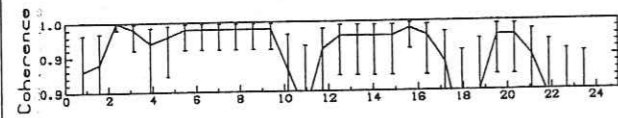
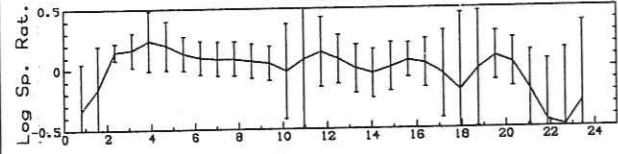
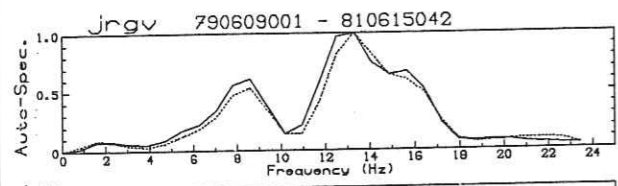
Doublet A657



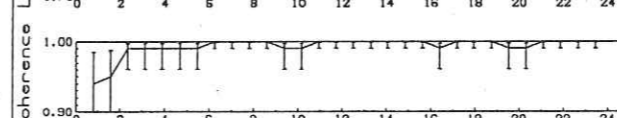
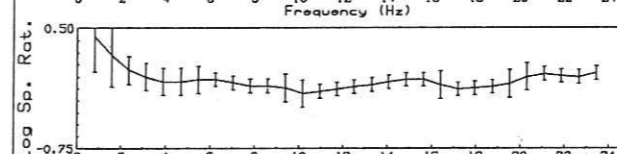
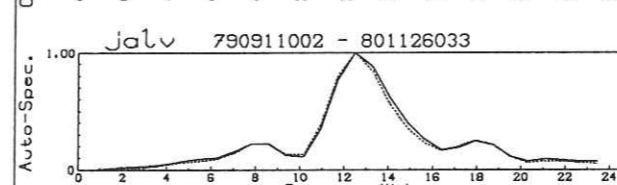
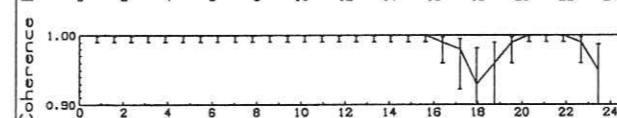
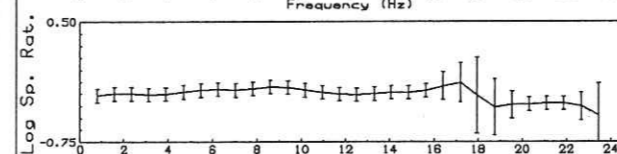
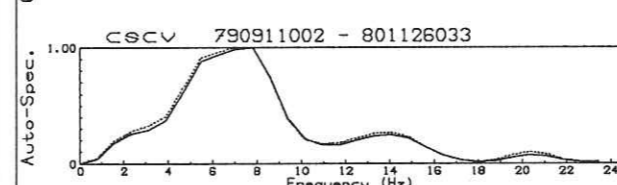
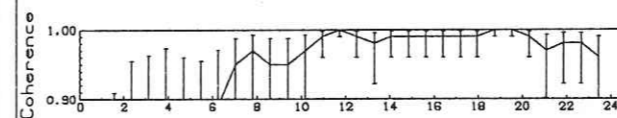
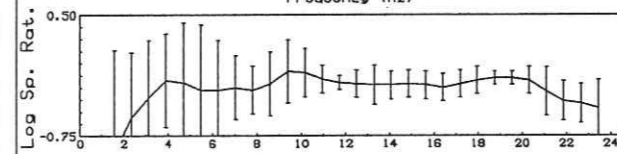
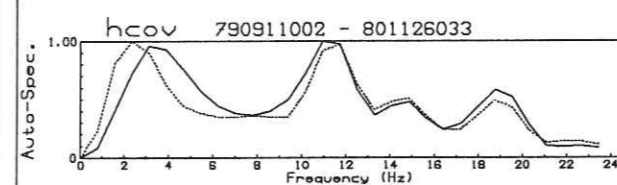
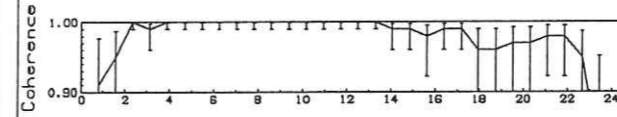
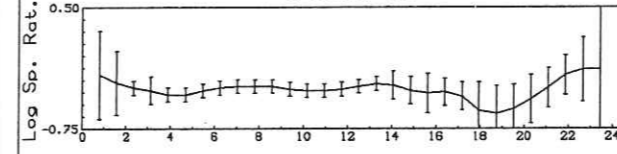
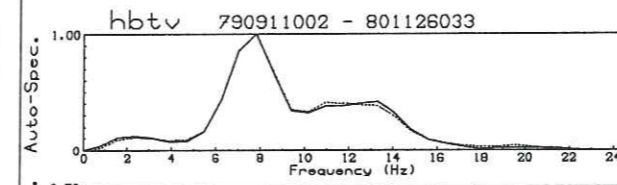
Doublet S4



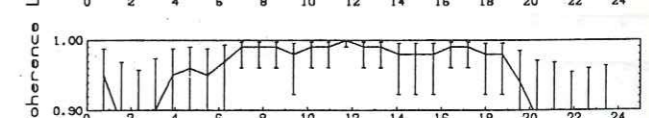
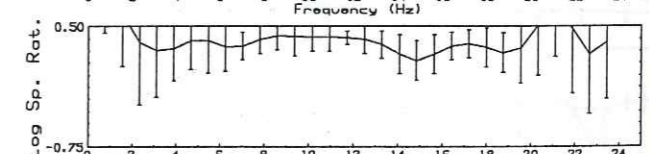
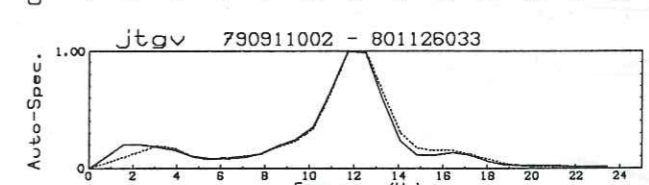
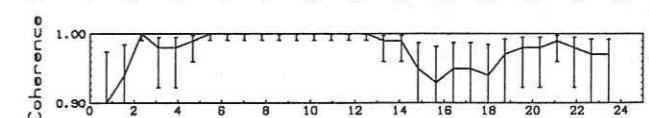
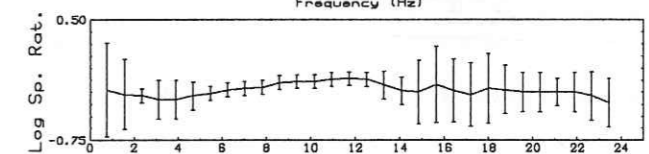
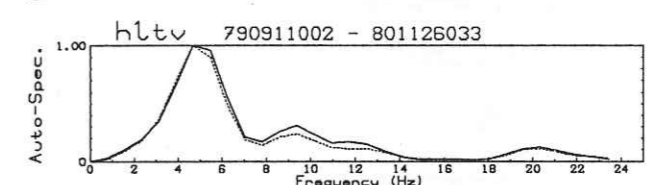
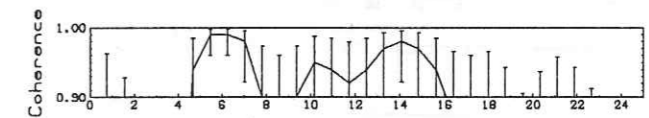
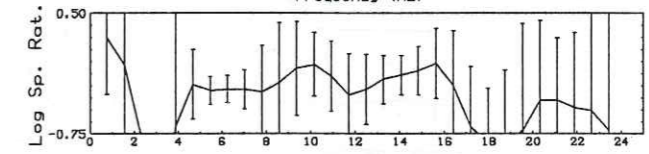
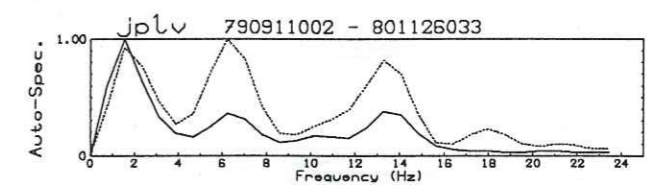
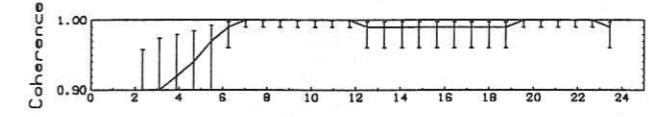
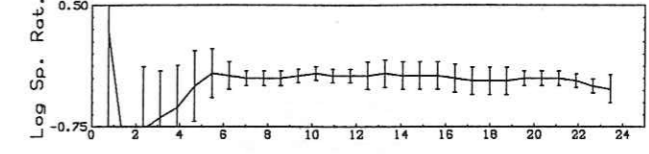
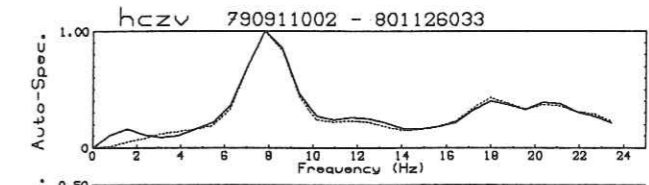
Doublet S4

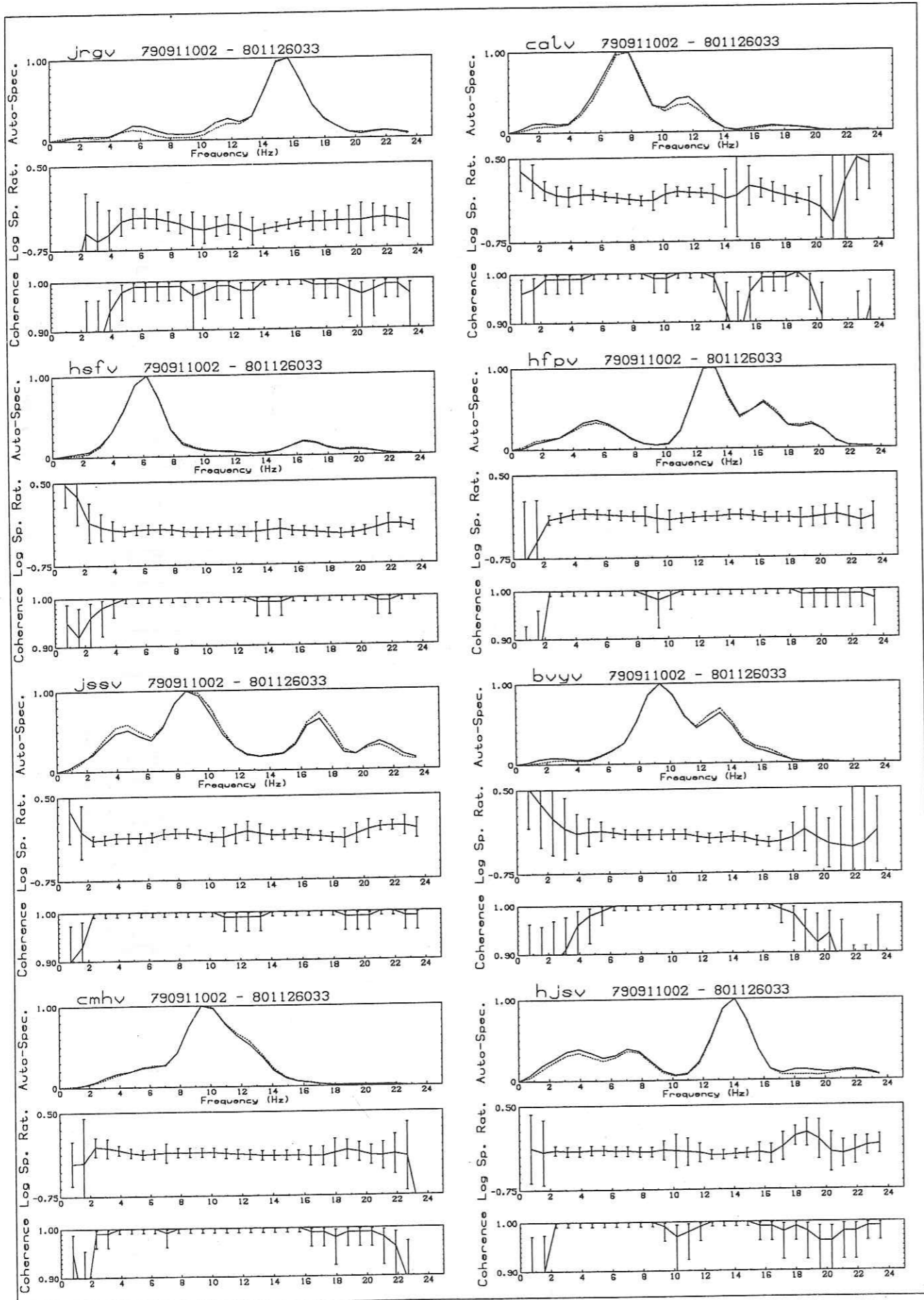


Doublet S4

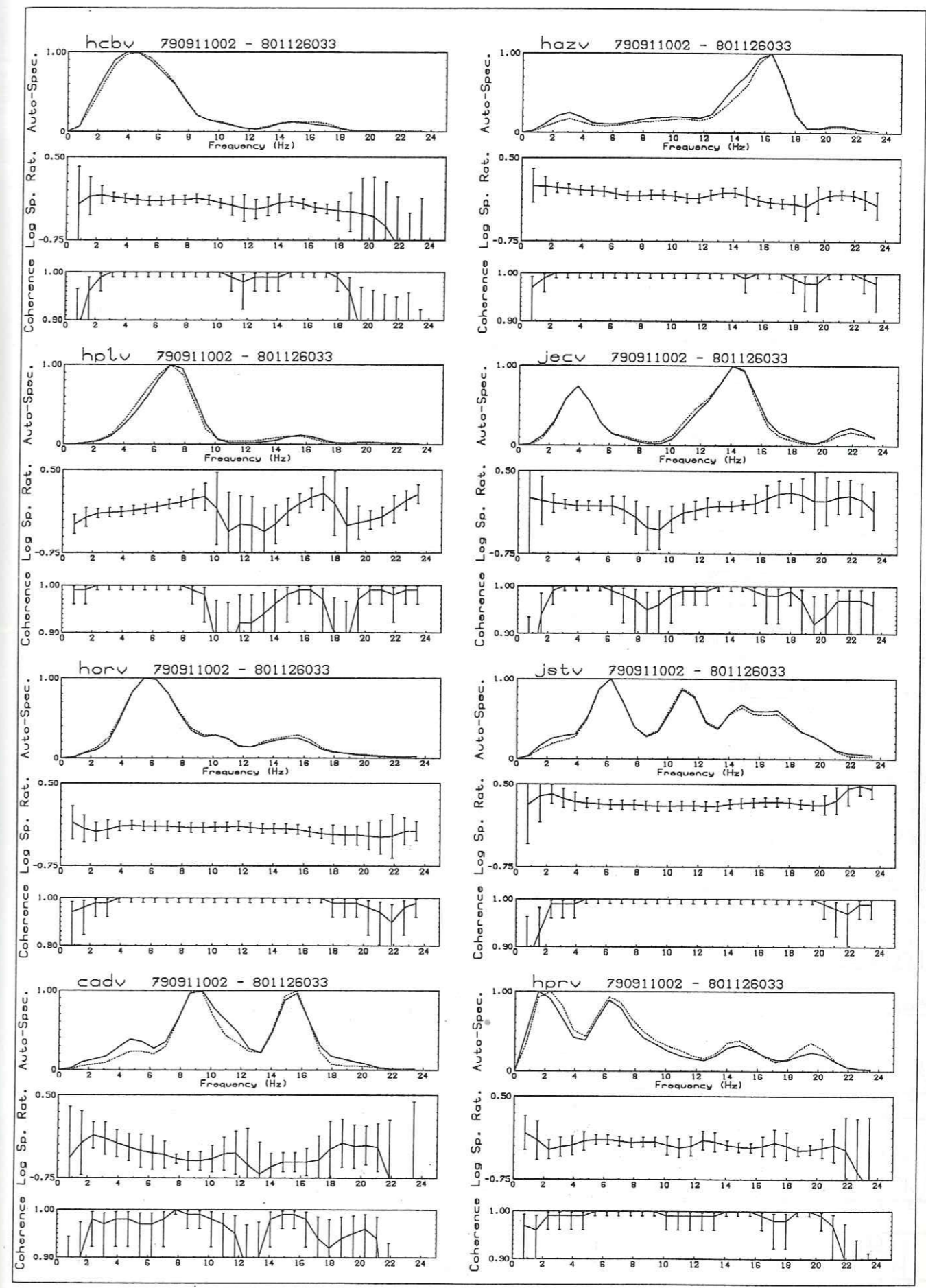


Doublet A723

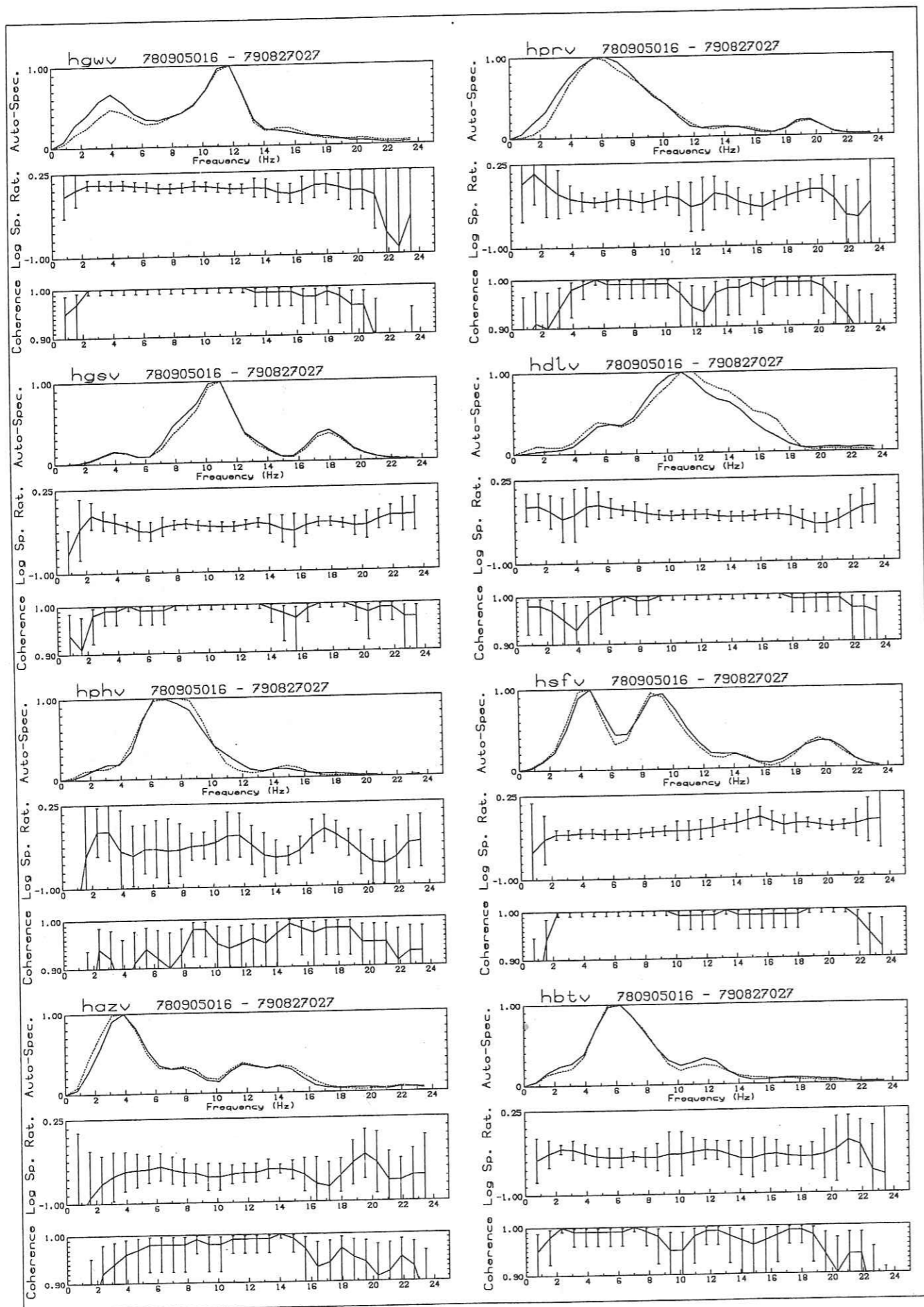




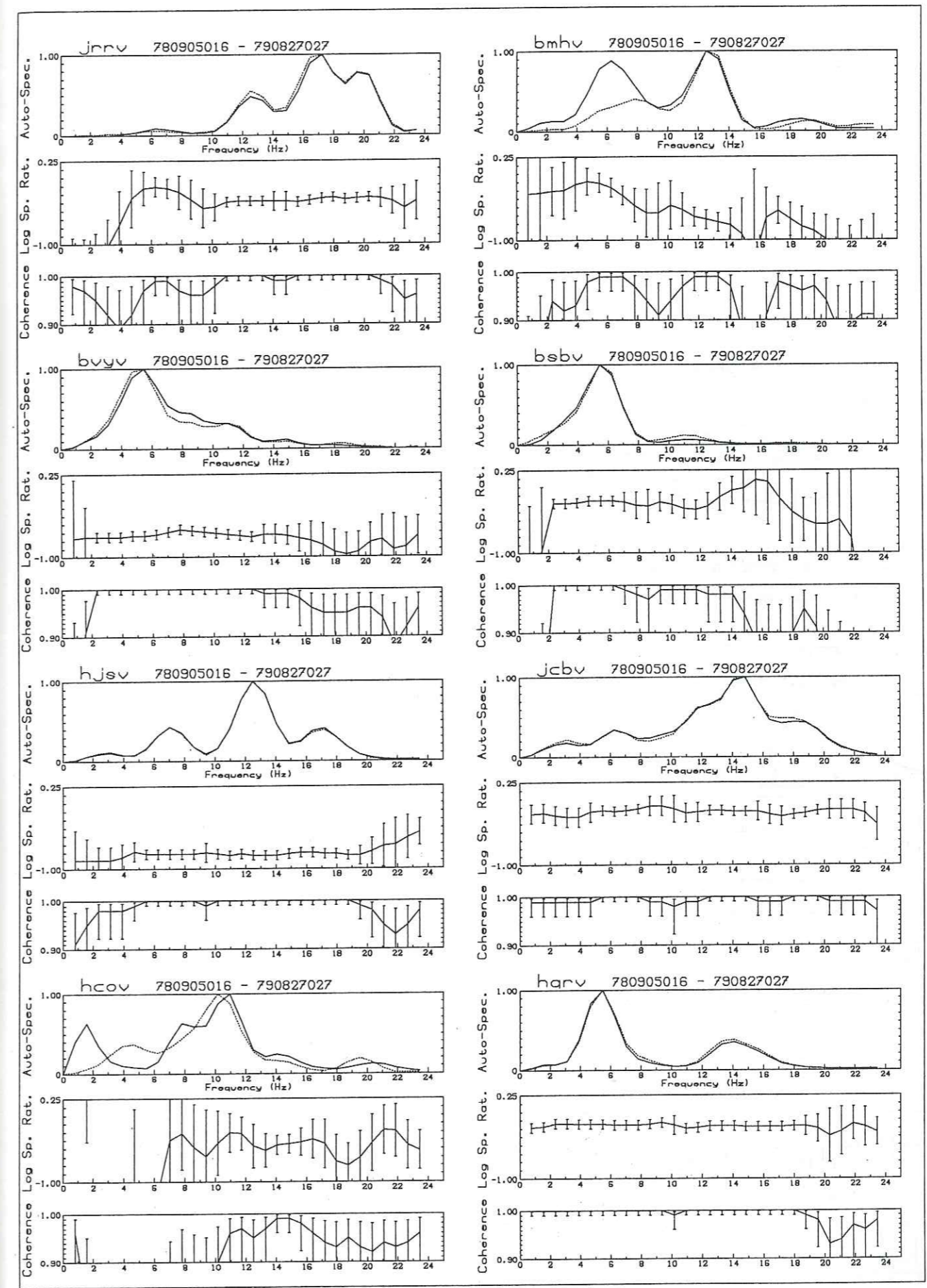
Doublet A723



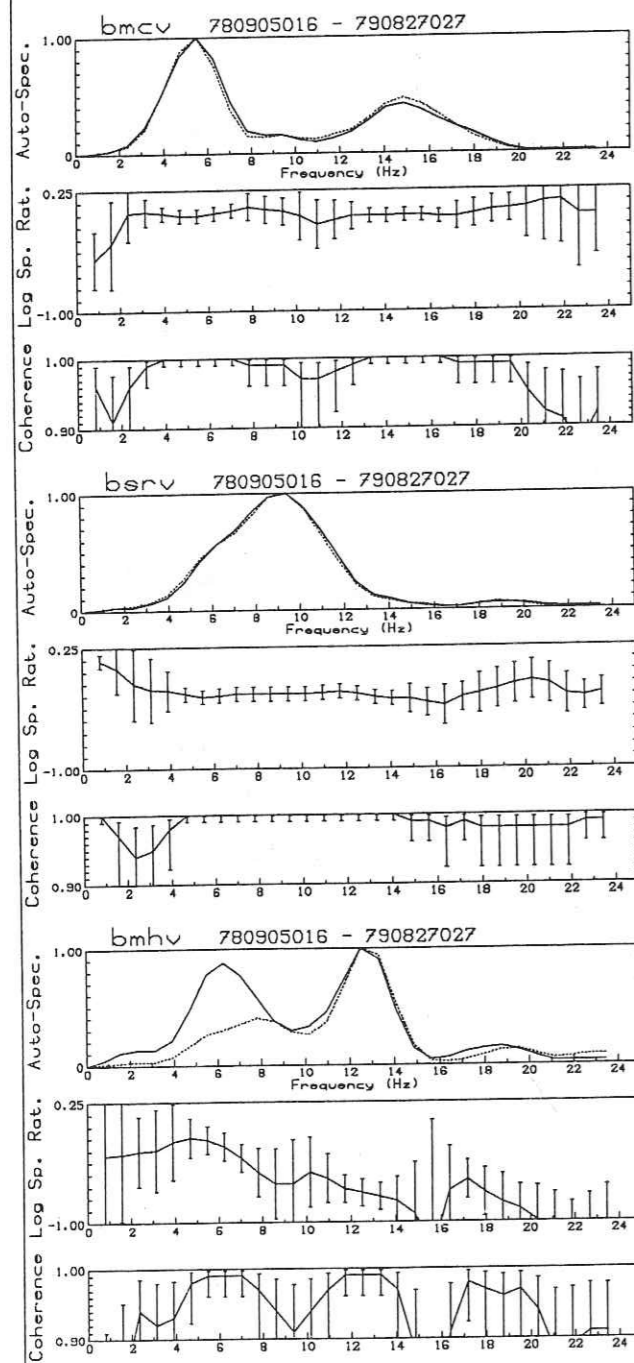
Doublet A723



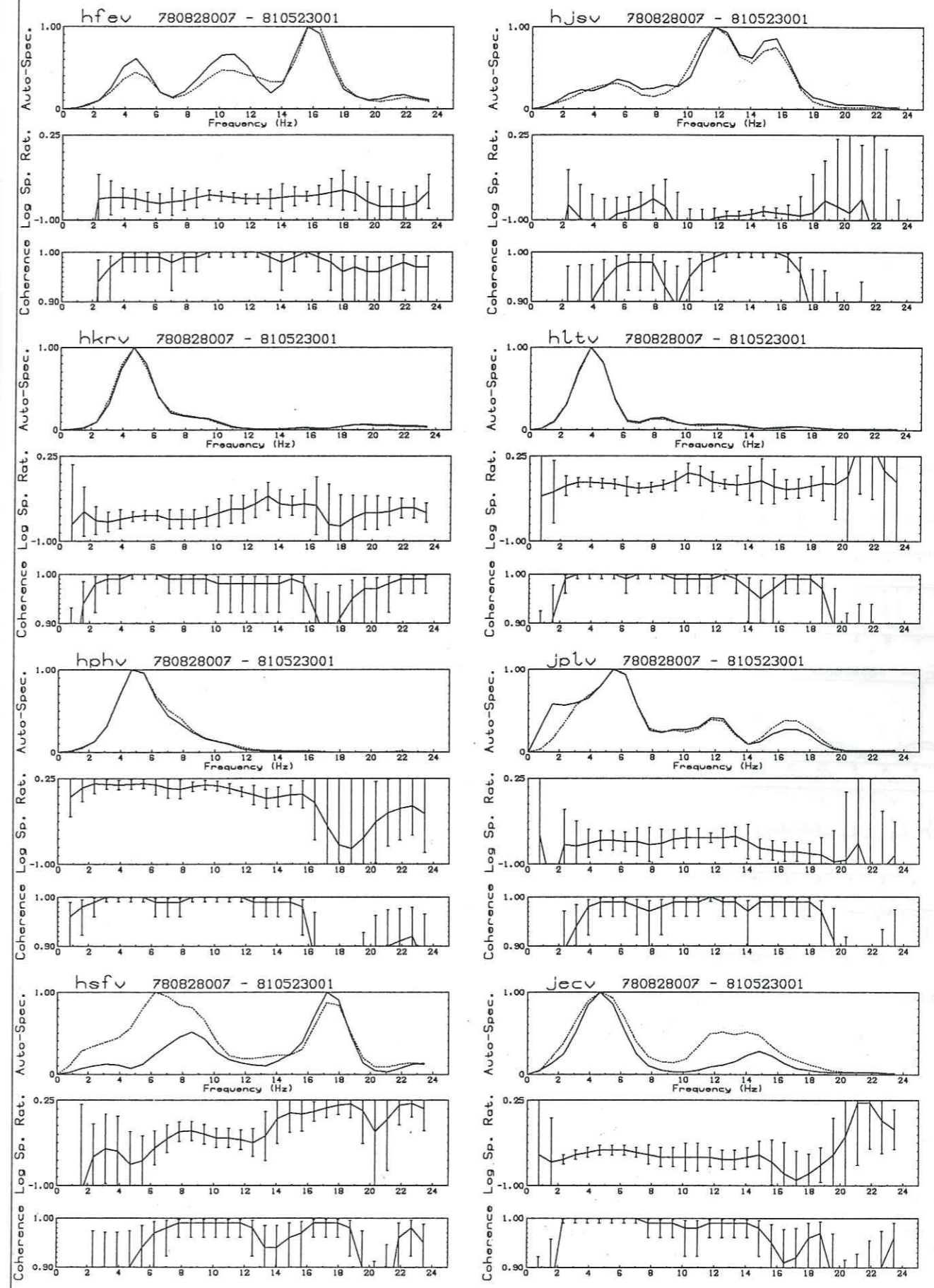
Doublet A867



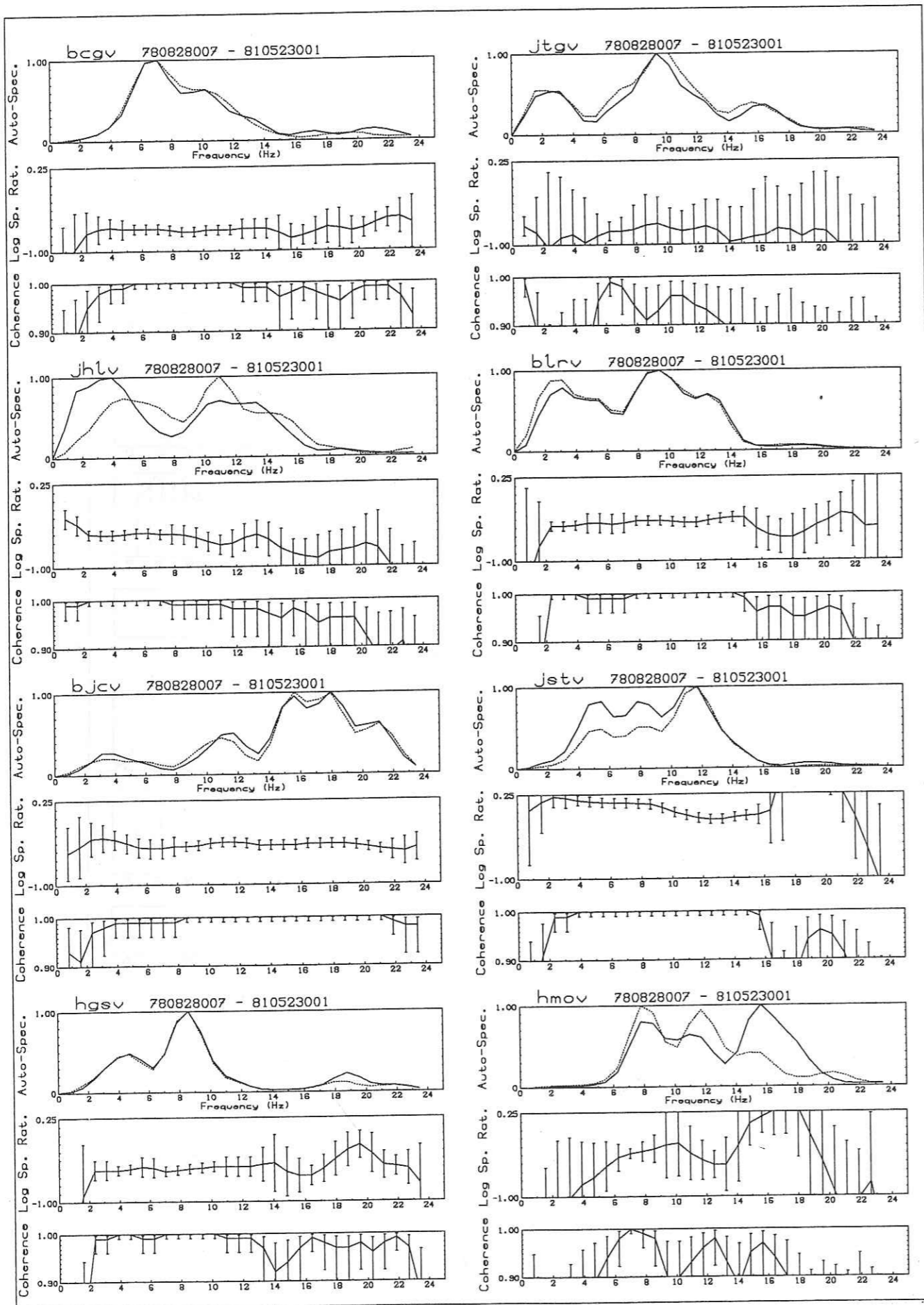
Doublet A867



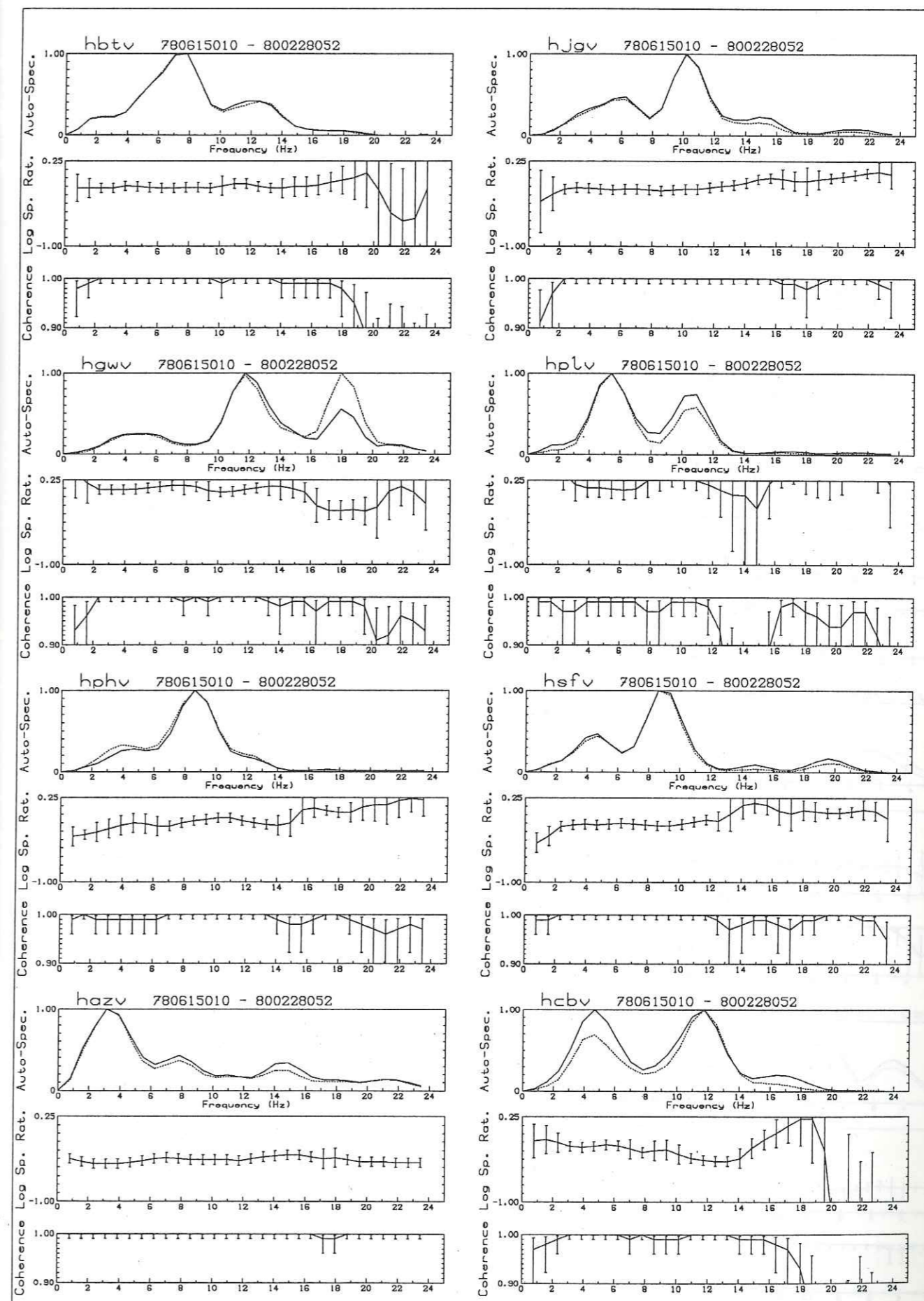
Doublet A867



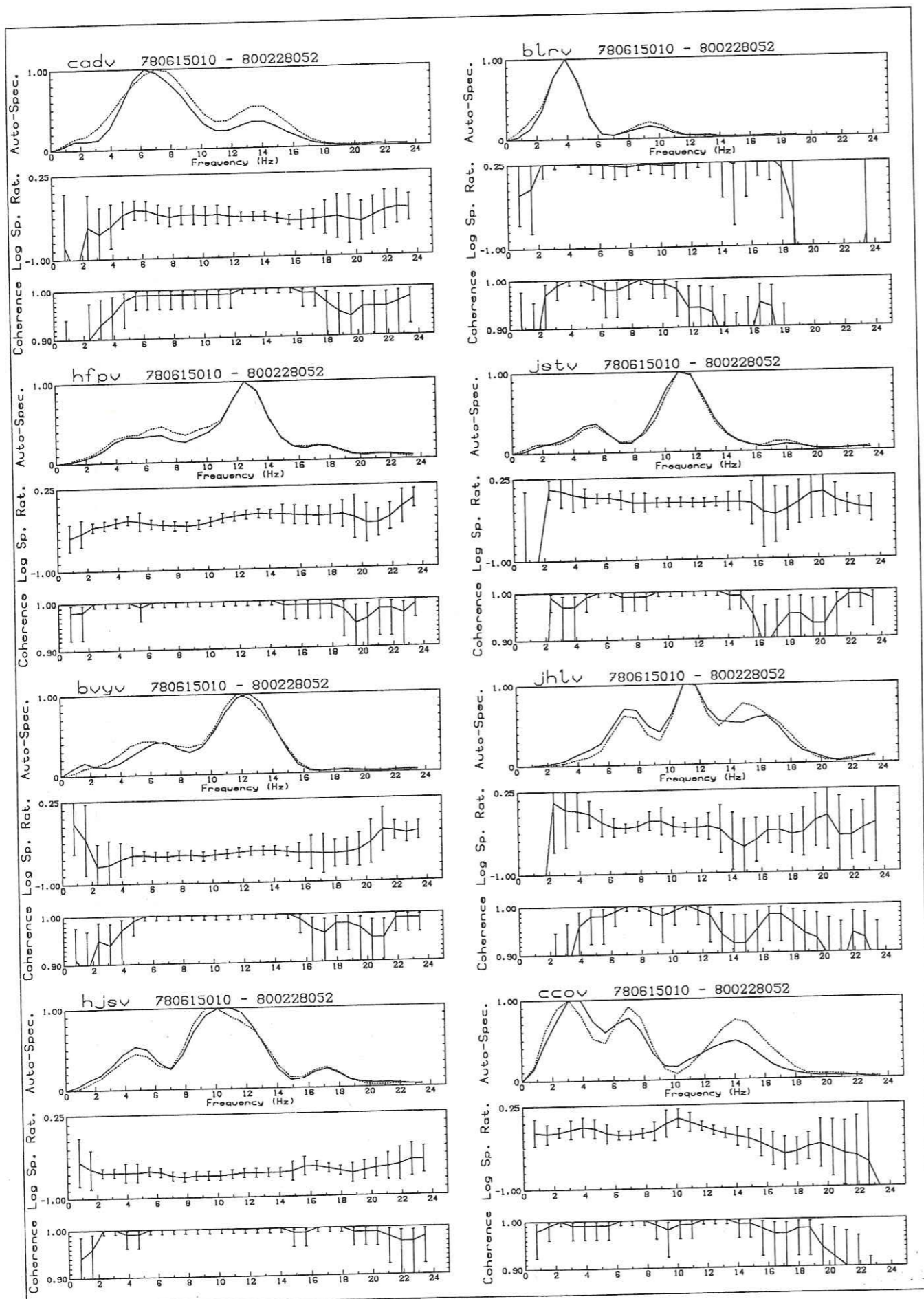
Doublet S7



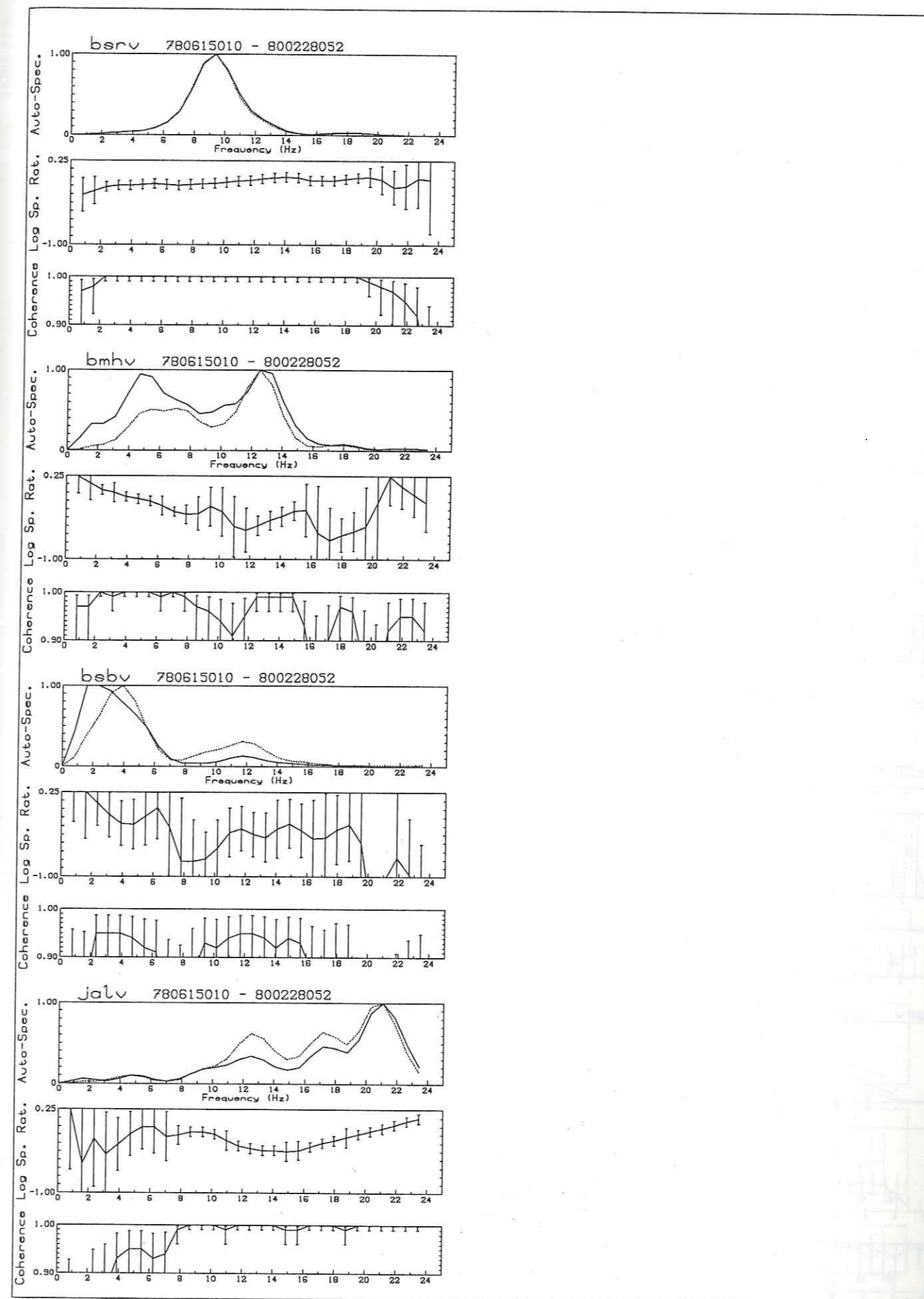
Doublet S7



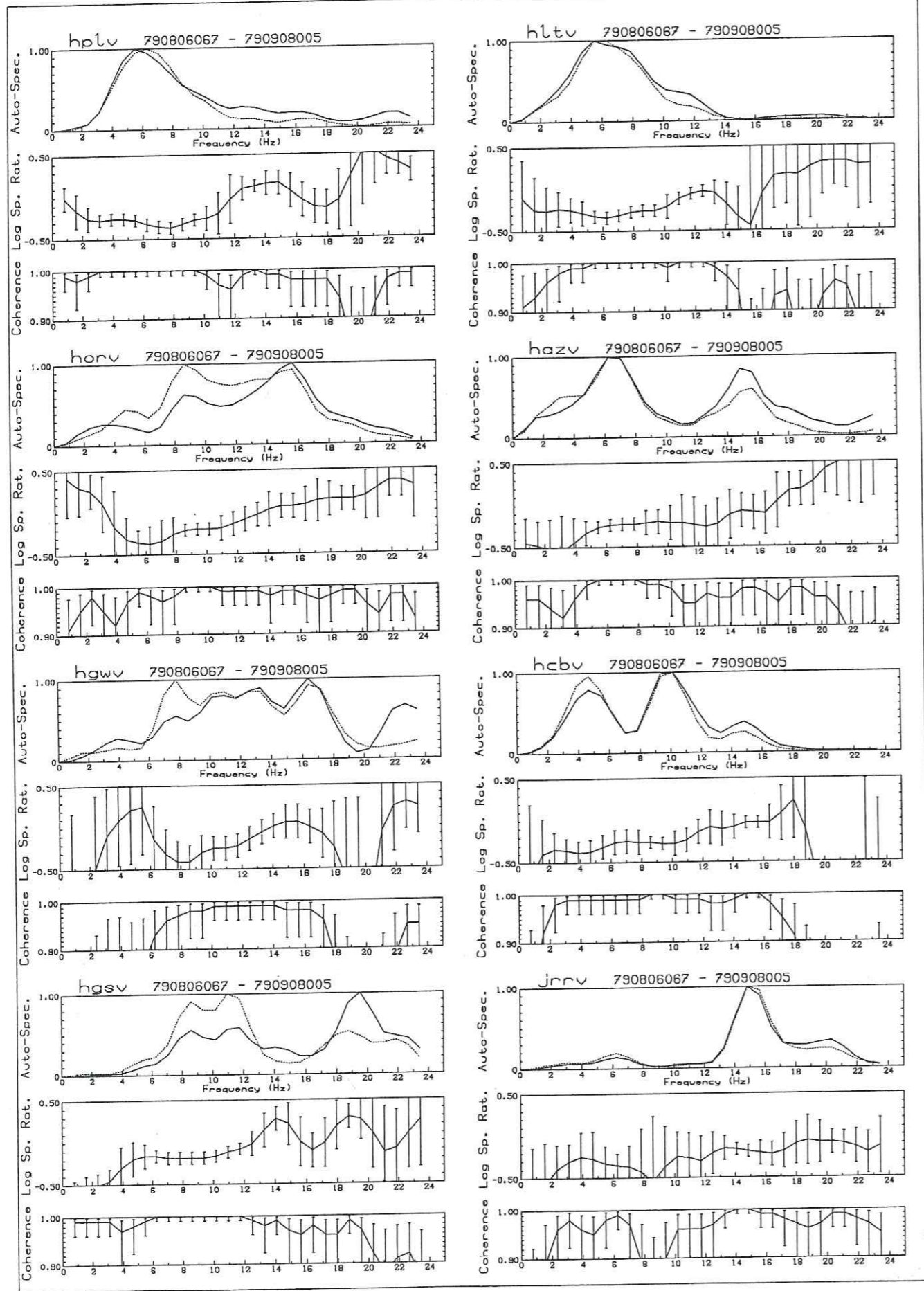
Doublet C2



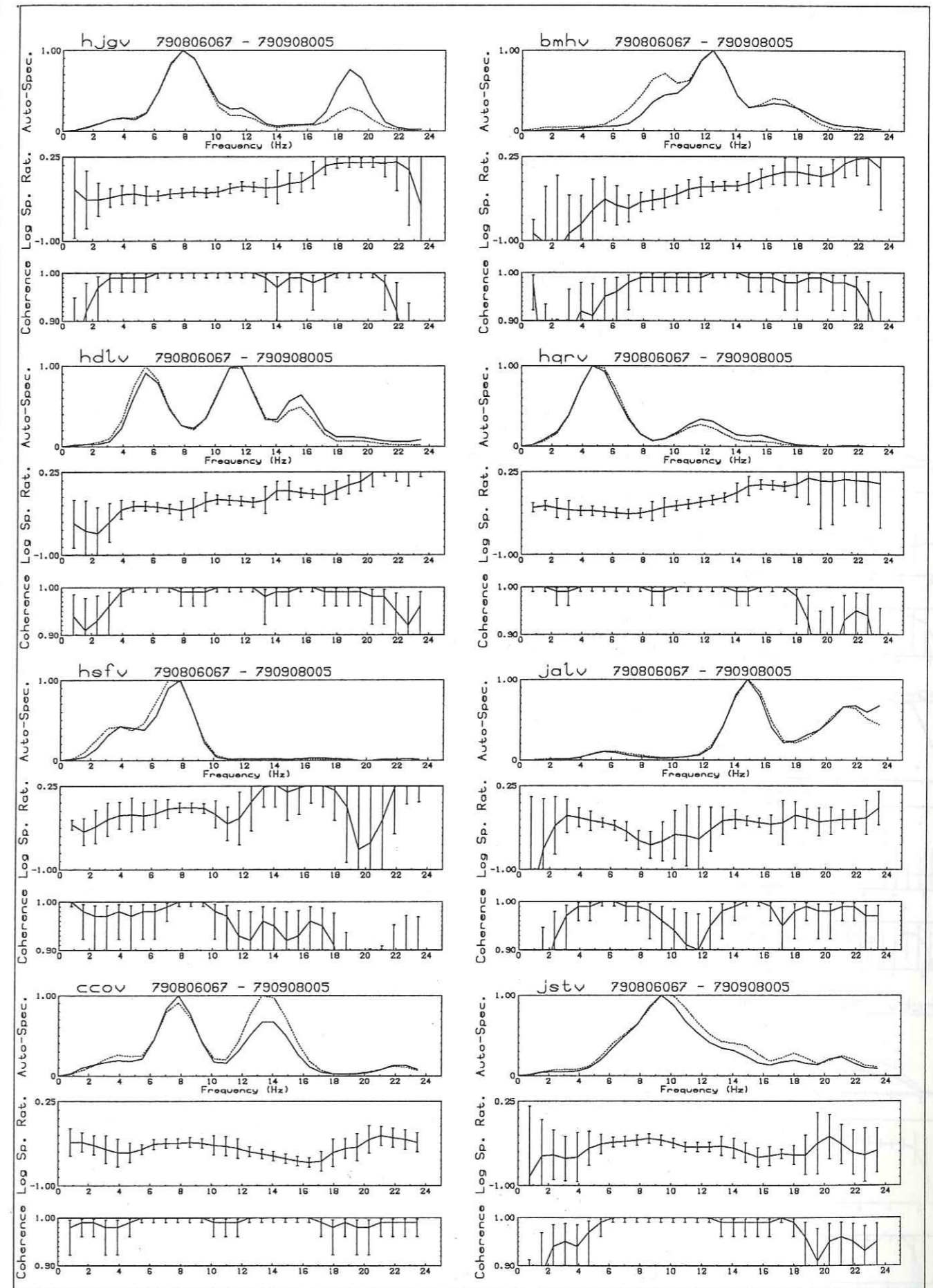
Doublet C2



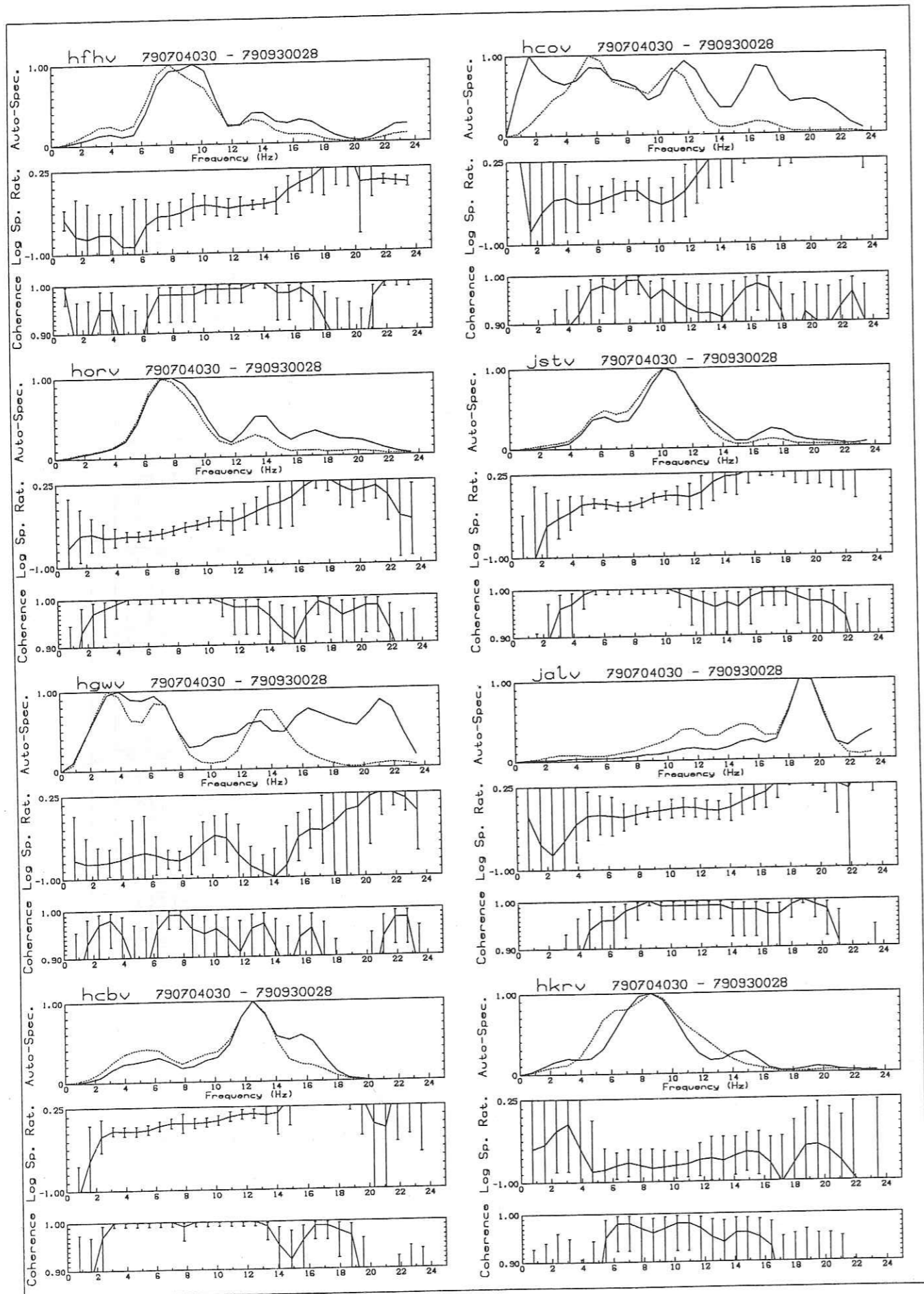
Doublet C2



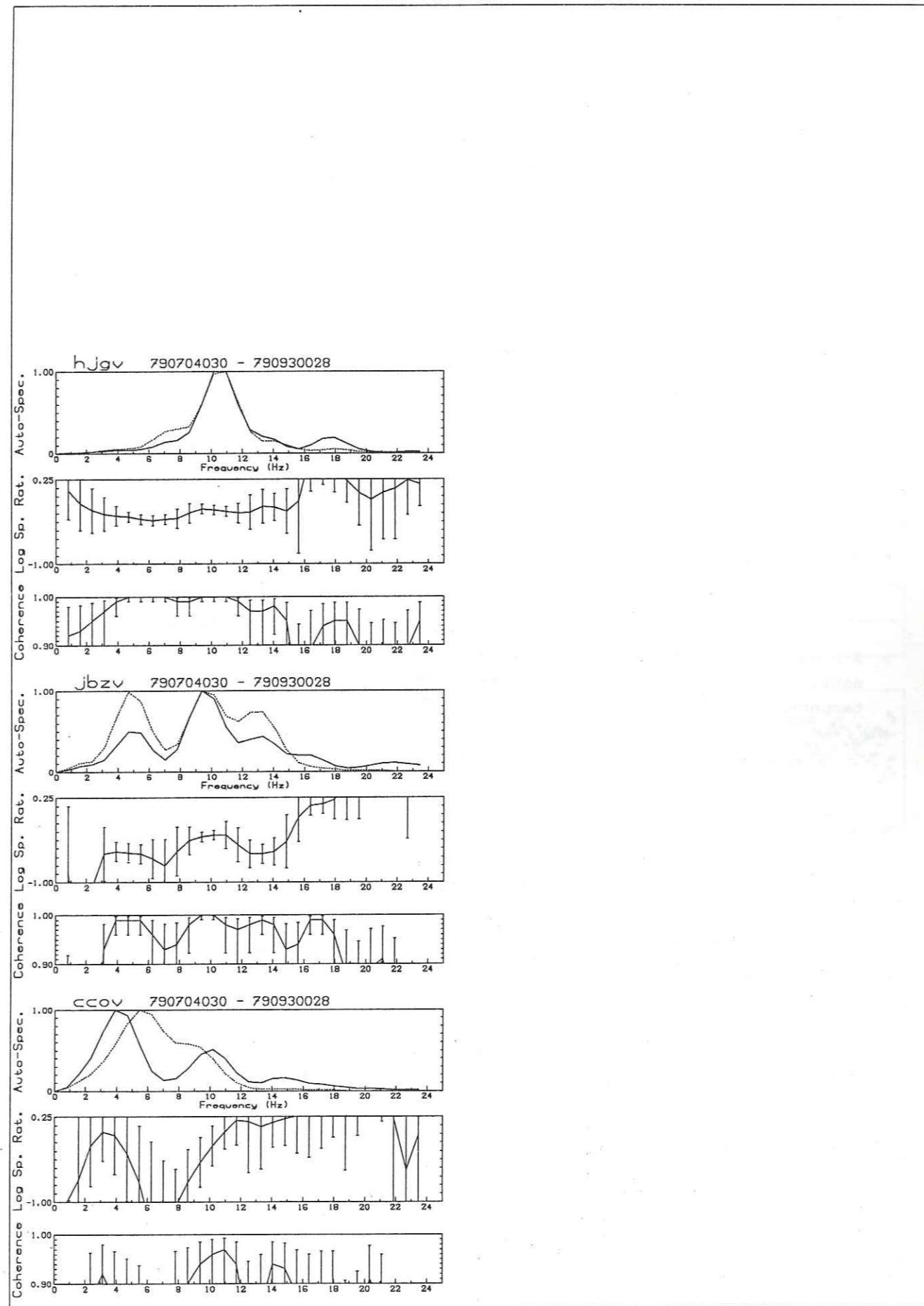
Doublet A634



Doublet A634



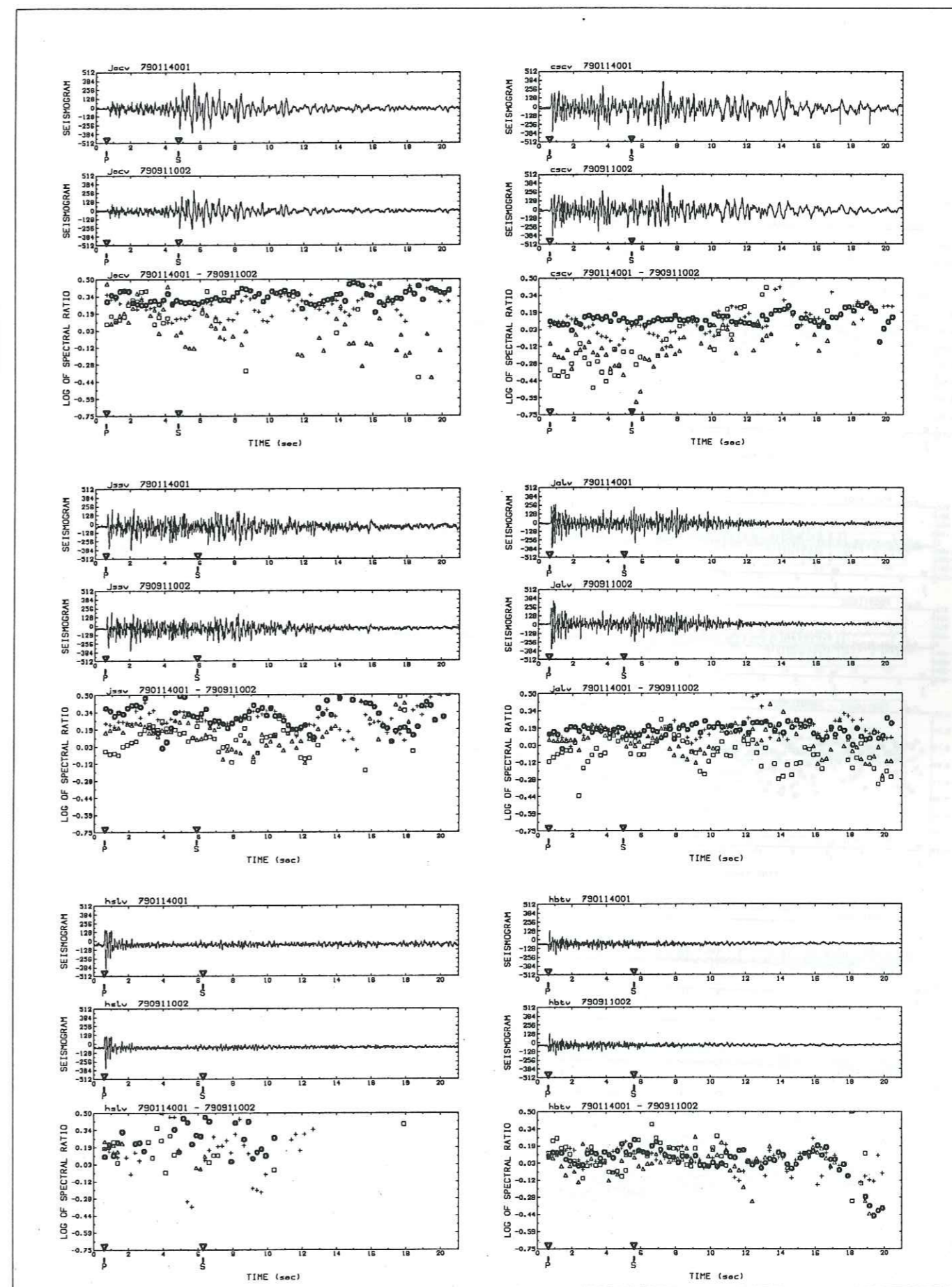
Doublet A4



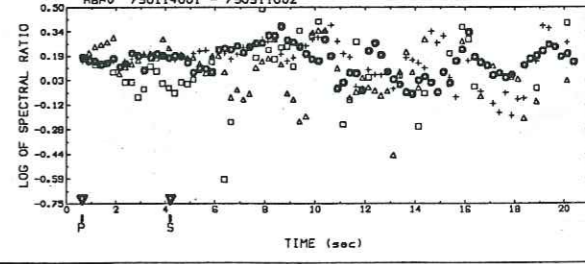
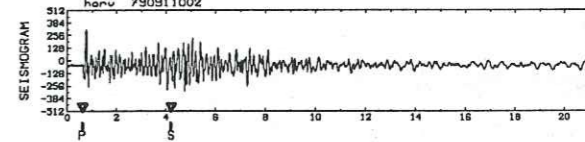
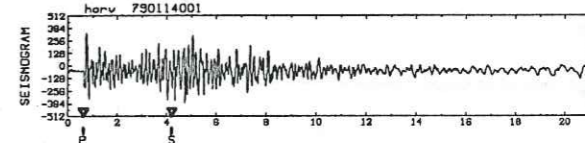
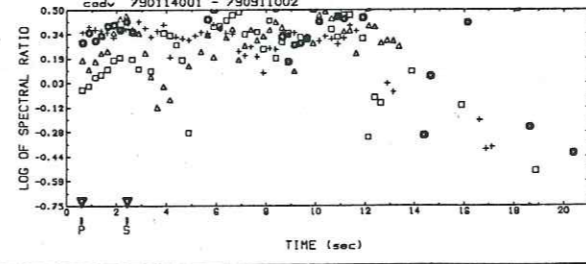
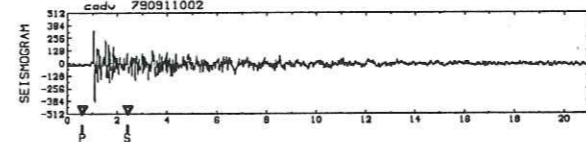
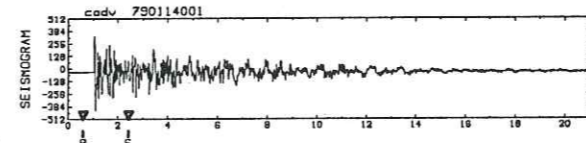
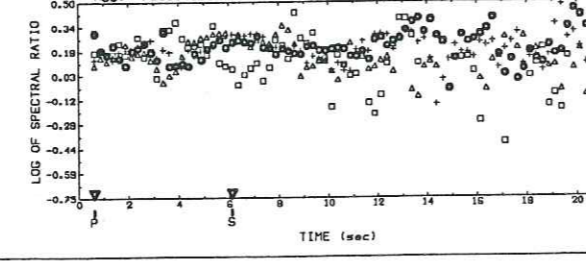
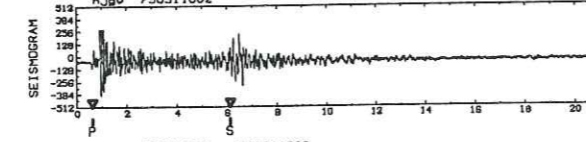
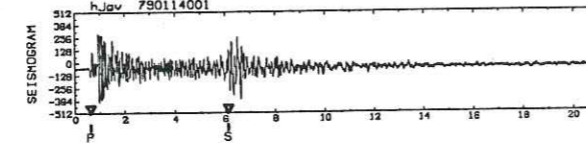
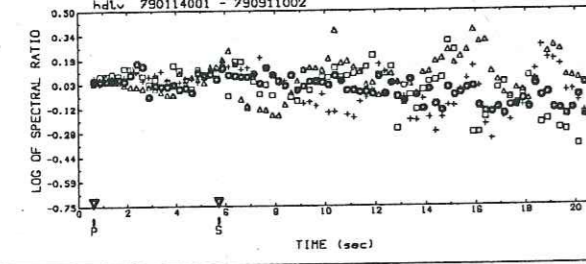
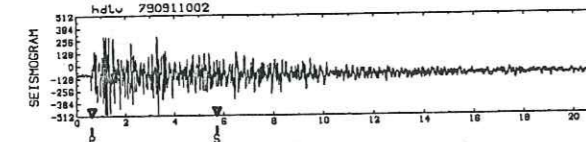
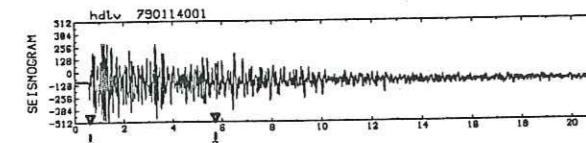
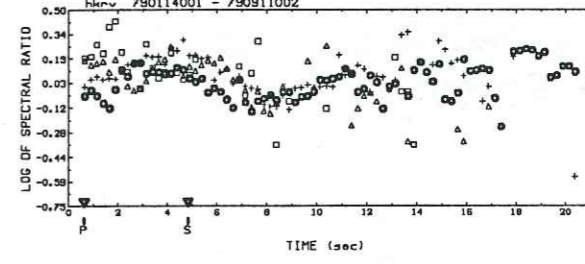
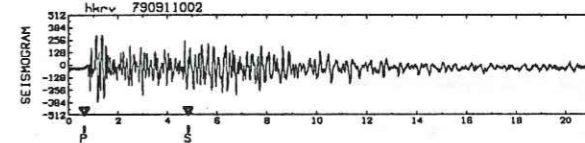
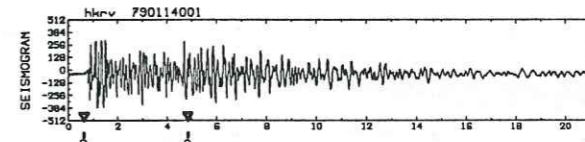
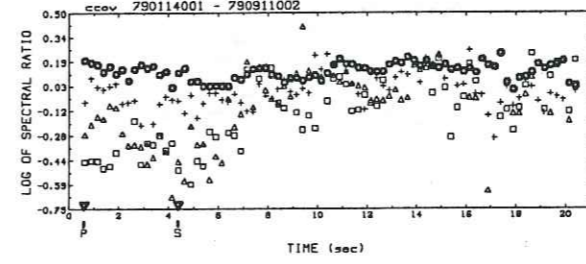
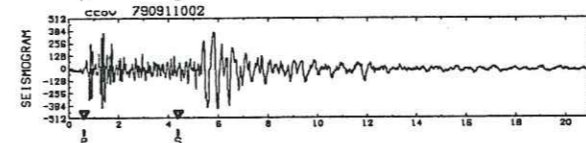
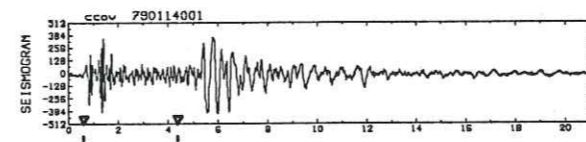
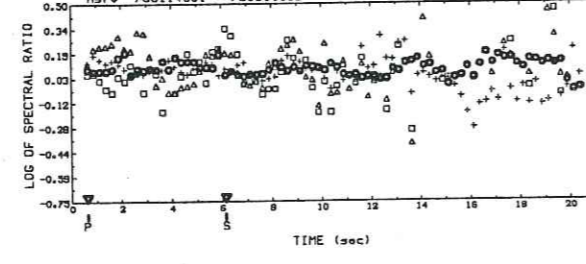
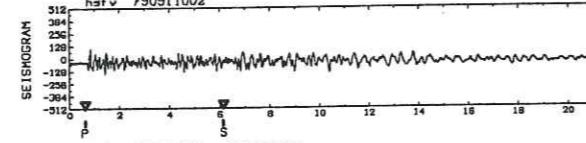
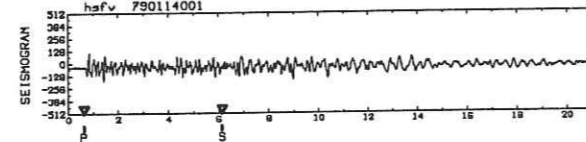
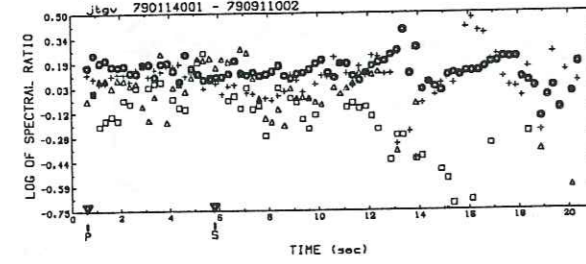
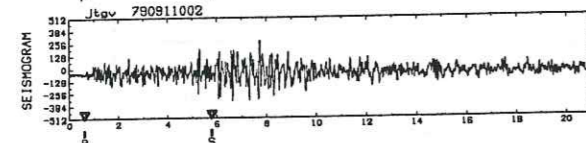
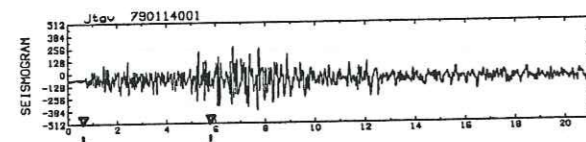
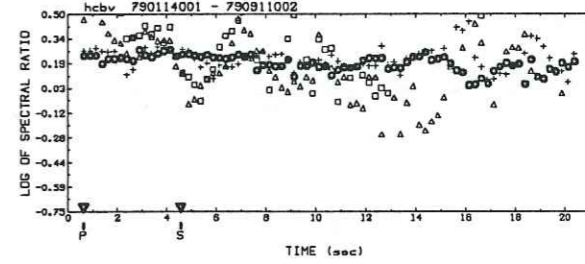
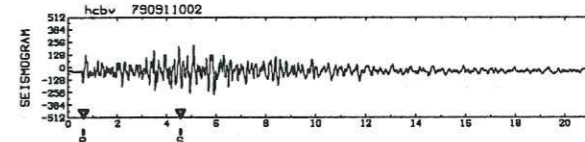
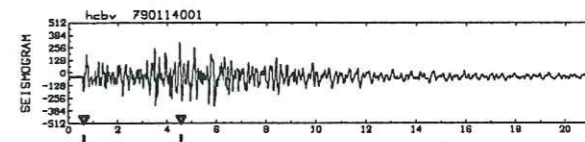
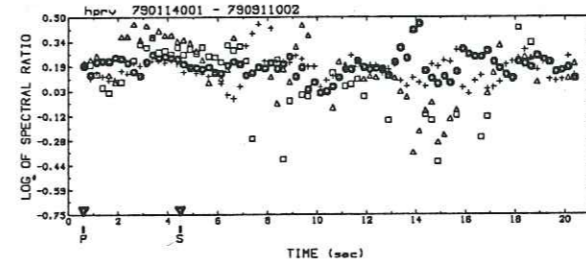
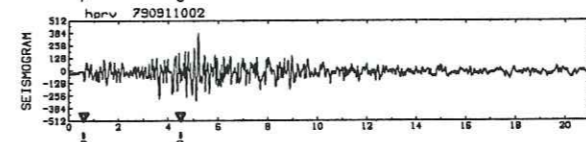
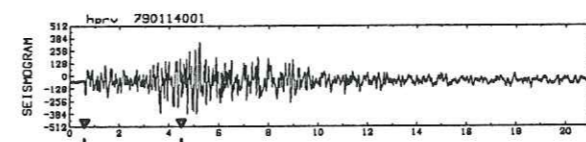
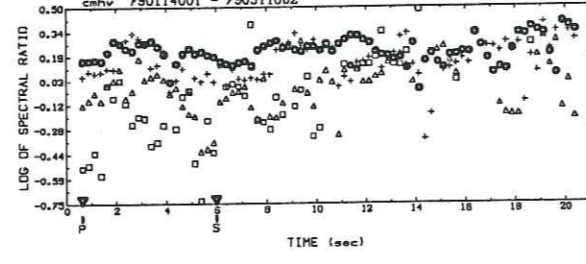
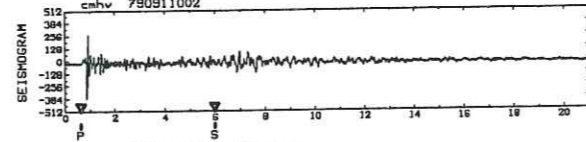
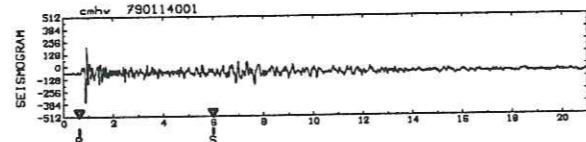
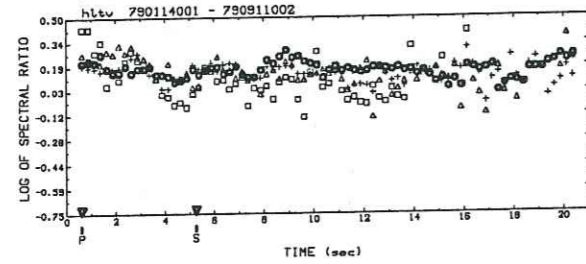
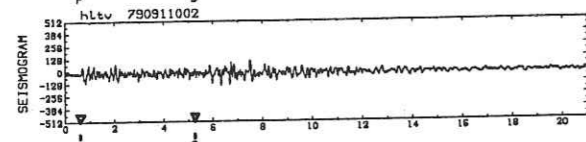
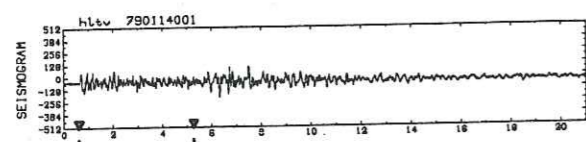
Doublet A4

ANNEXE VII

Logarithme du rapport spectral calculé par bandes de fréquence (o: 2-6 Hz; +: 6-10 Hz; Δ : 10-14 Hz; \square : 14-18 Hz), à l'aide d'une fenêtre mobile se déplaçant le long du sismogramme, pour les doublets temporels étudiés.

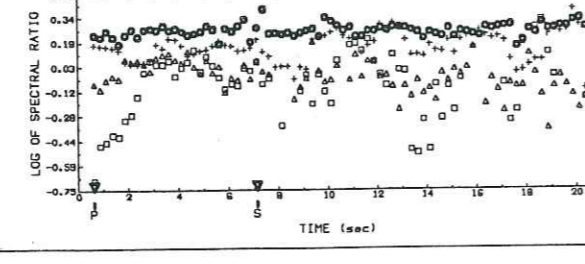
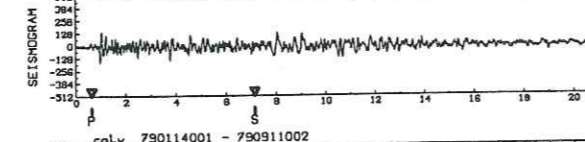
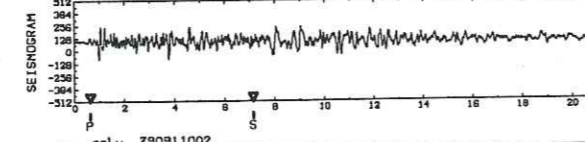
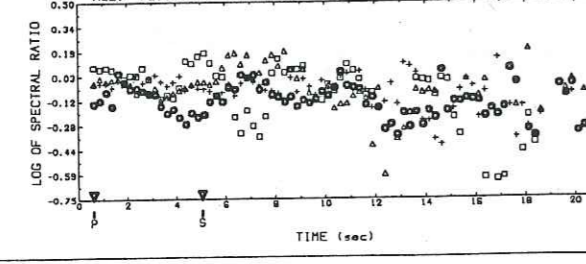
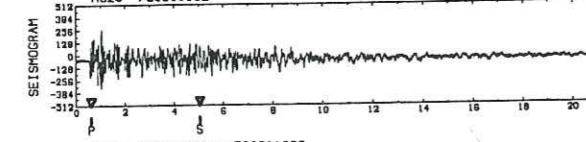
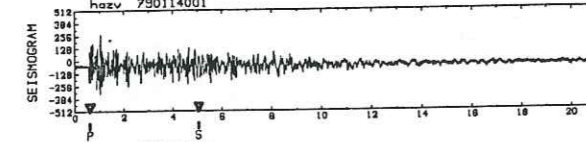
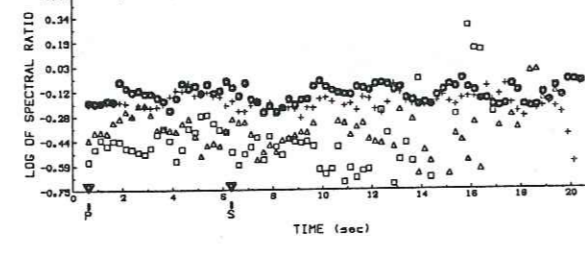
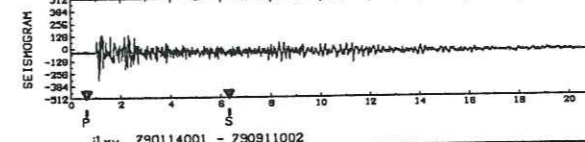
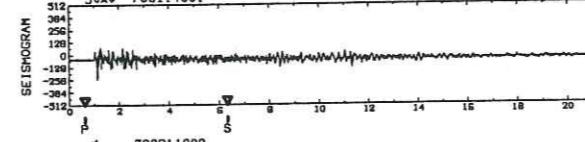
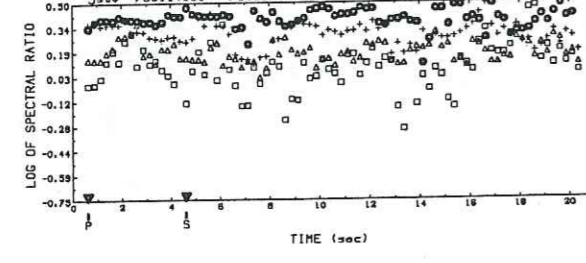
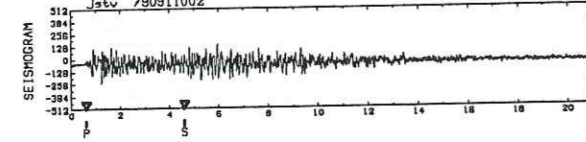
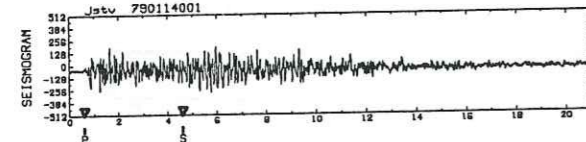
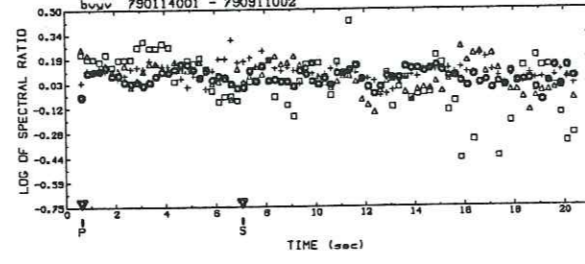
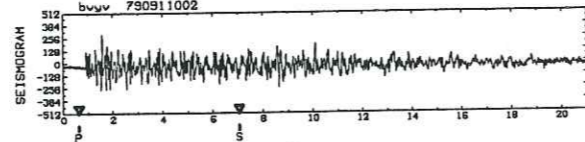
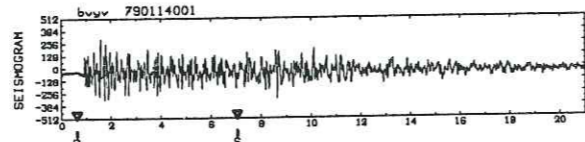
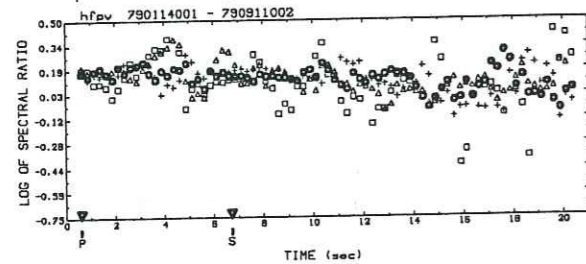
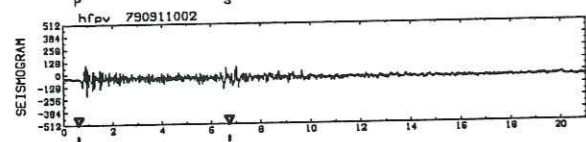
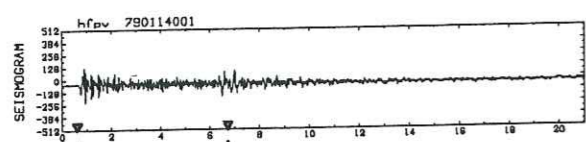


Doublet A712

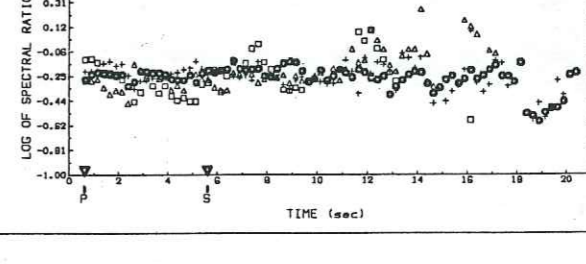
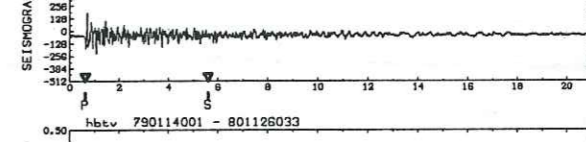
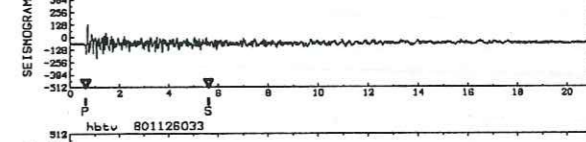
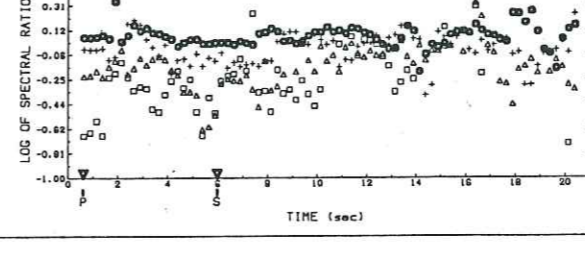
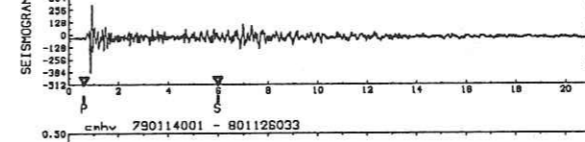
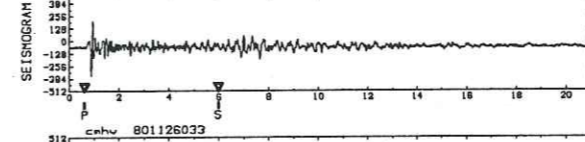
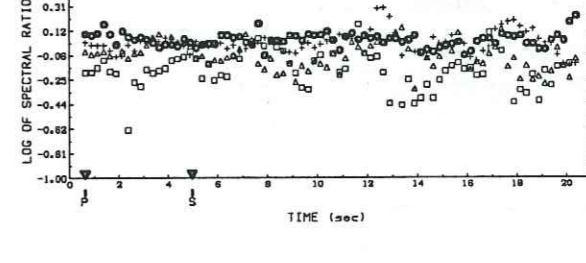
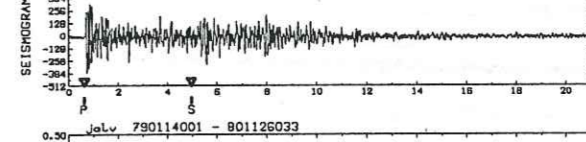
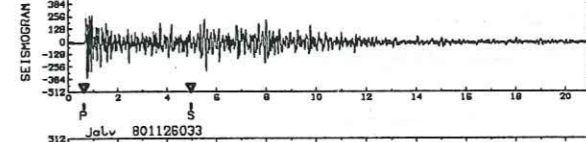
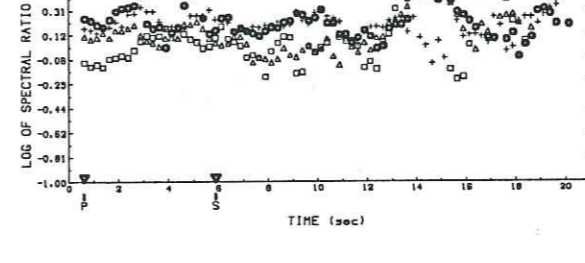
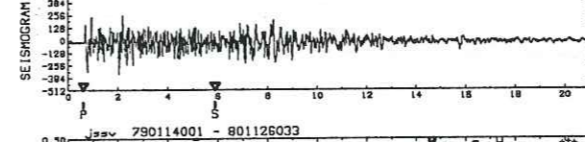
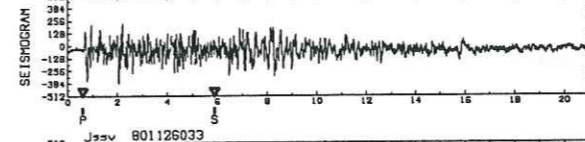
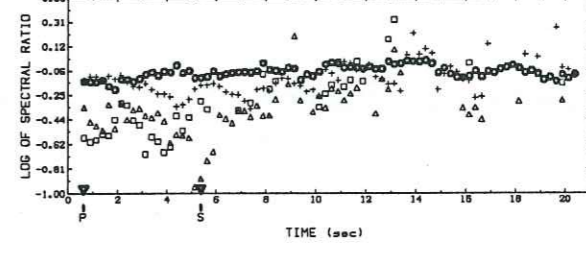
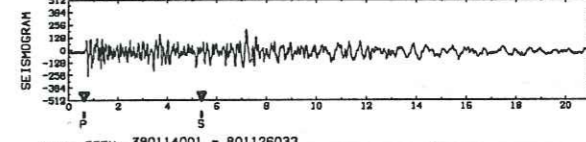
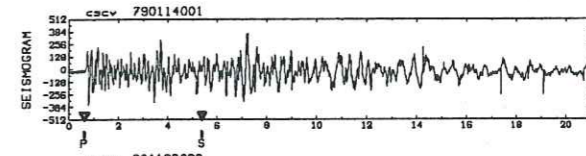
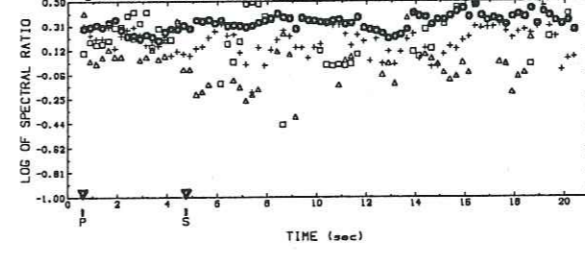
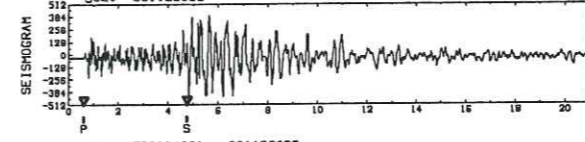
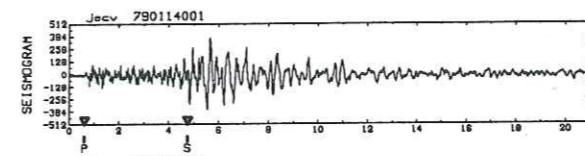


Doublet A712

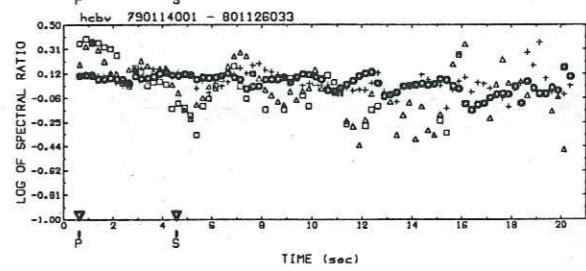
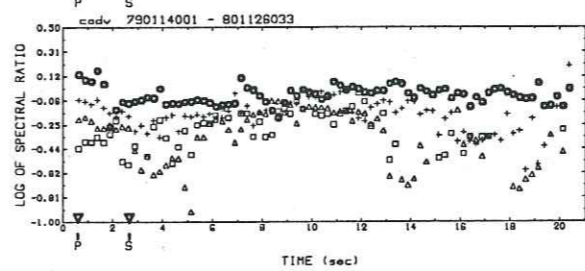
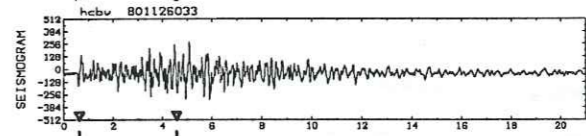
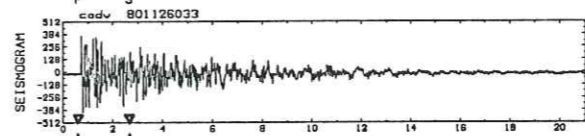
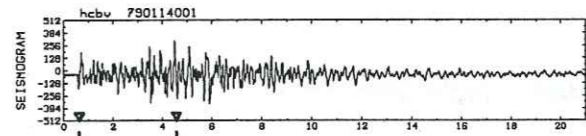
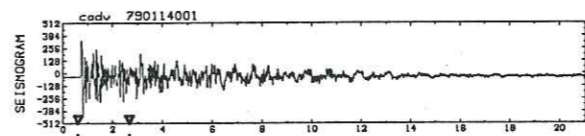
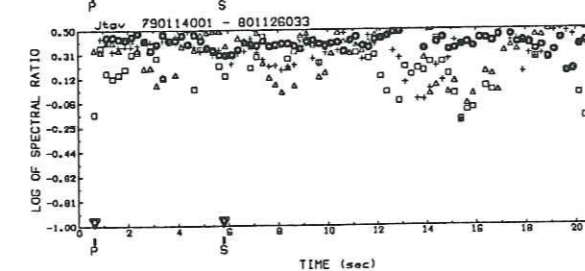
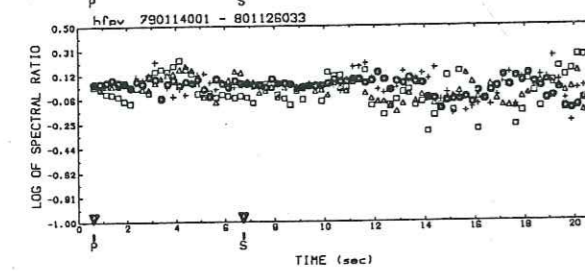
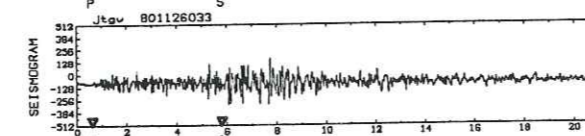
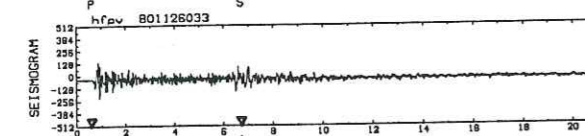
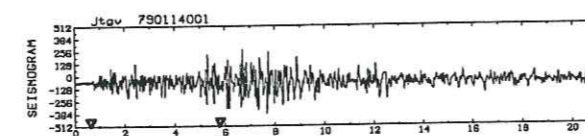
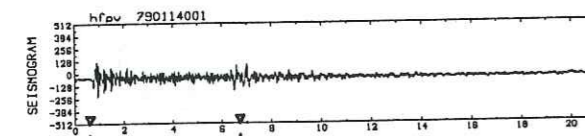
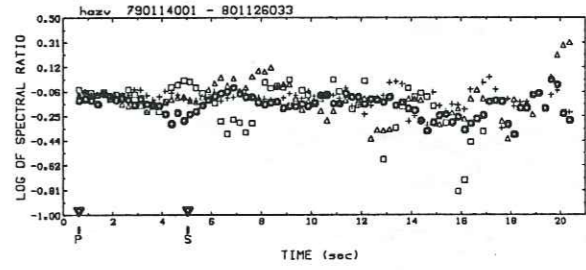
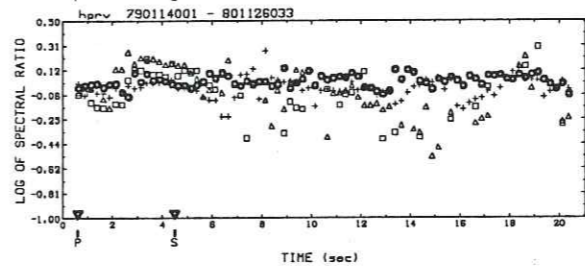
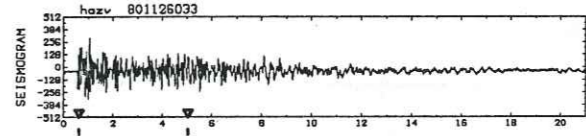
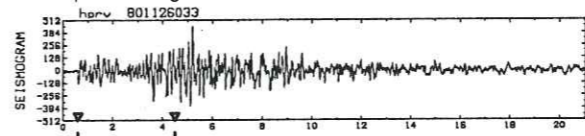
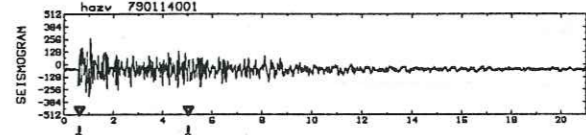
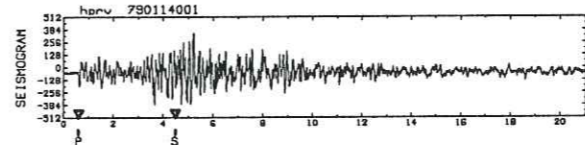
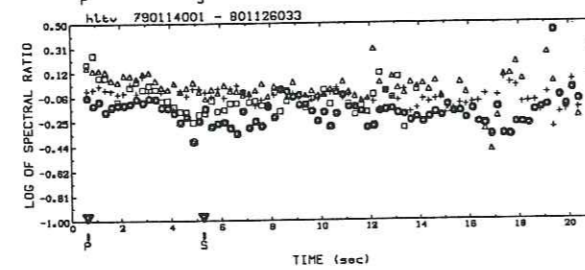
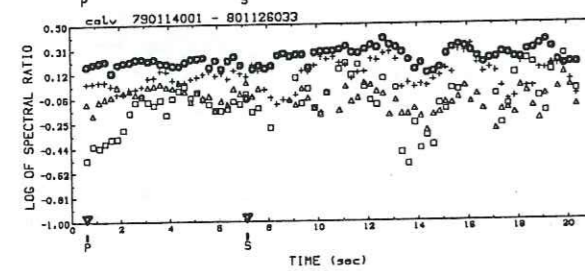
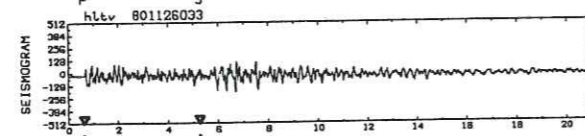
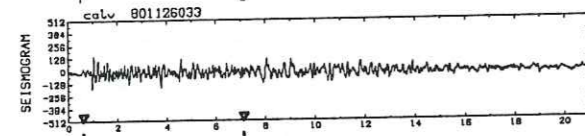
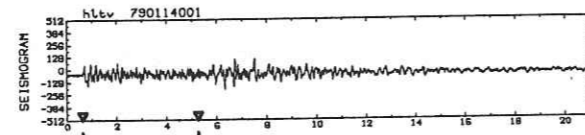
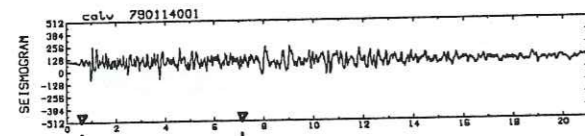
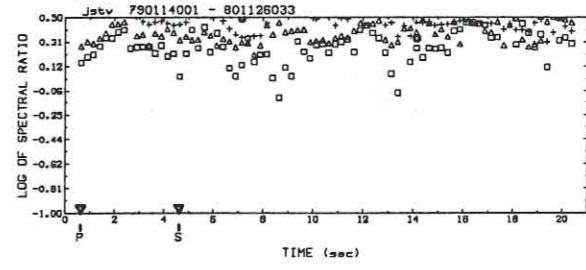
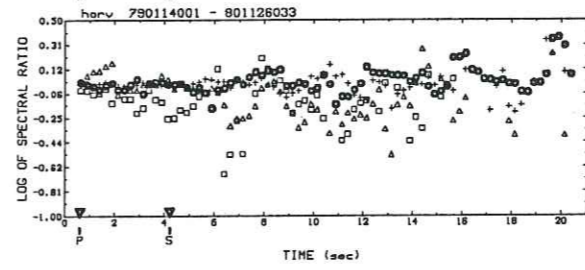
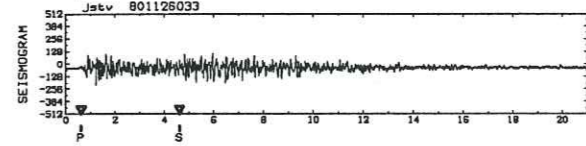
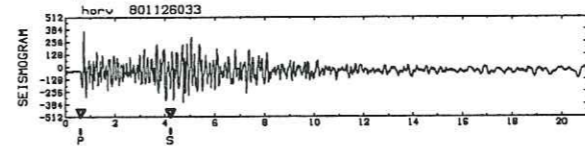
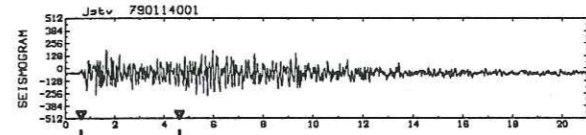
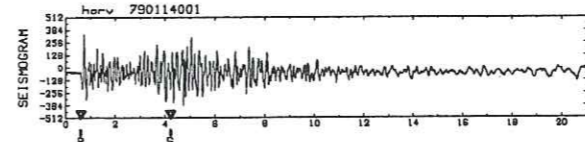
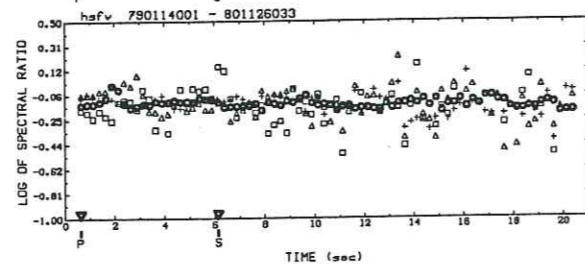
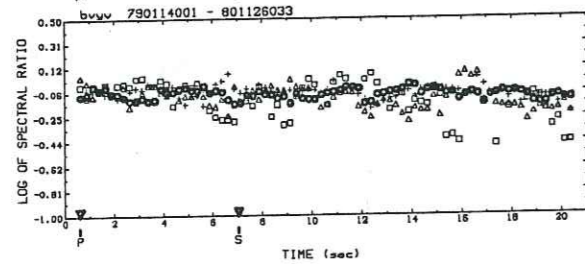
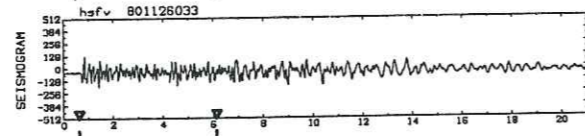
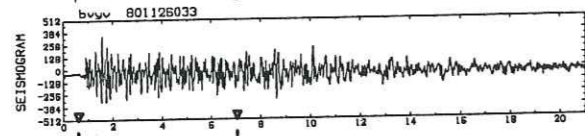
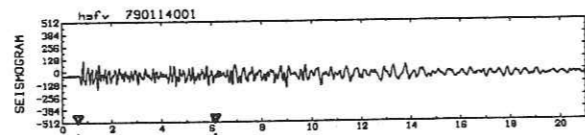
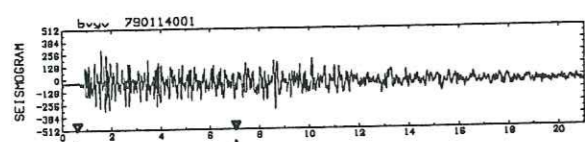
Doublet A712



Doublet A712

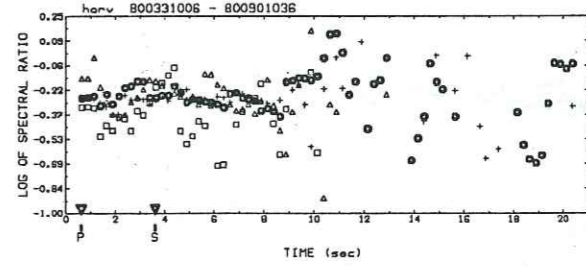
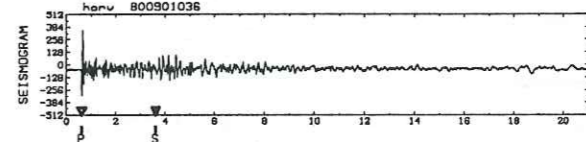
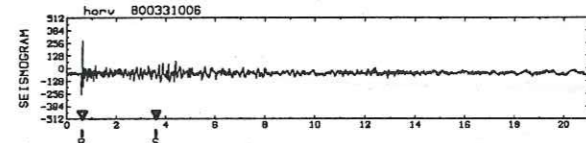
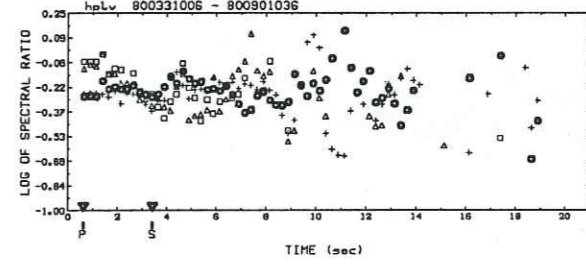
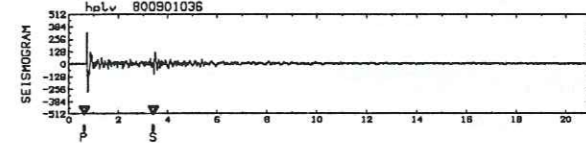
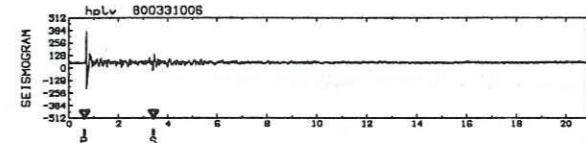
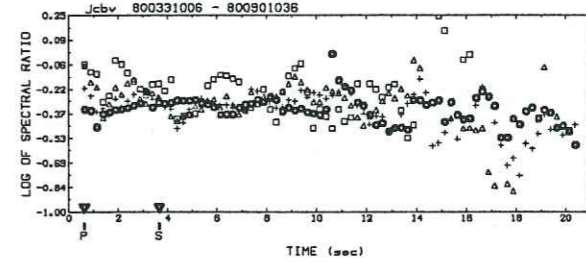
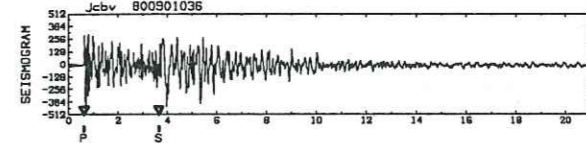
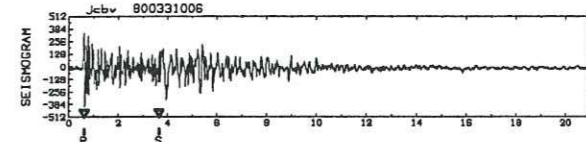
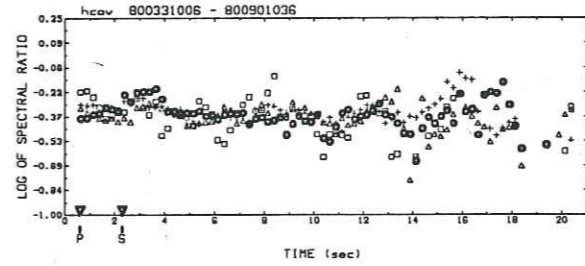
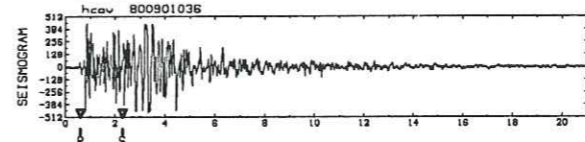
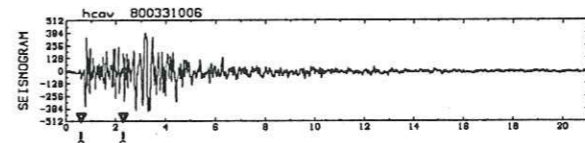
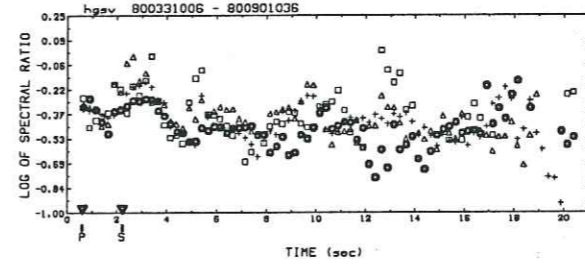
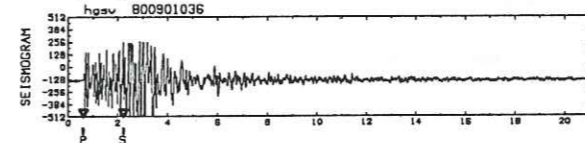
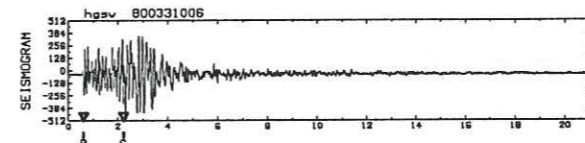
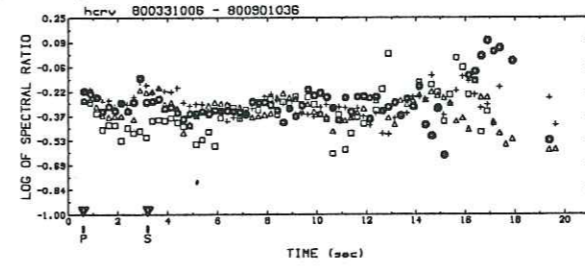
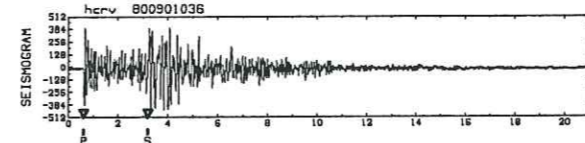
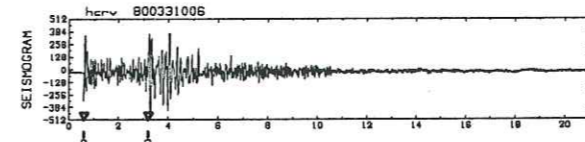
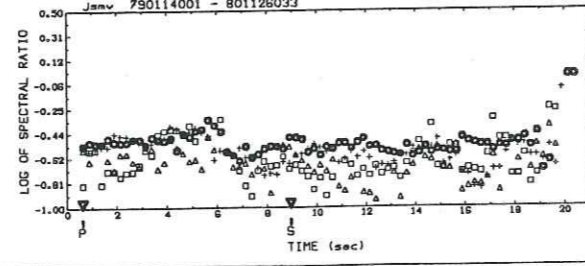
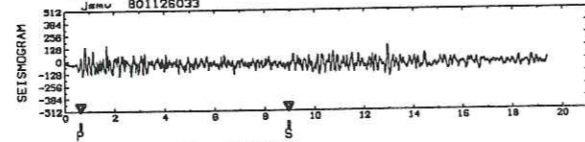
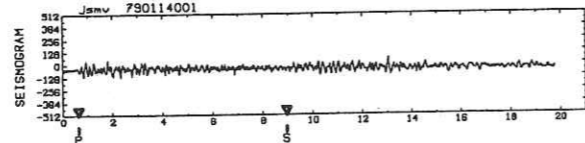
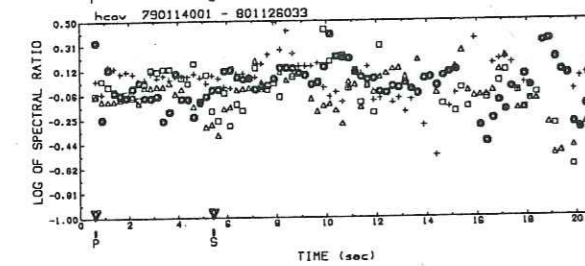
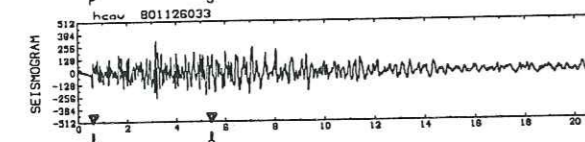
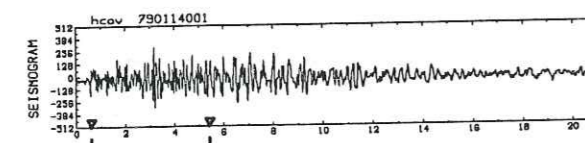
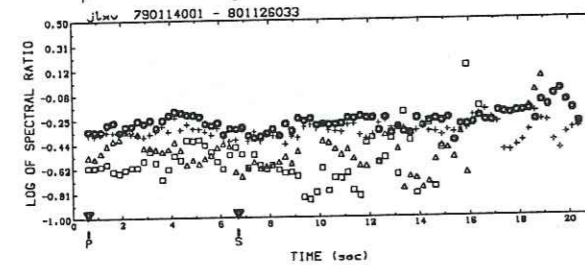
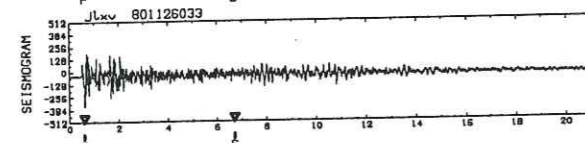
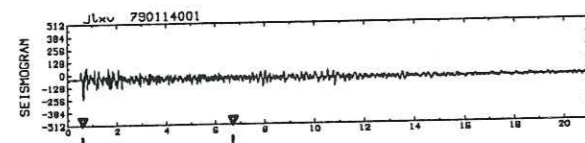
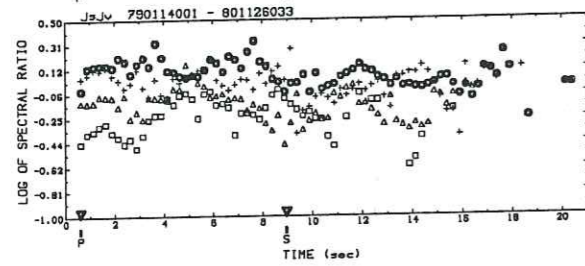
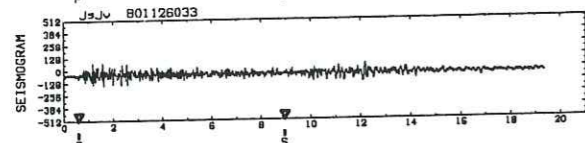
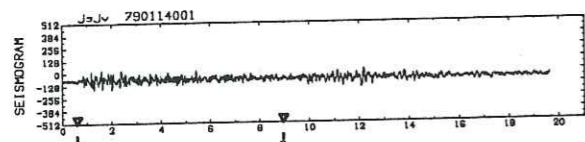


Doublet A713



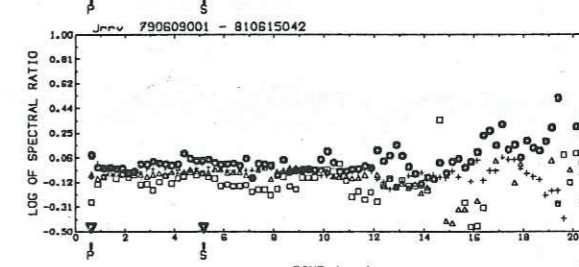
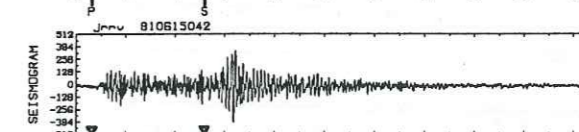
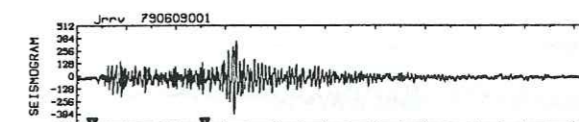
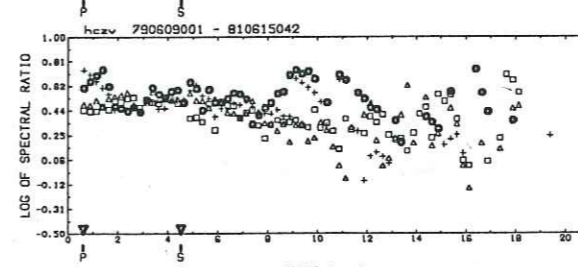
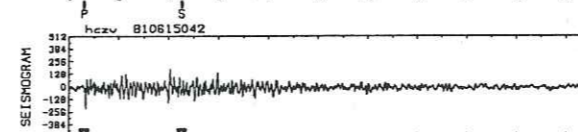
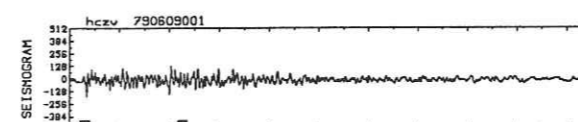
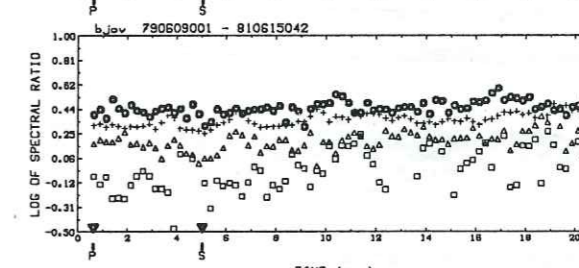
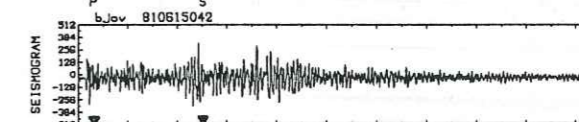
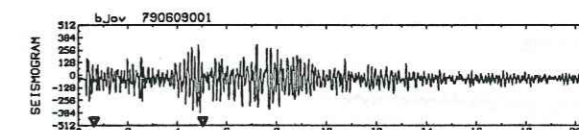
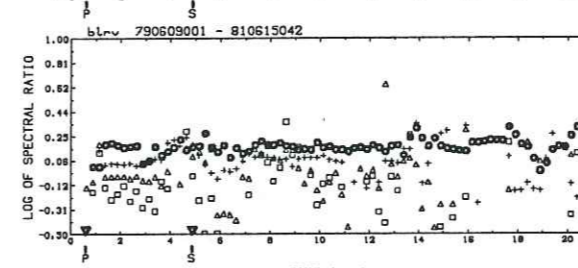
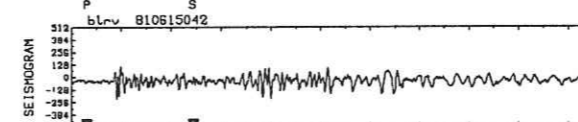
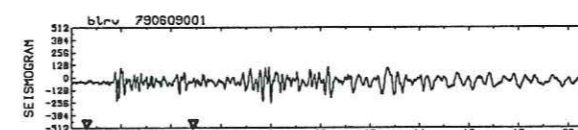
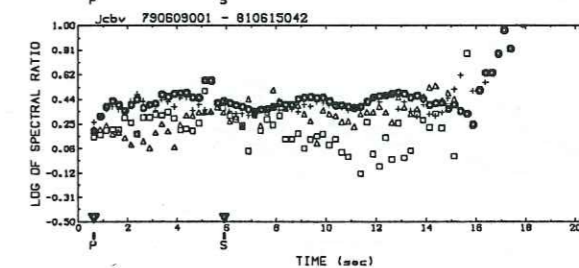
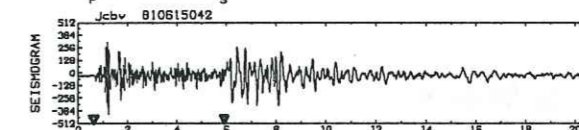
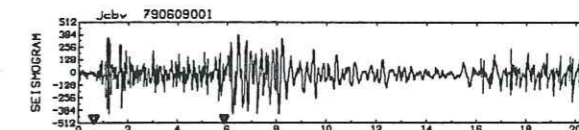
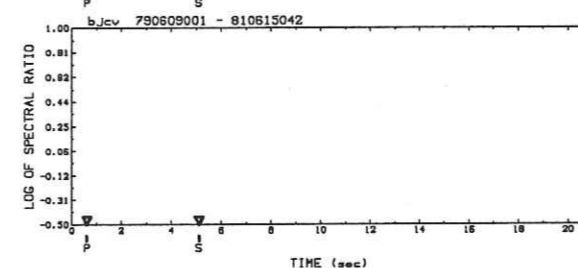
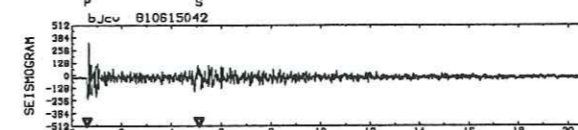
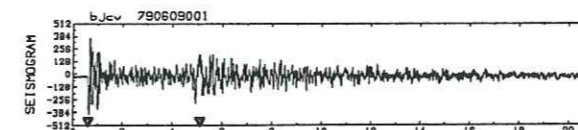
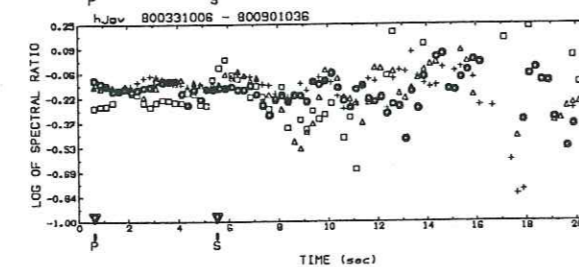
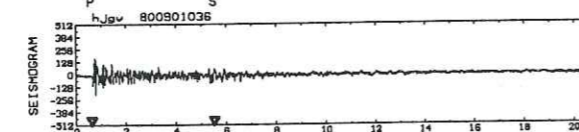
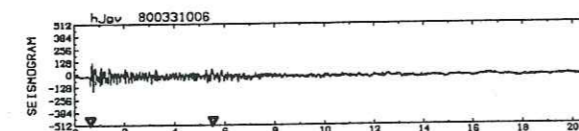
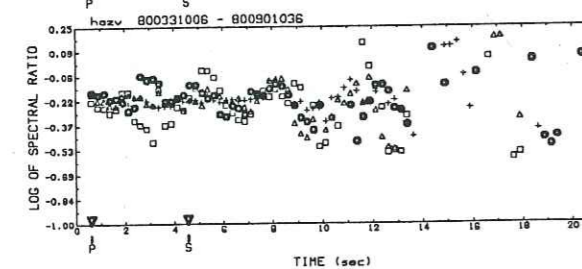
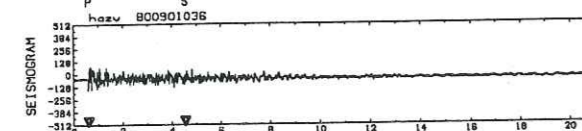
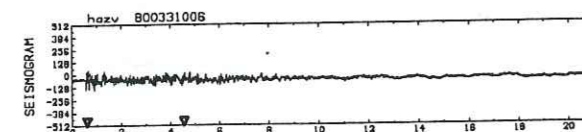
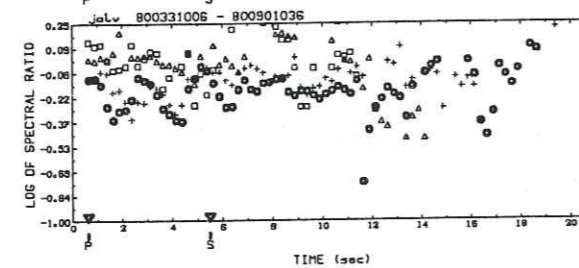
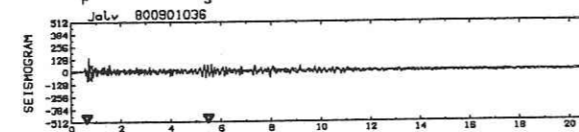
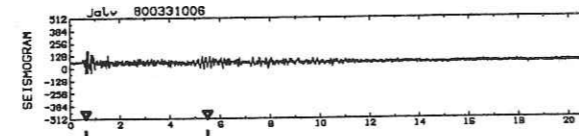
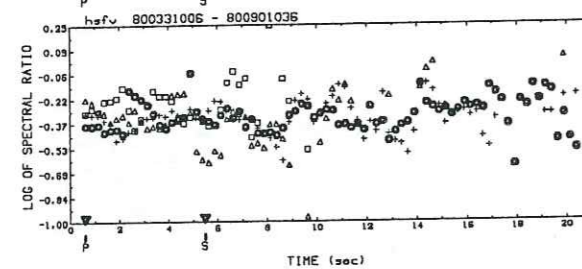
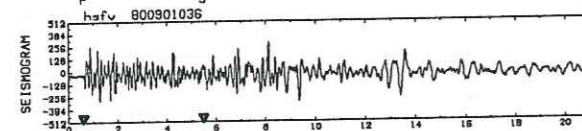
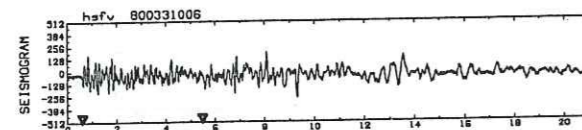
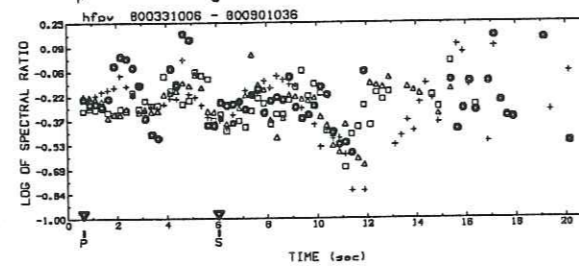
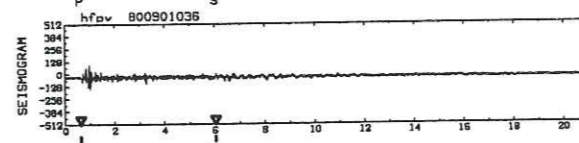
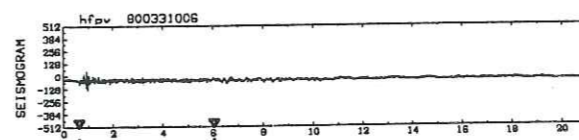
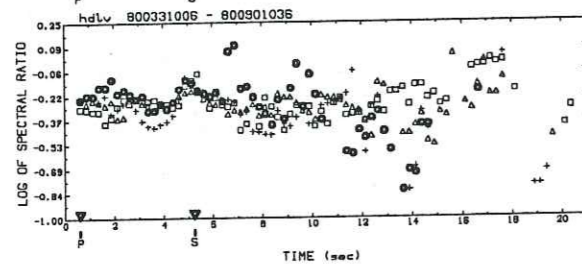
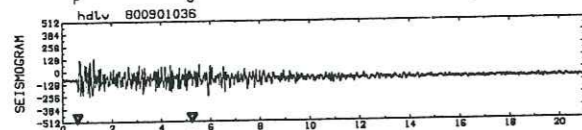
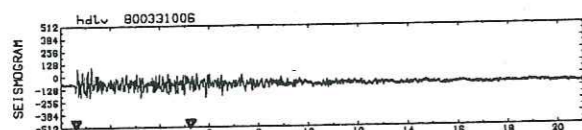
Doublet A713

Doublet A713



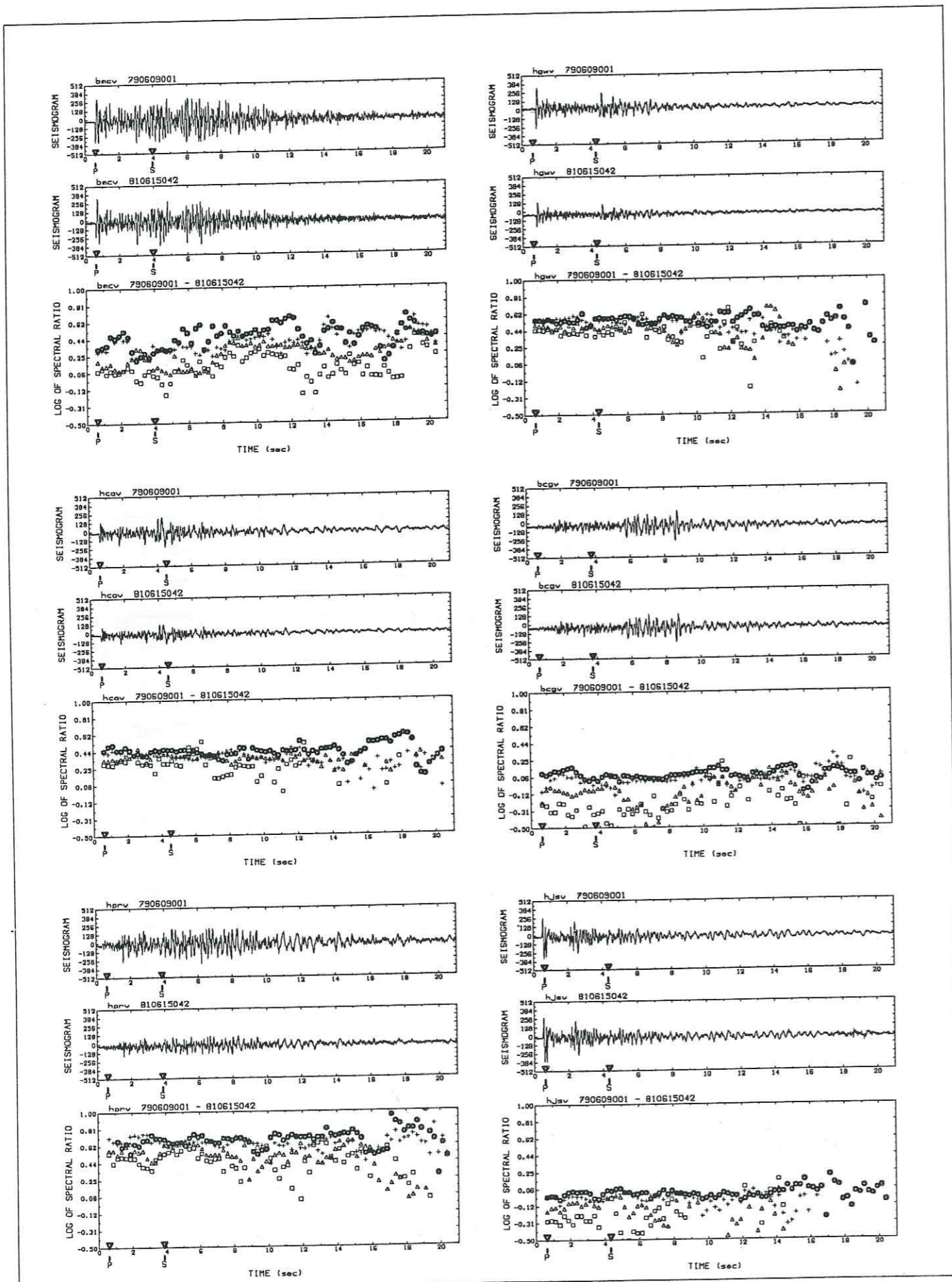
Doublet A713

Doublet A657

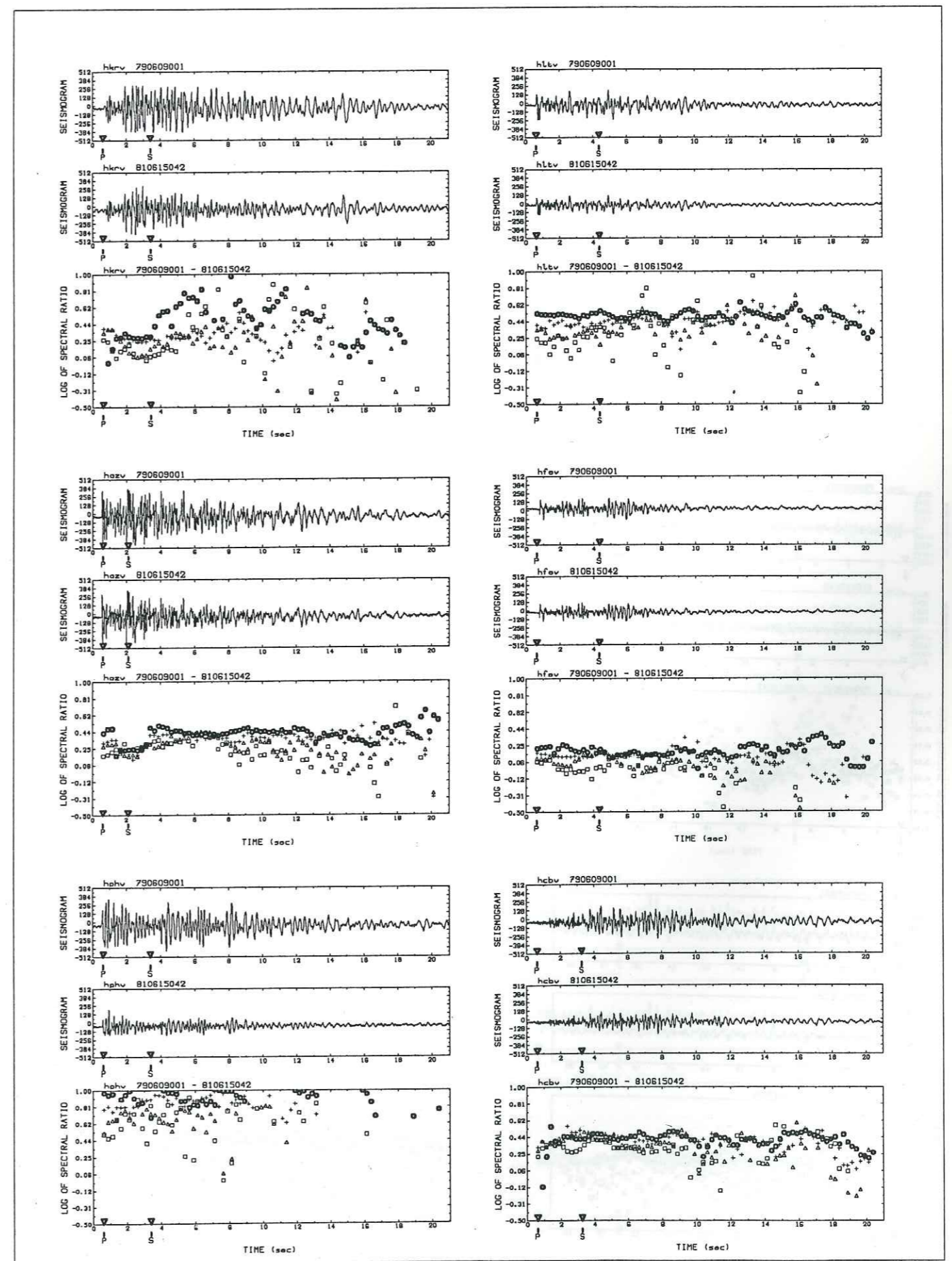


Doublet A657

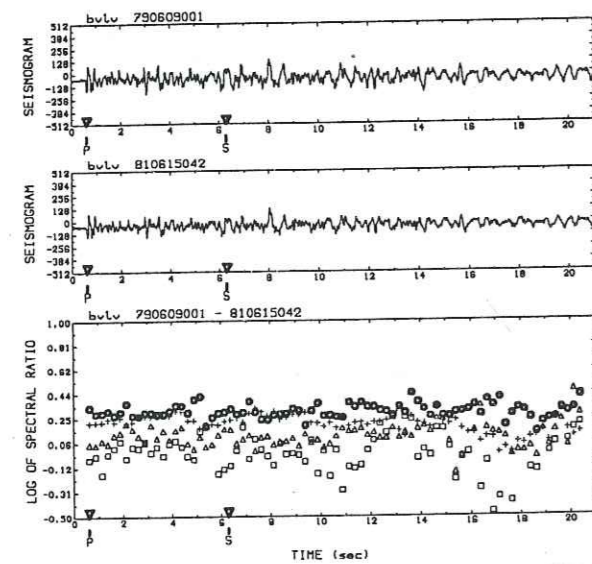
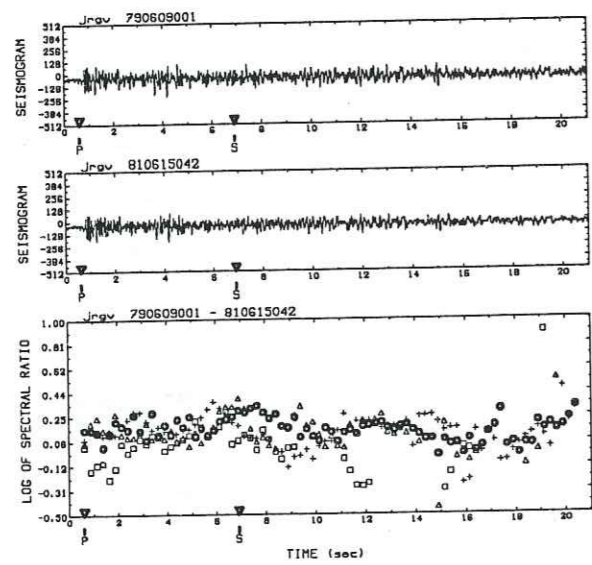
Doublet S4



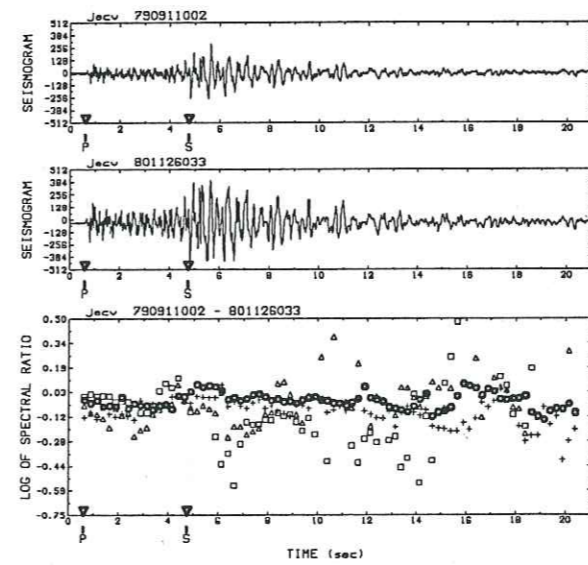
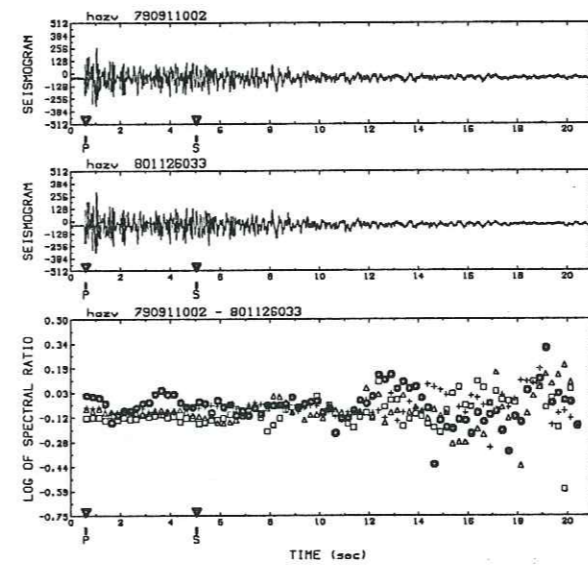
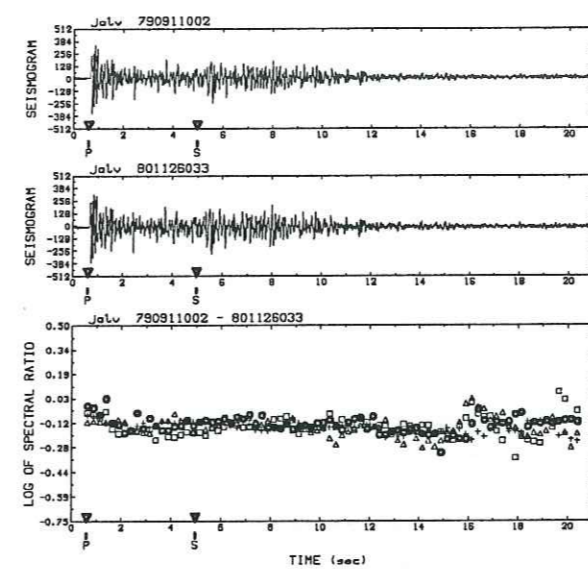
Doublet S4



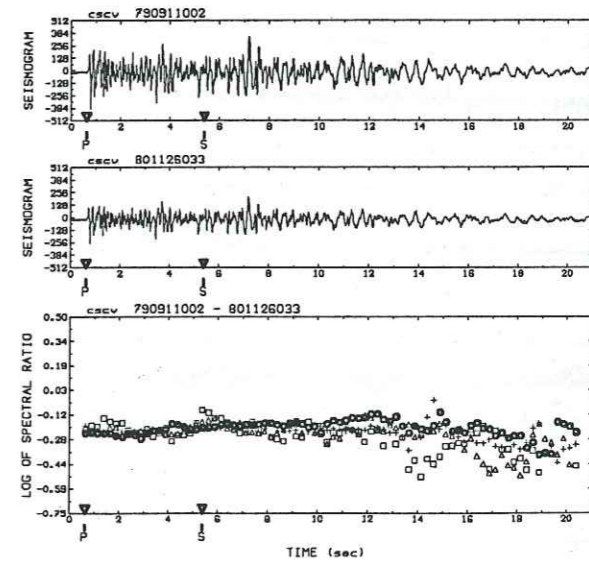
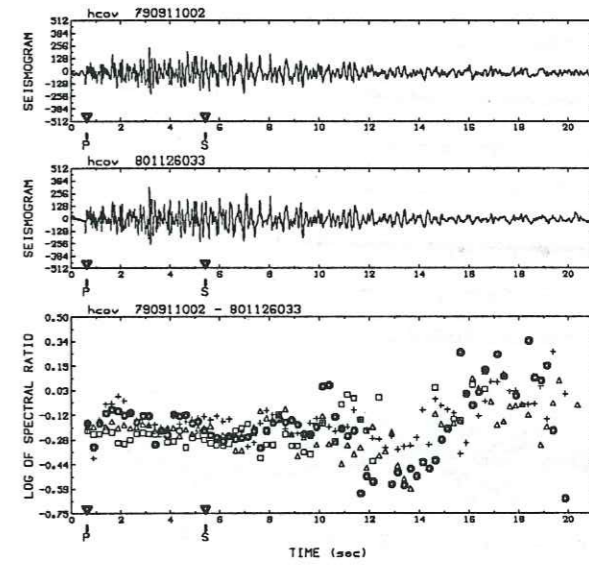
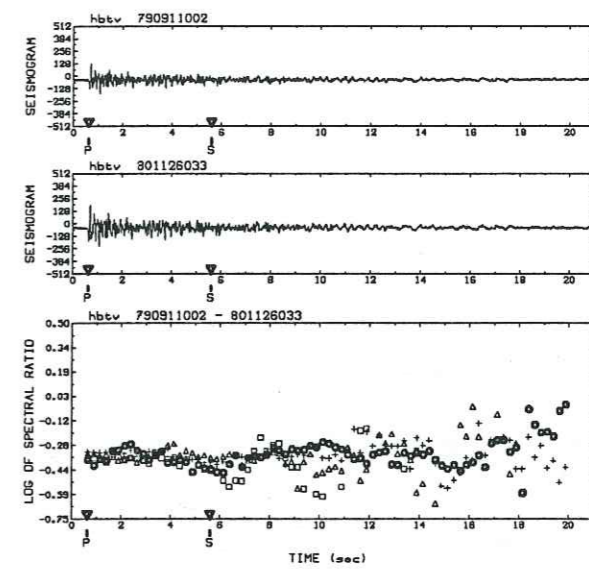
Doublet S4

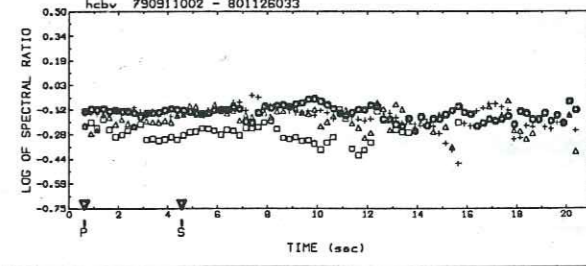
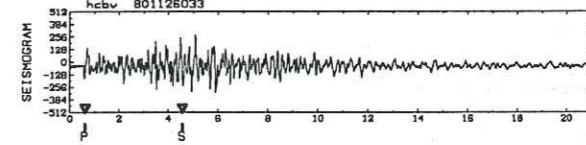
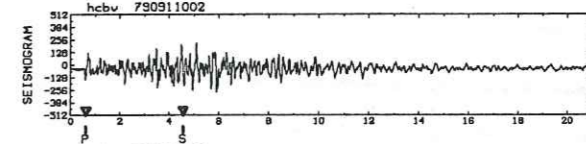
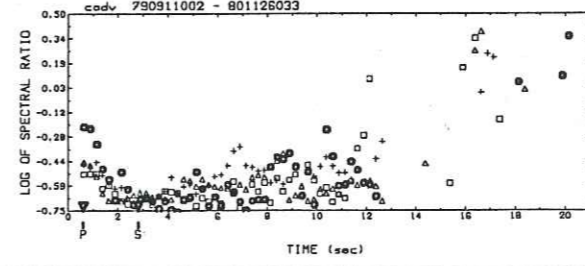
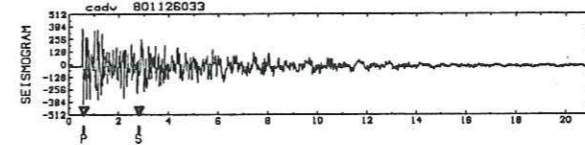
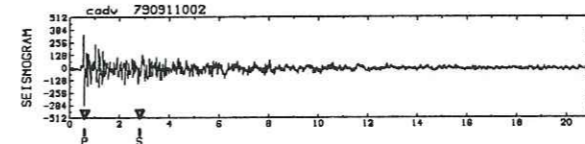
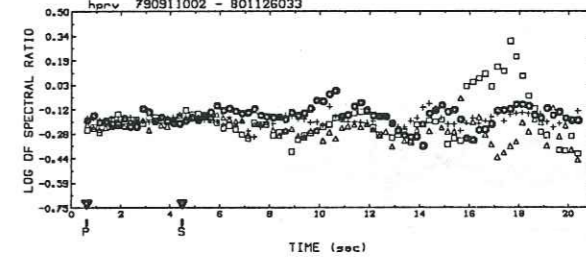
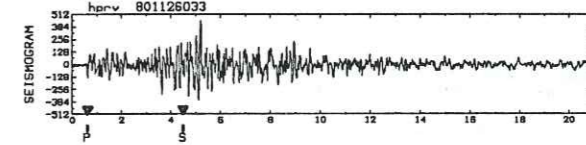
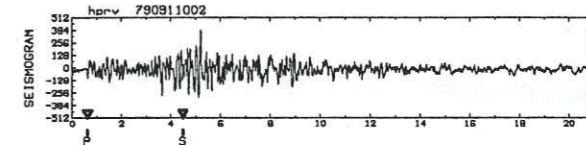
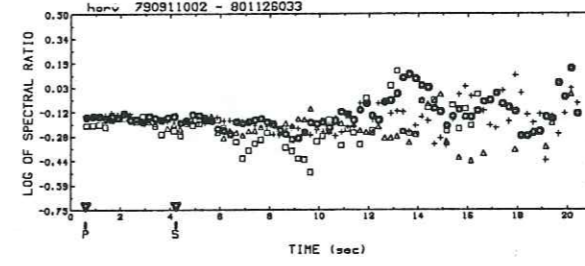
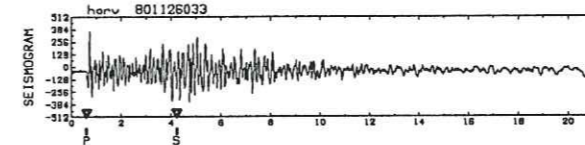
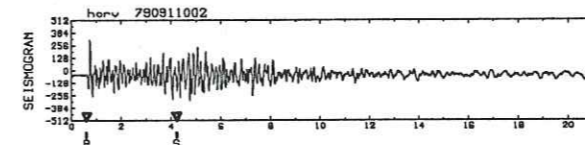
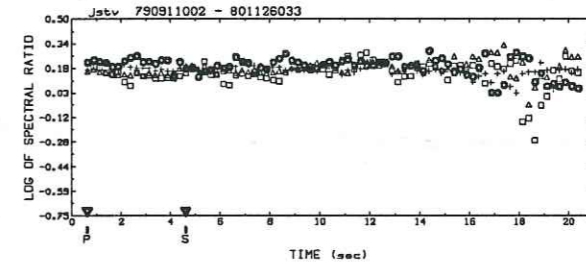
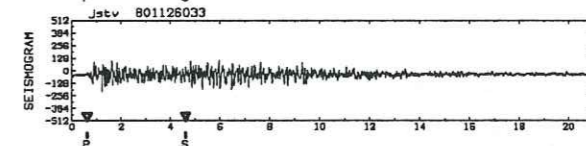
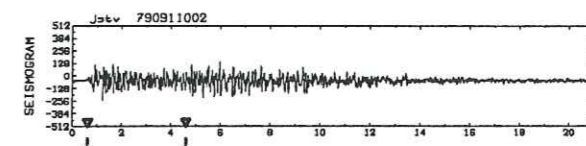
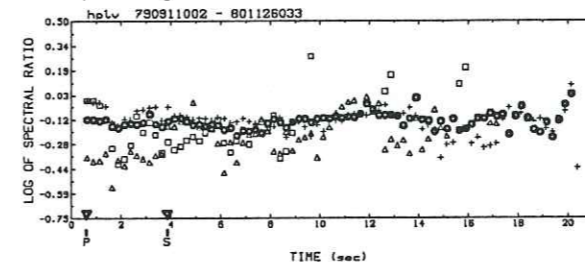
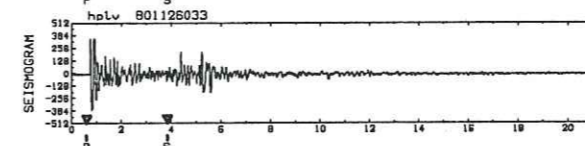
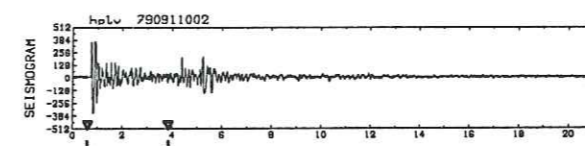
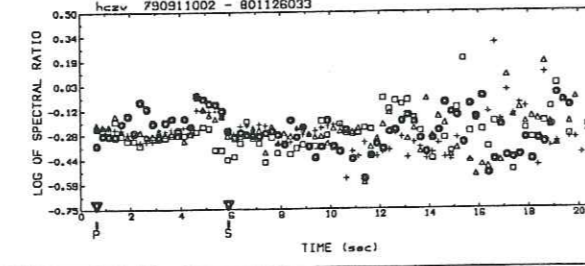
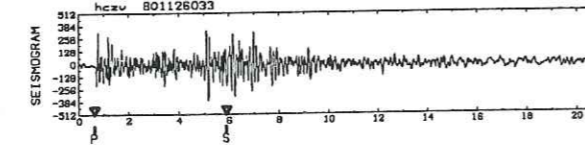
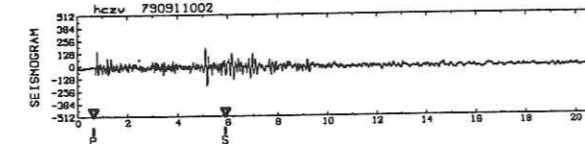
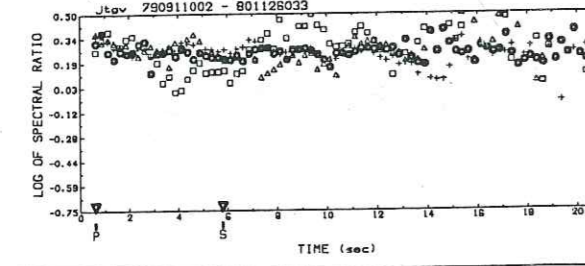
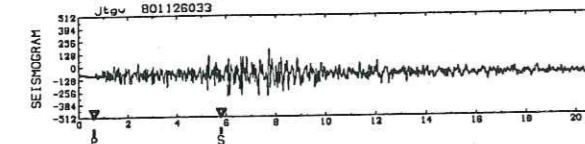
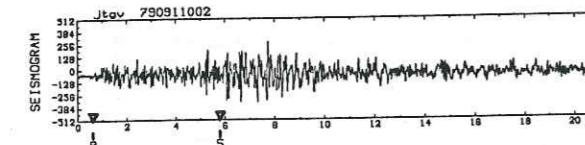
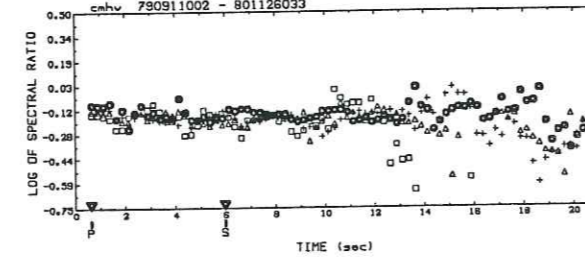
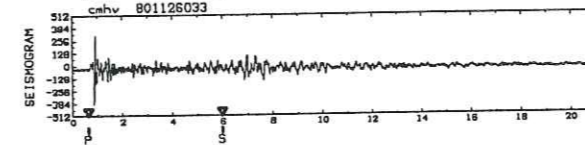
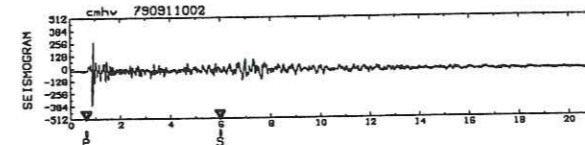
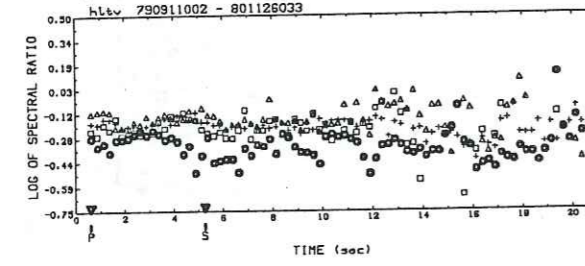
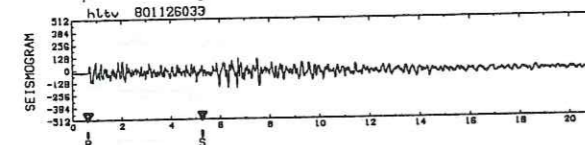
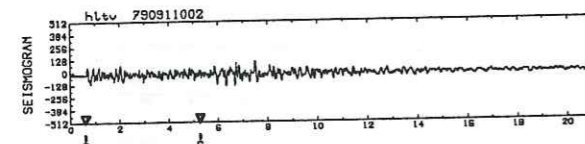
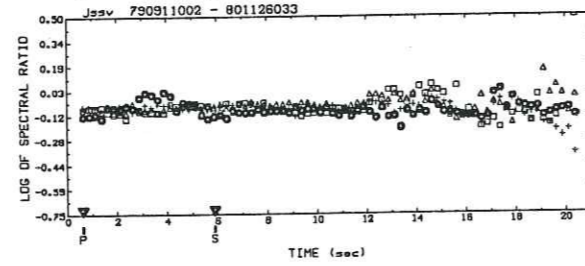
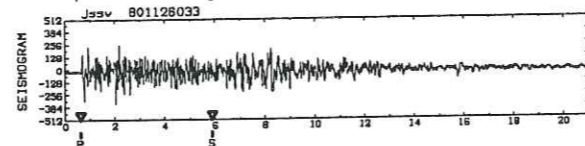
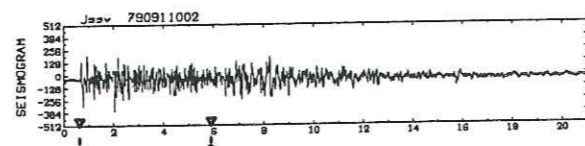
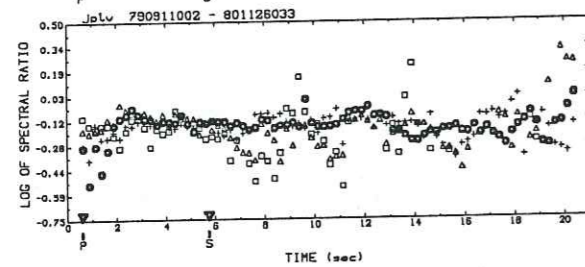
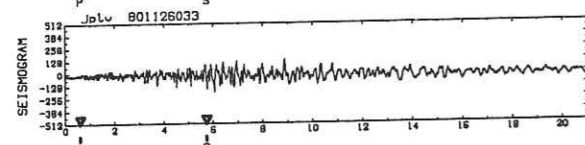
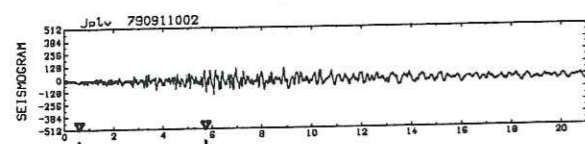


Doublet S4



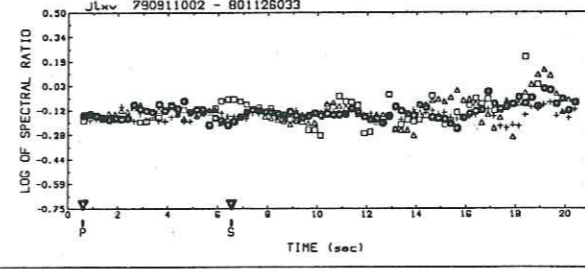
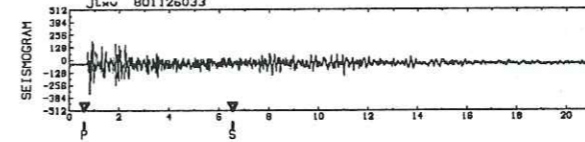
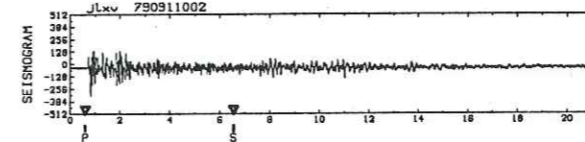
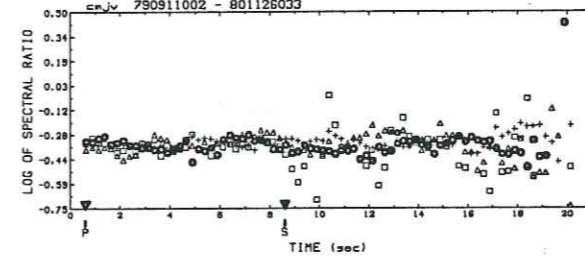
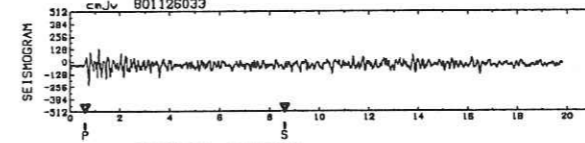
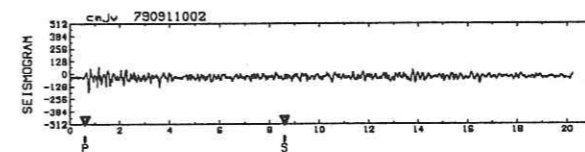
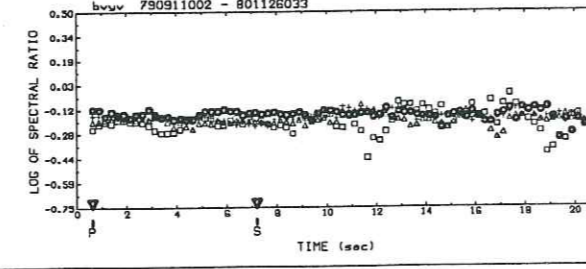
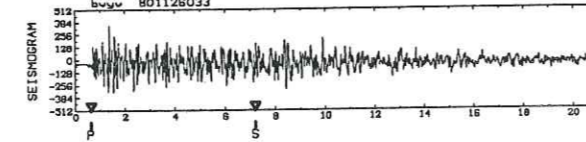
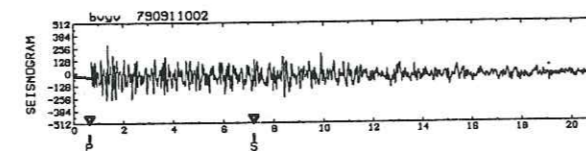
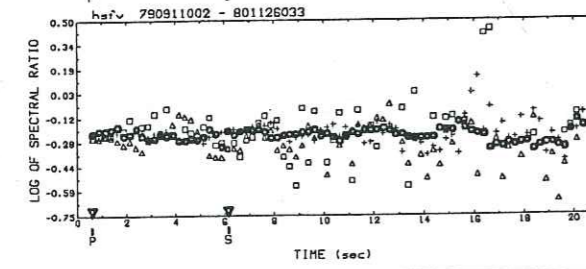
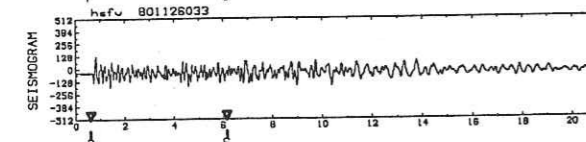
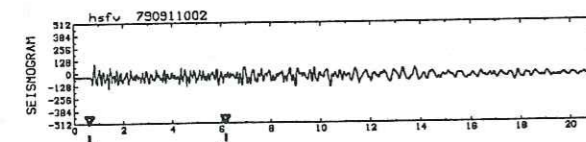
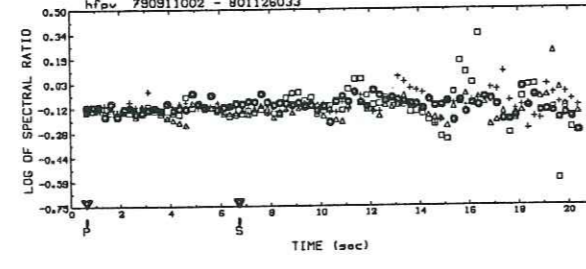
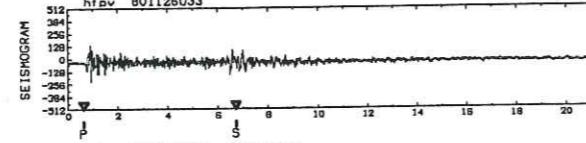
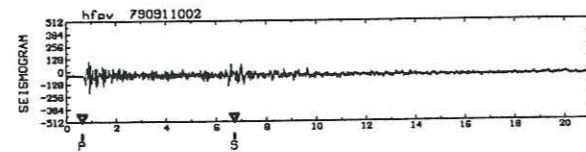
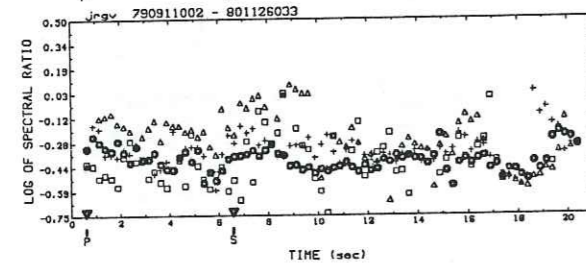
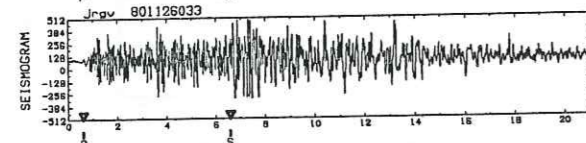
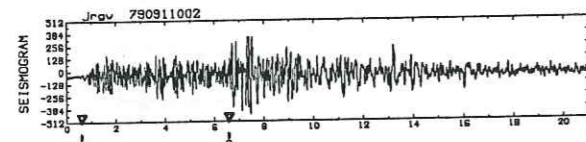
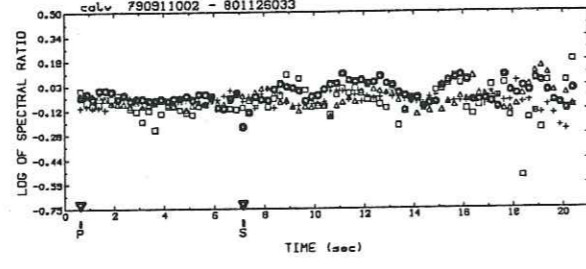
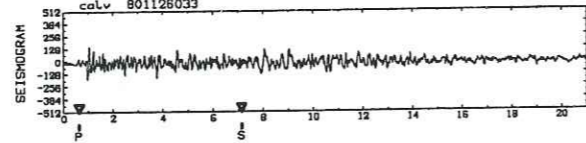
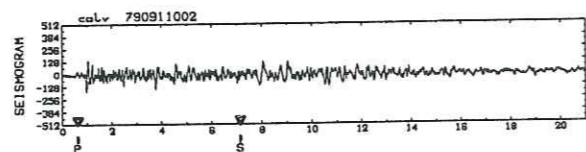
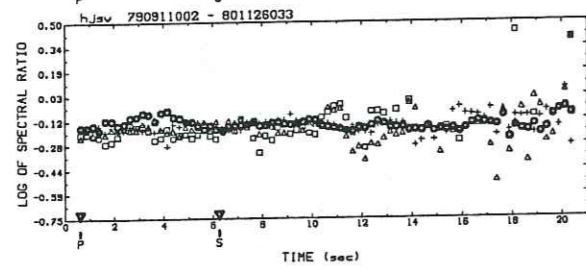
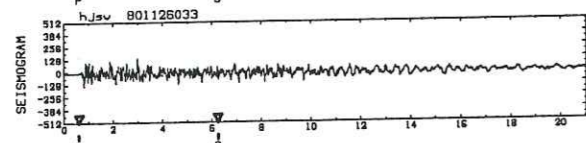
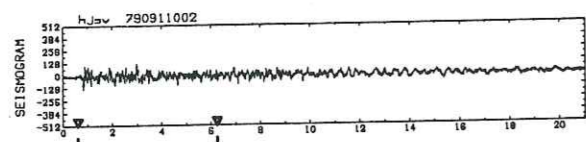
Doublet A723





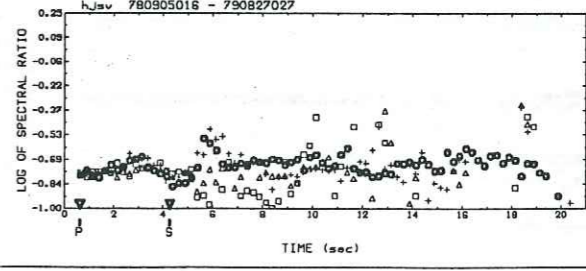
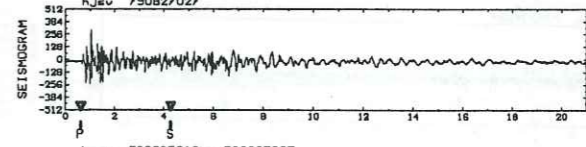
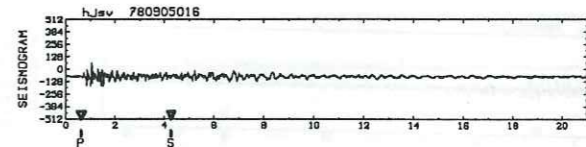
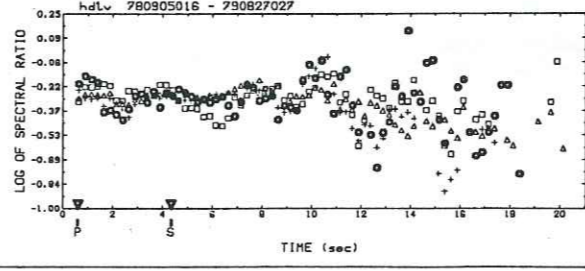
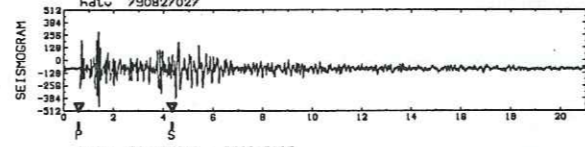
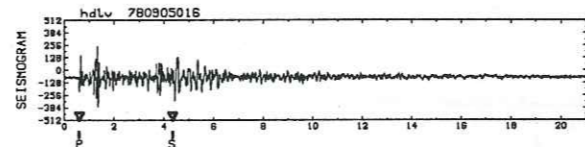
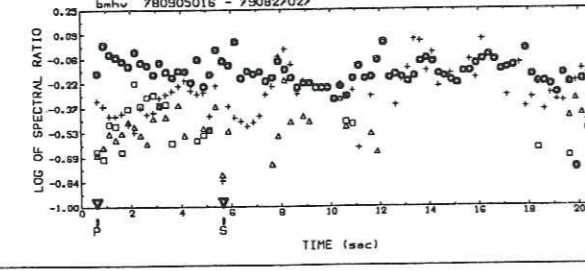
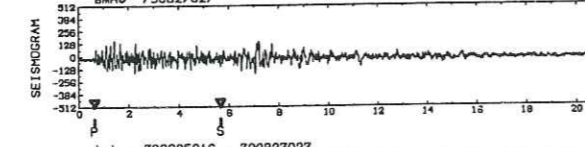
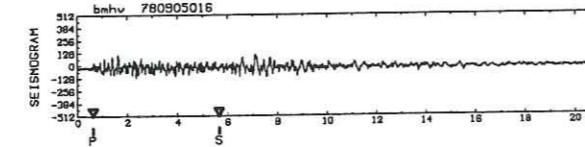
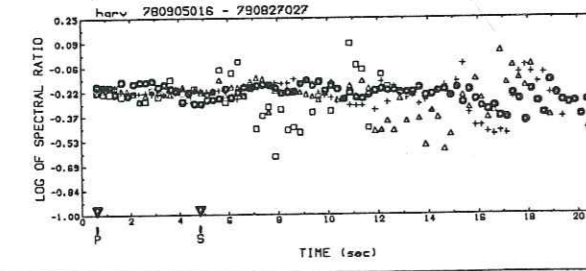
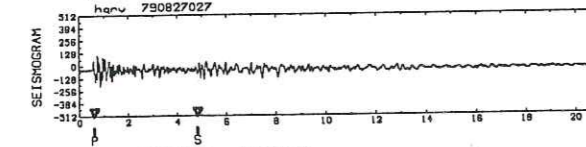
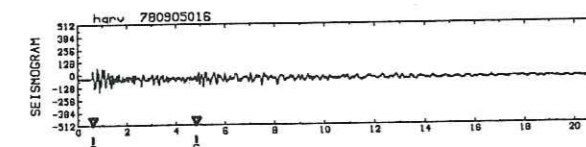
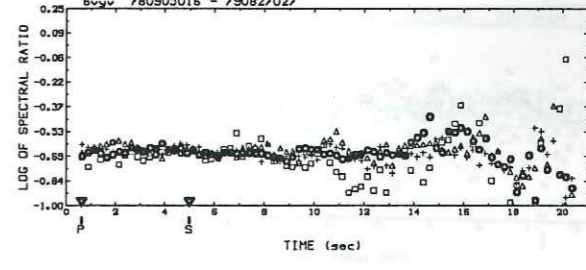
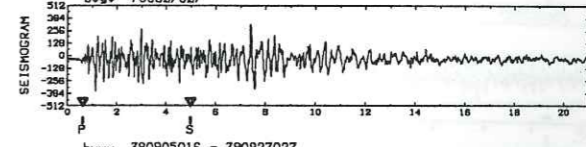
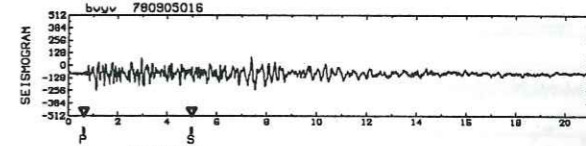
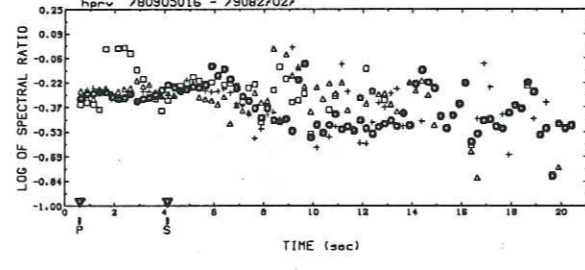
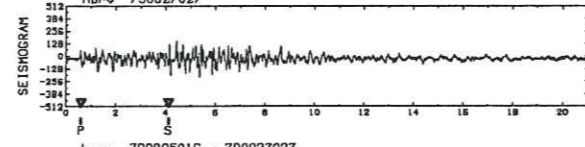
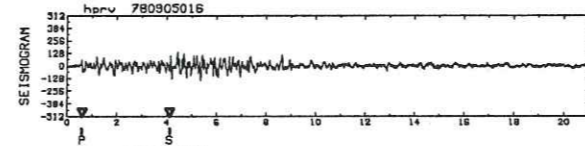
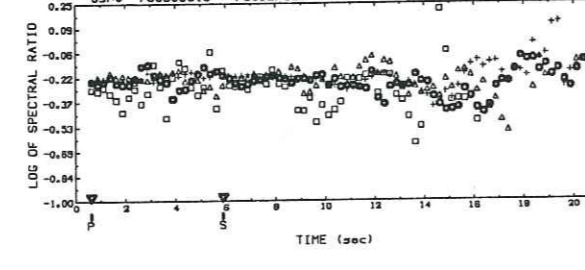
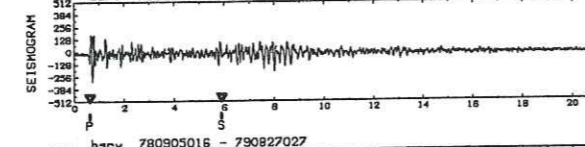
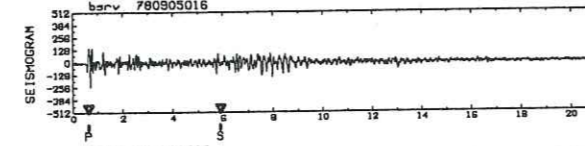
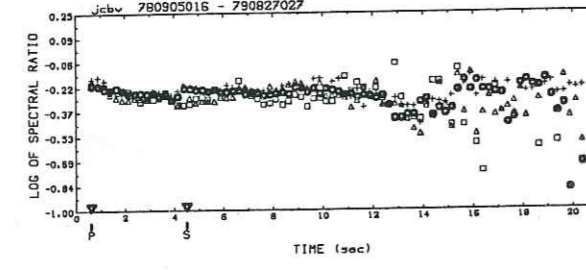
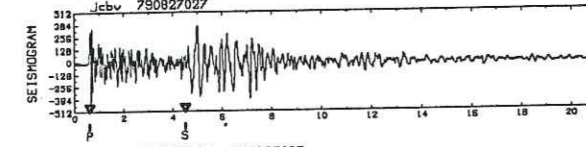
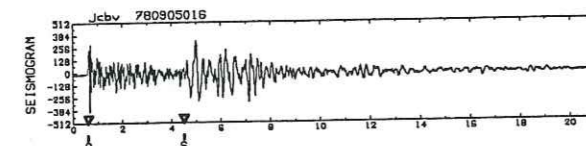
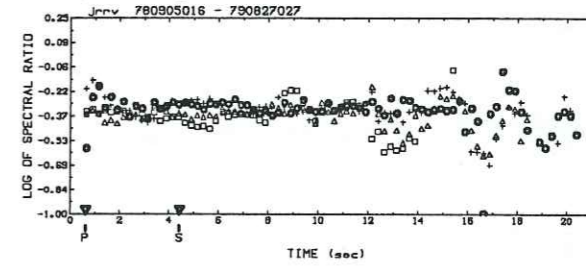
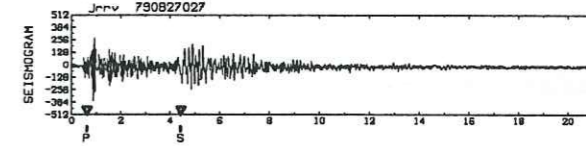
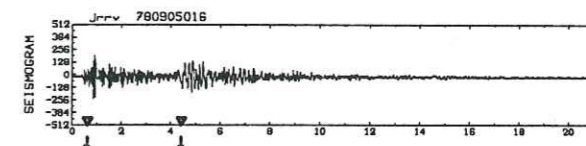
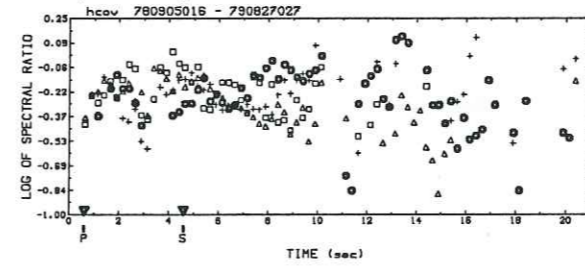
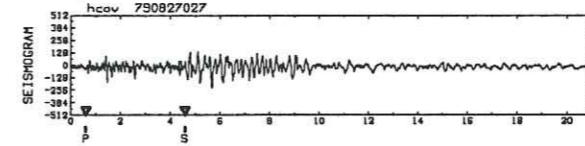
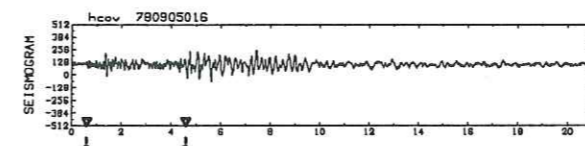
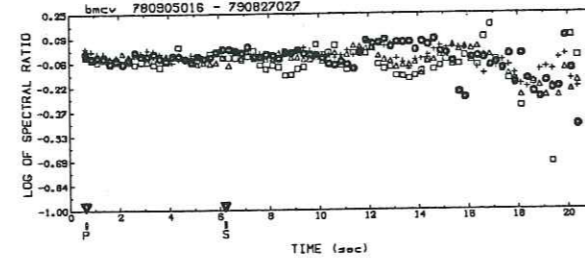
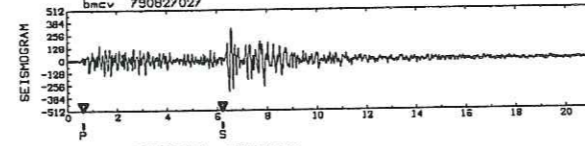
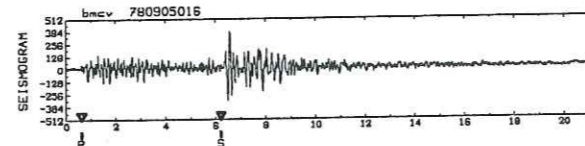
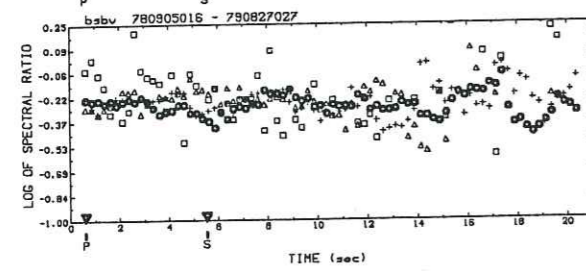
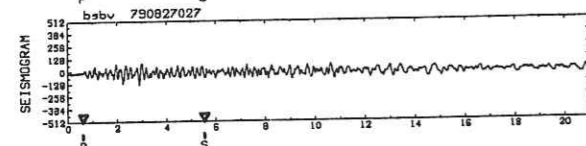
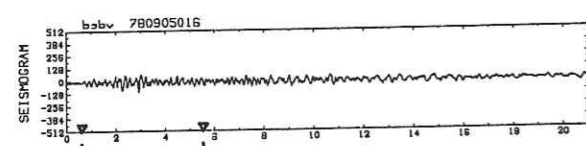
Doublet A723

Doublet A723



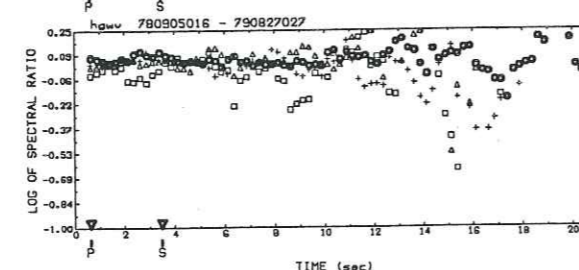
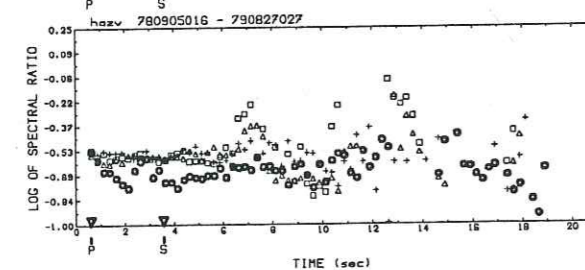
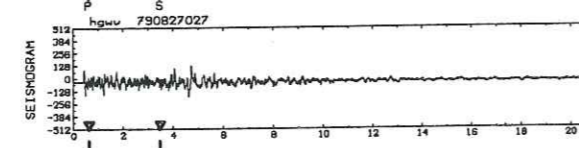
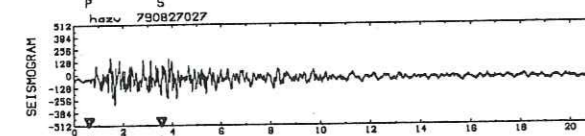
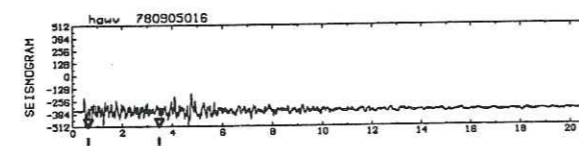
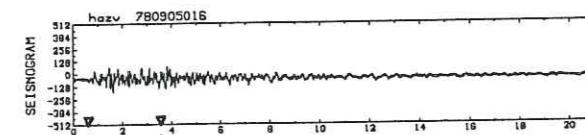
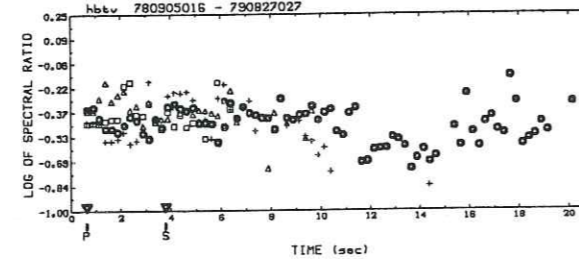
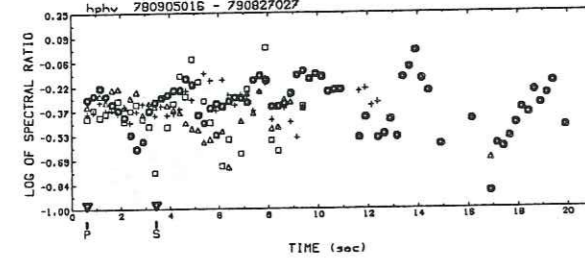
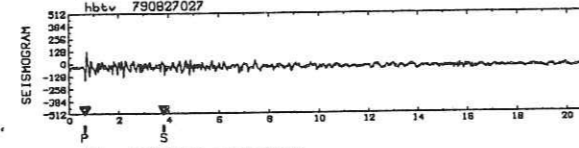
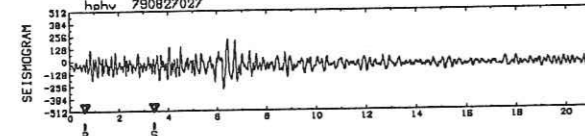
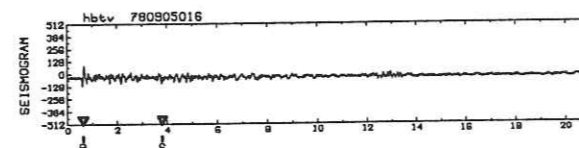
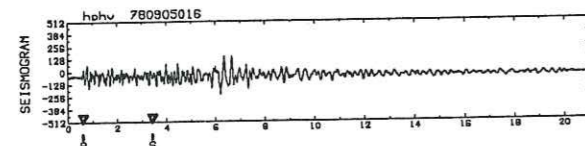
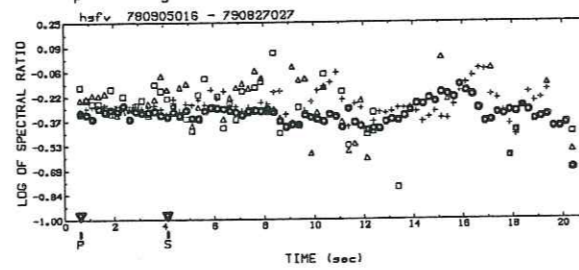
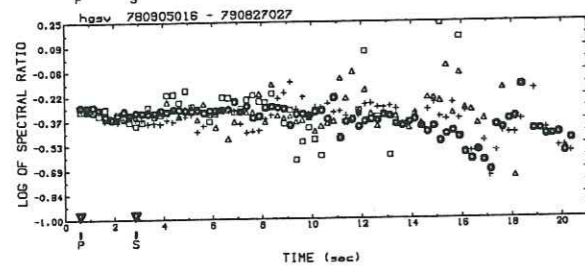
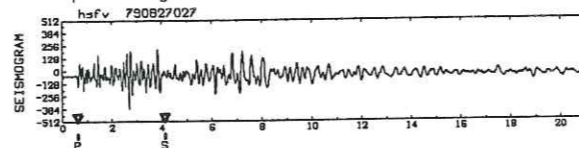
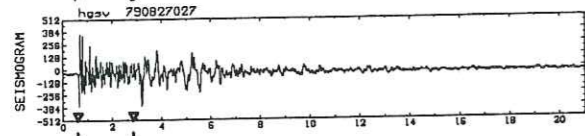
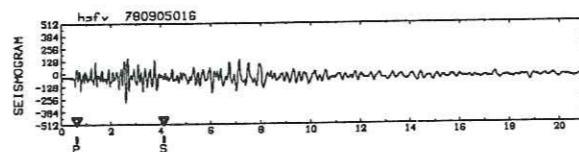
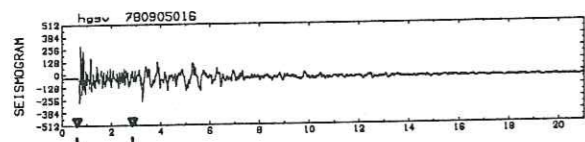
Doublet A723

Doublet A723

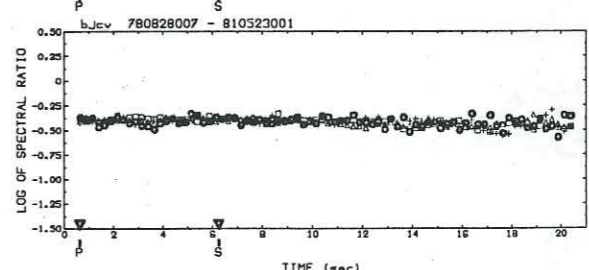
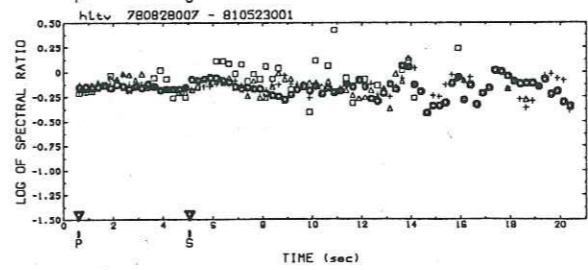
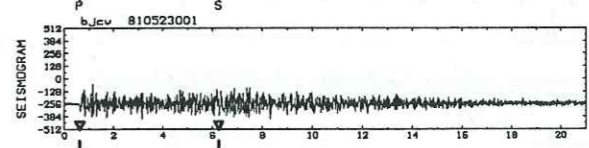
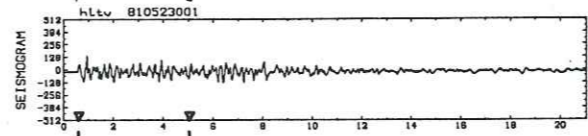
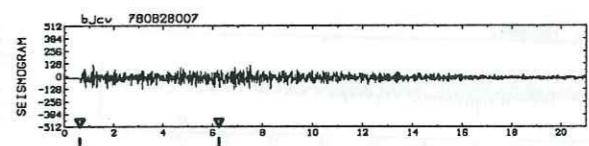
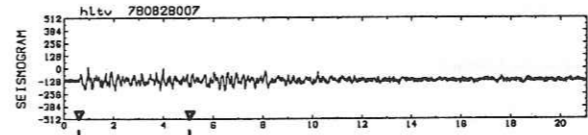
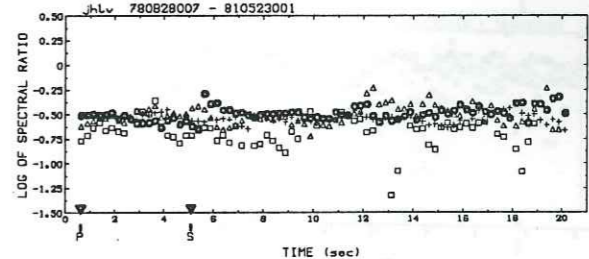
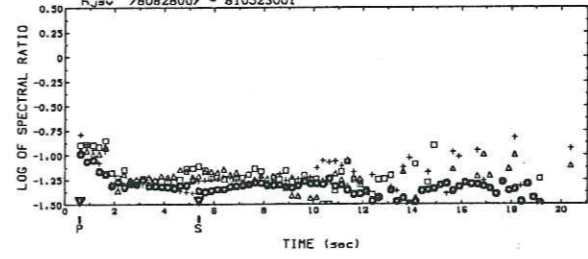
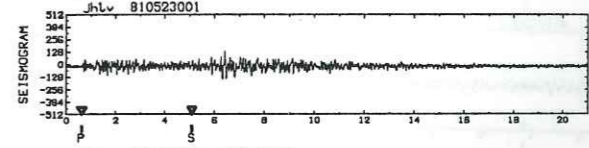
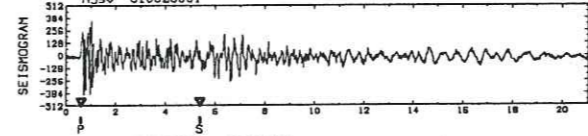
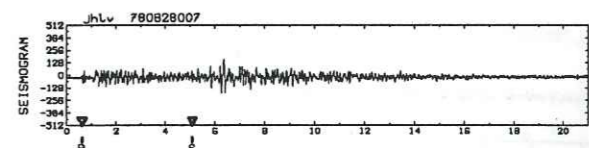
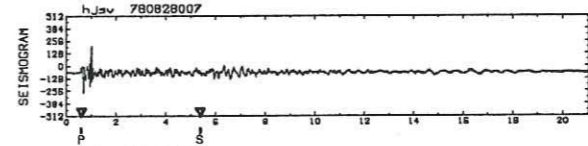
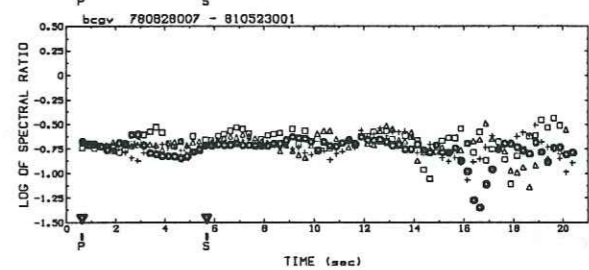
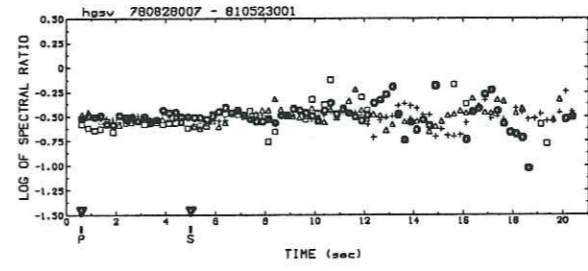
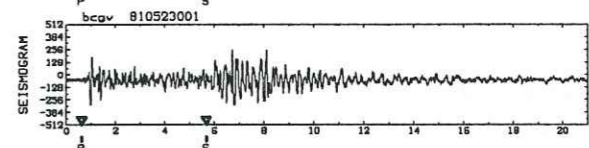
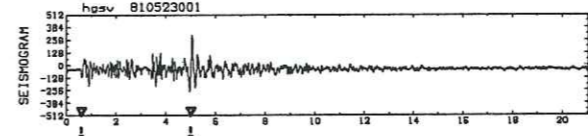
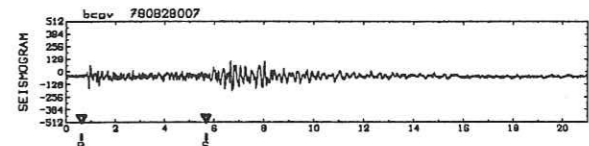
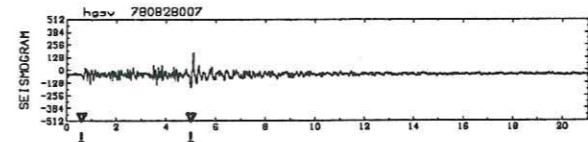


Doublet A867

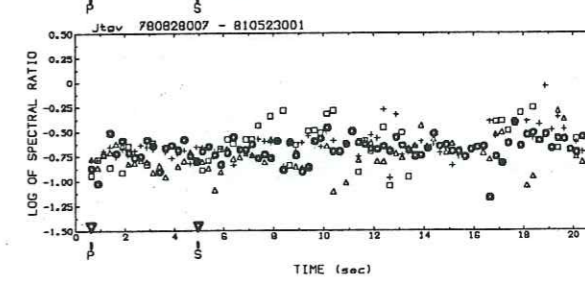
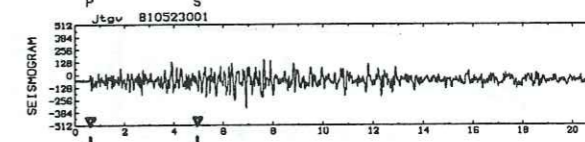
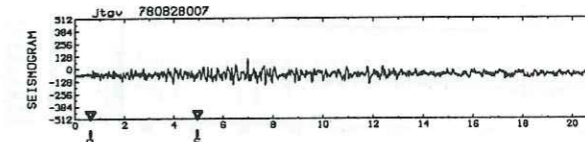
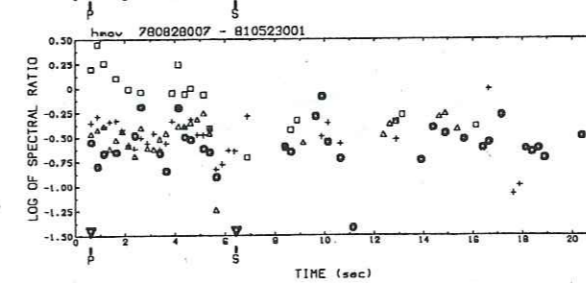
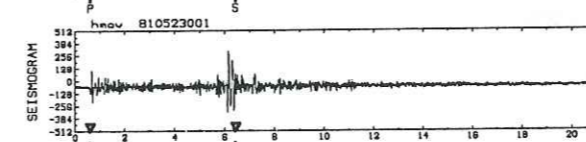
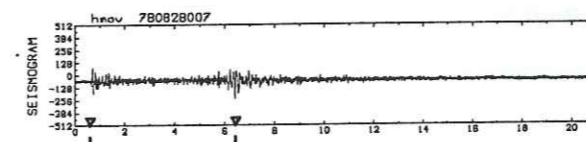
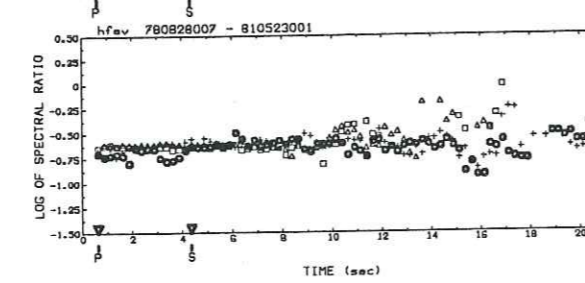
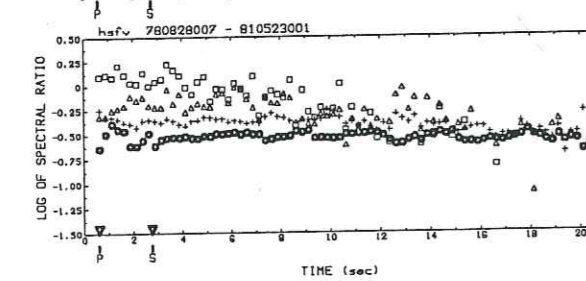
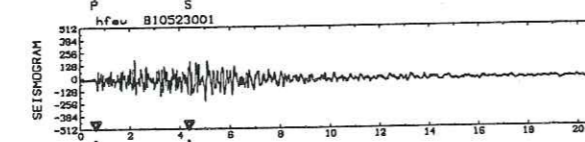
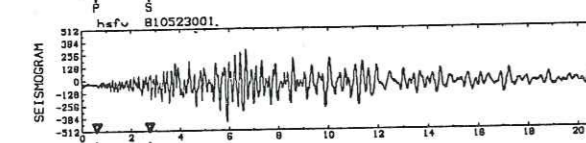
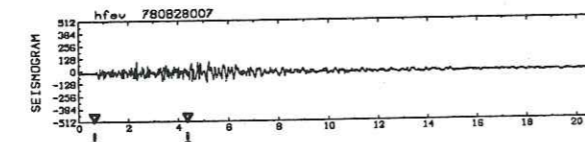
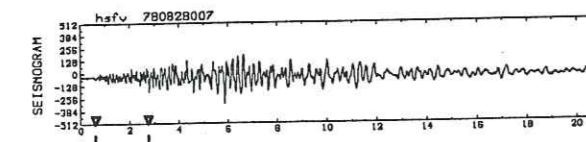
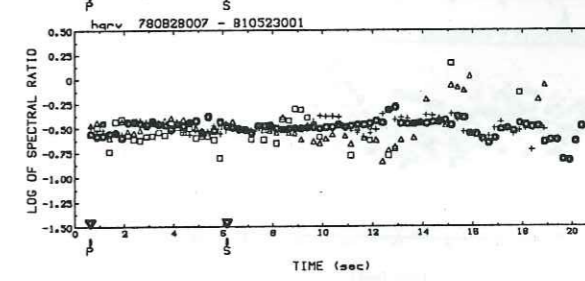
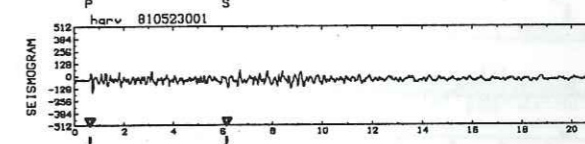
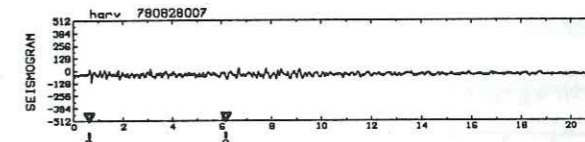
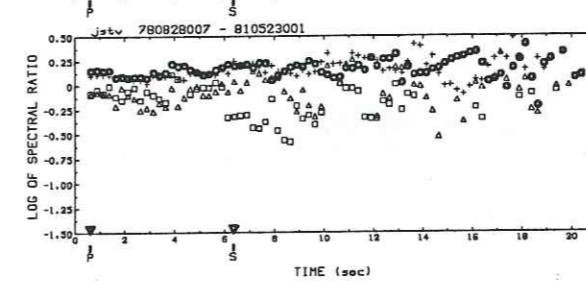
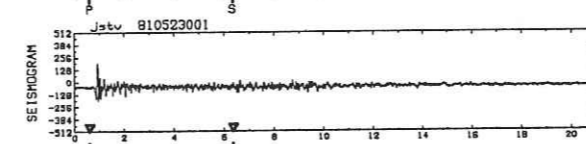
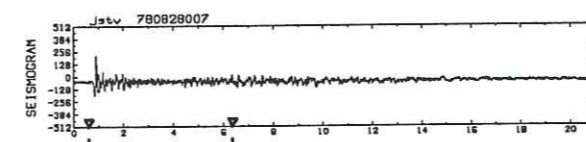
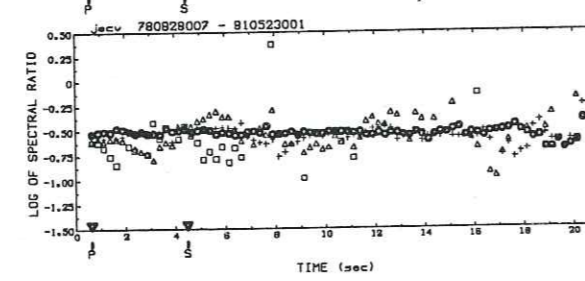
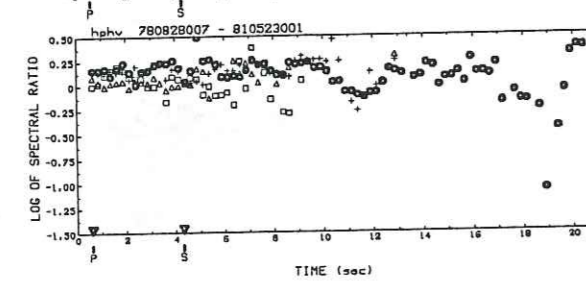
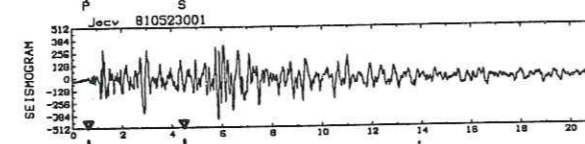
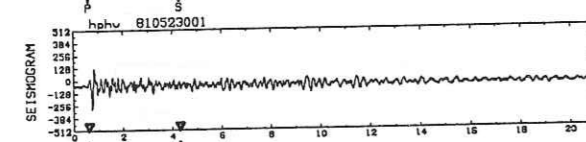
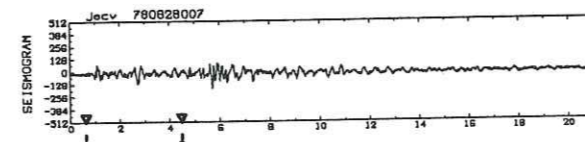
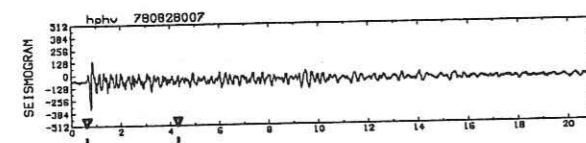
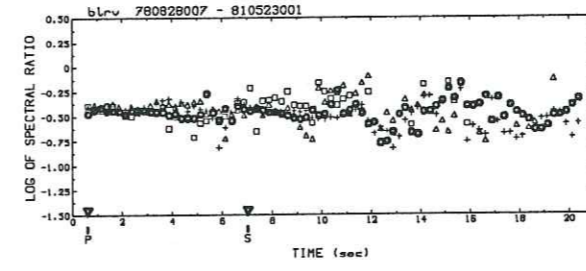
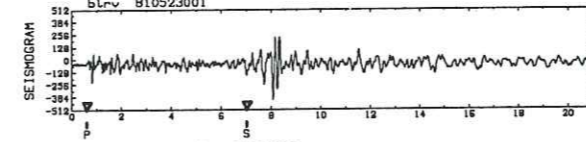
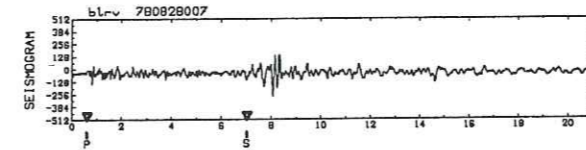
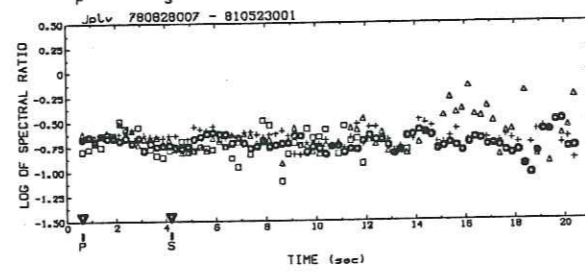
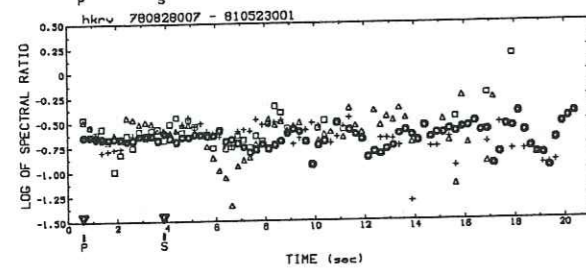
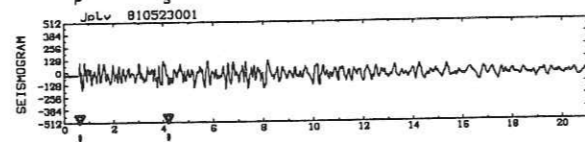
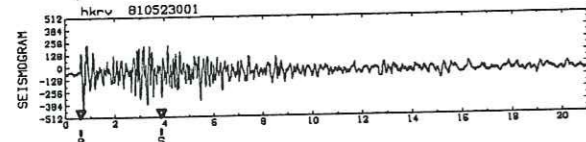
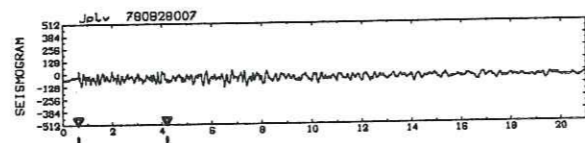
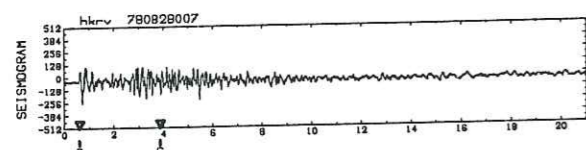
Doublet A867



Doublet A867

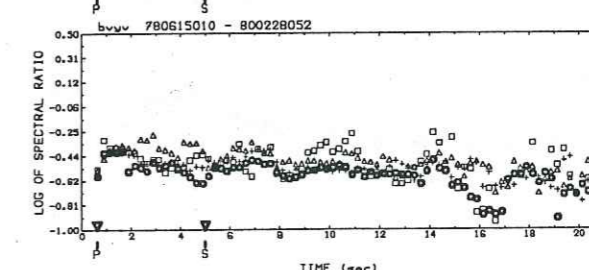
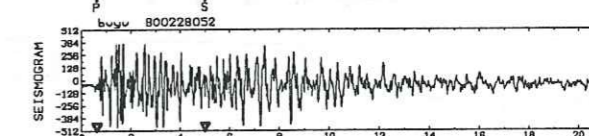
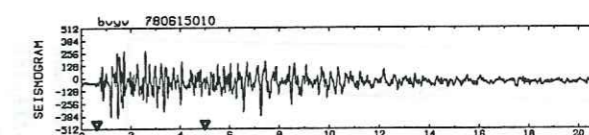
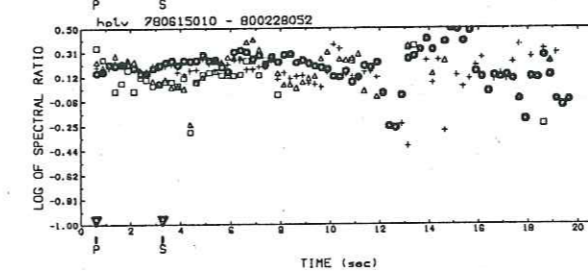
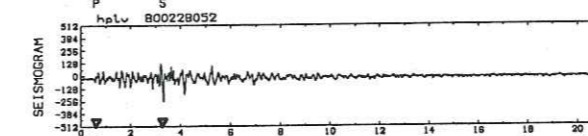
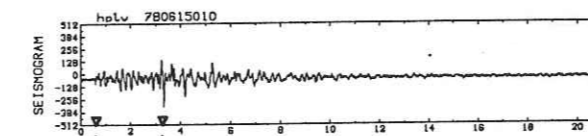
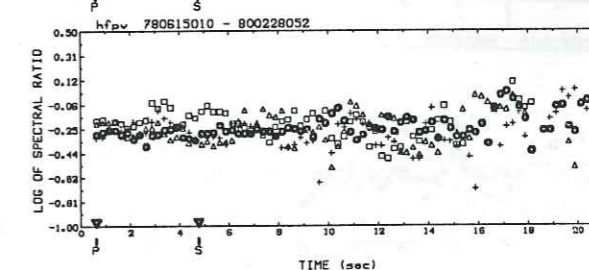
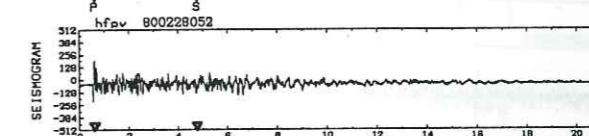
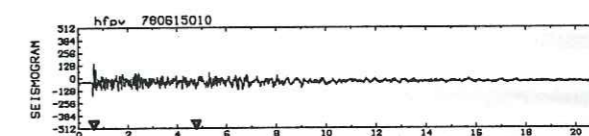
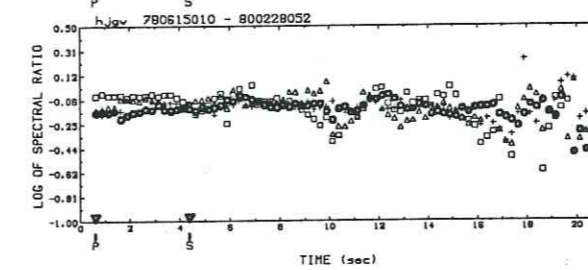
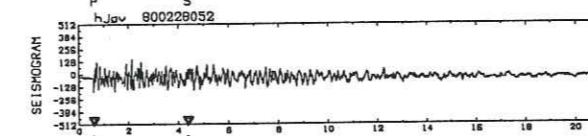
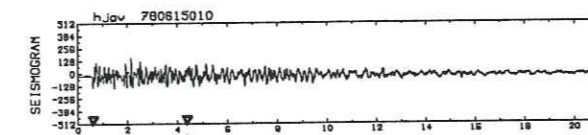
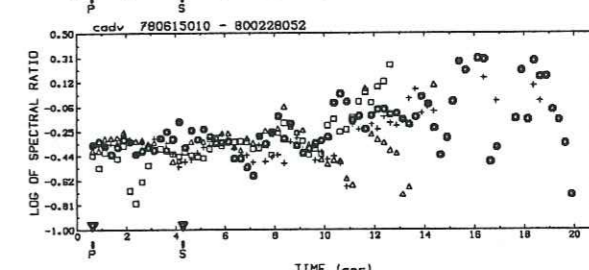
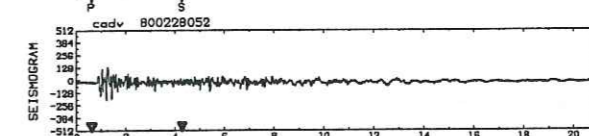
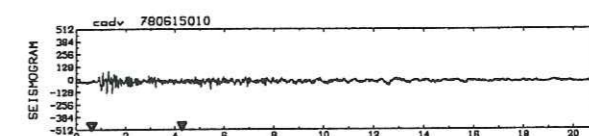
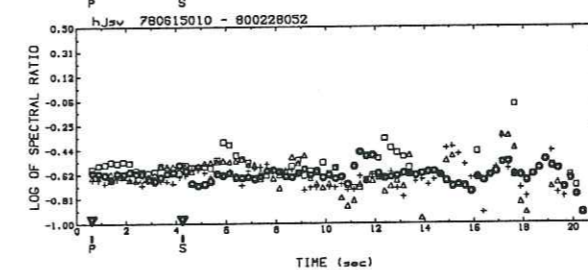
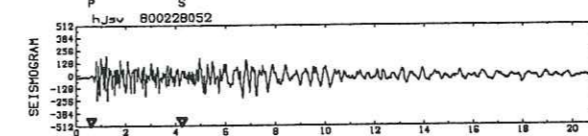
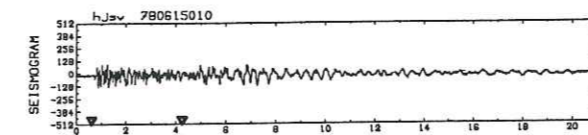
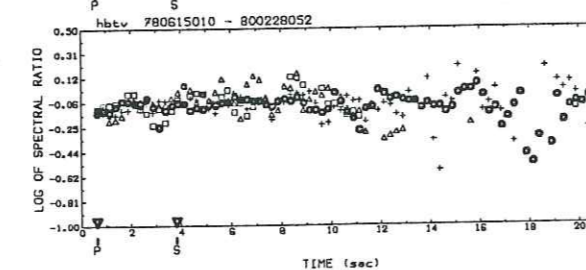
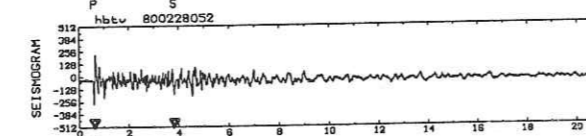
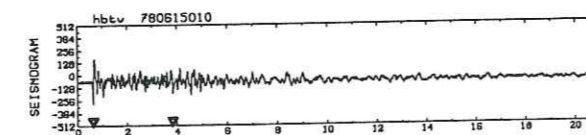
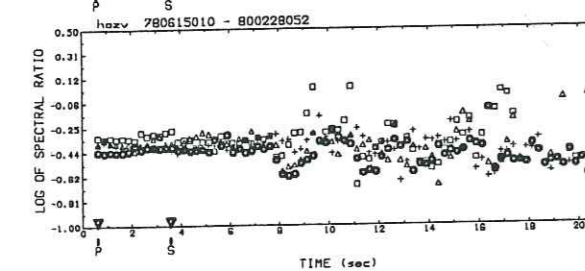
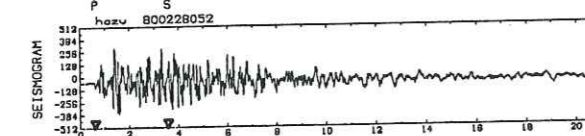
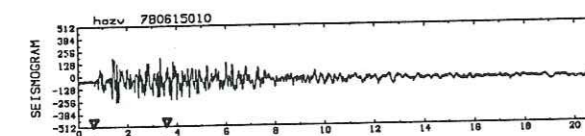
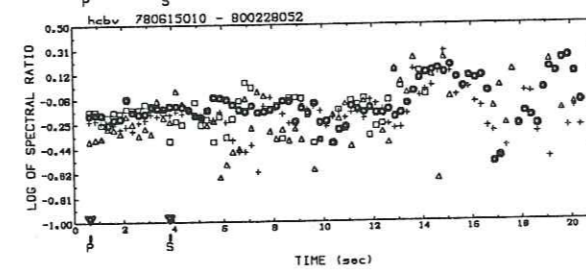
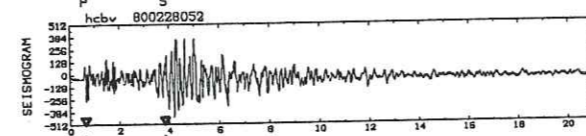
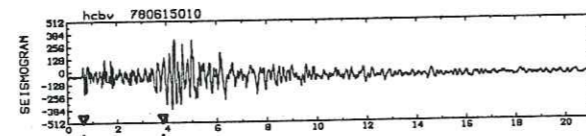
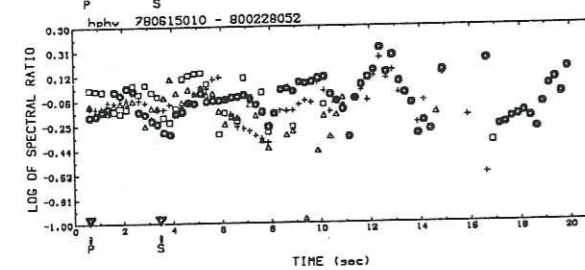
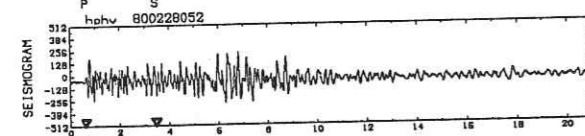
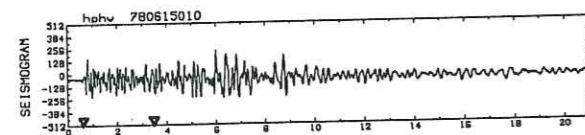
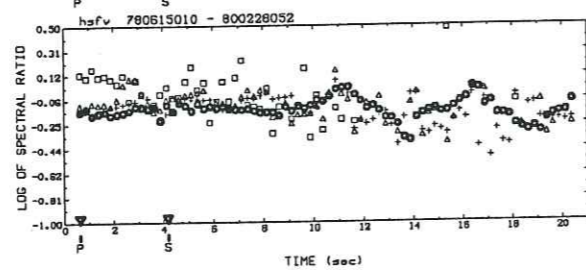
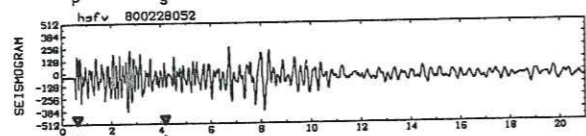
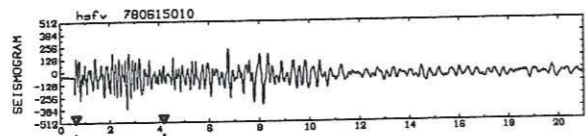
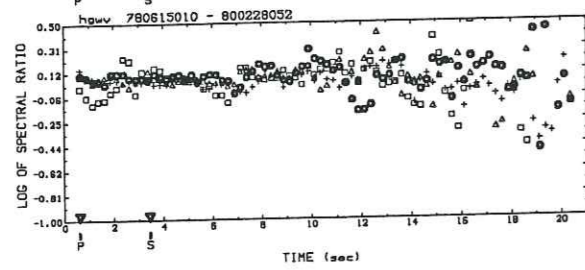
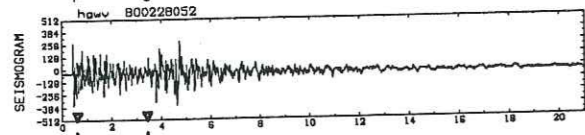
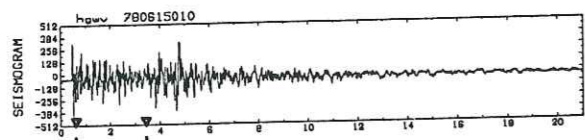


Doublet S7



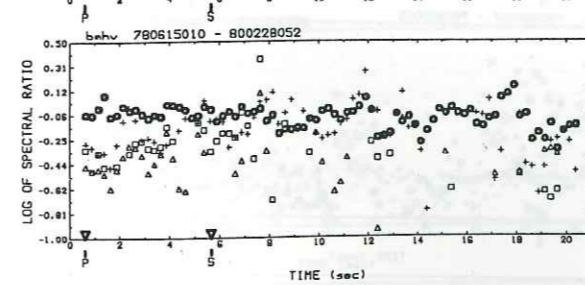
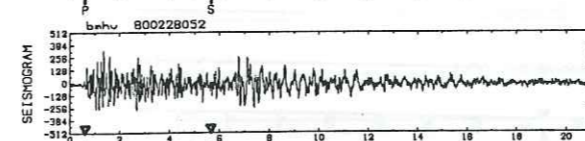
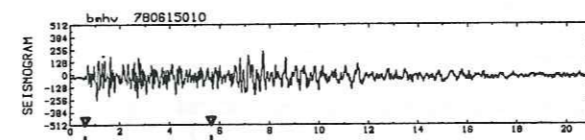
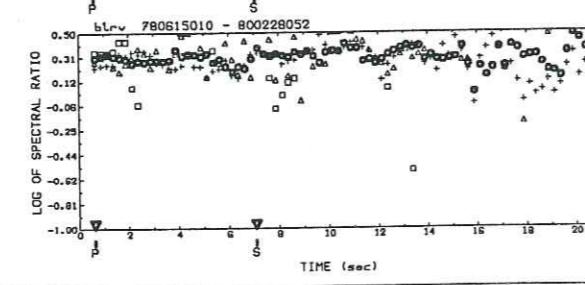
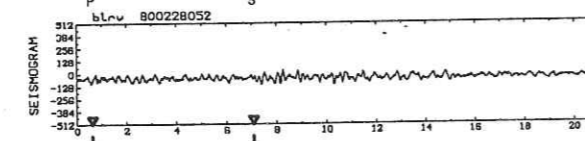
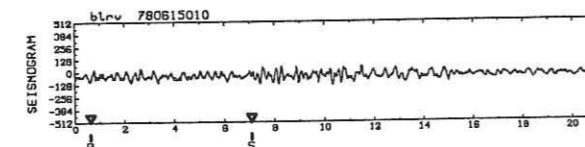
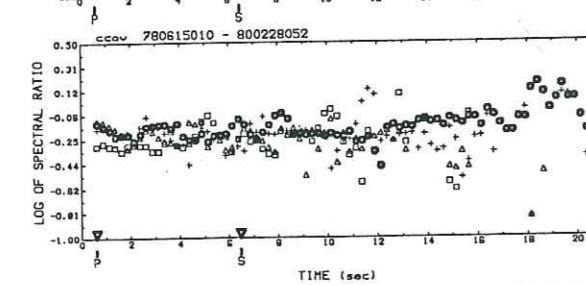
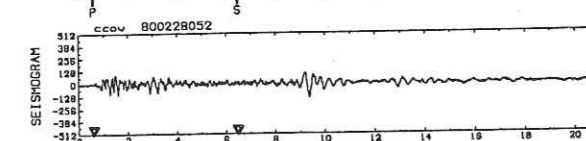
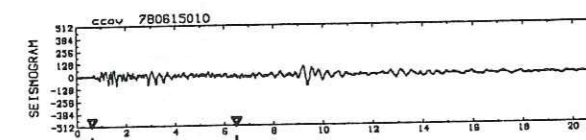
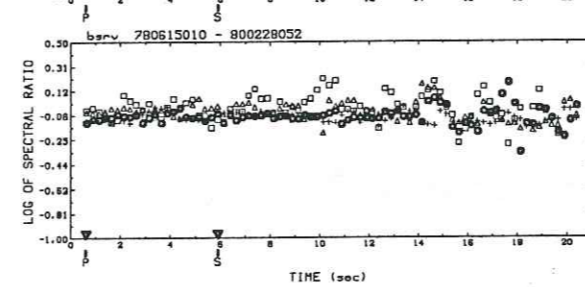
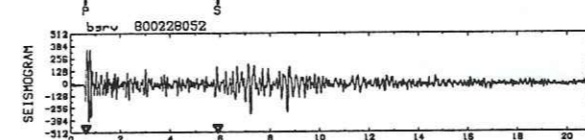
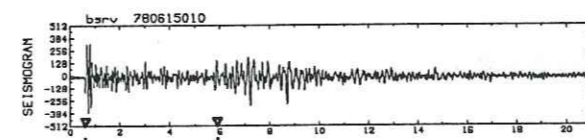
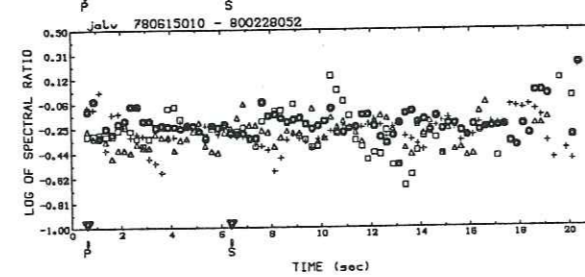
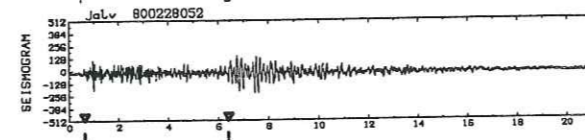
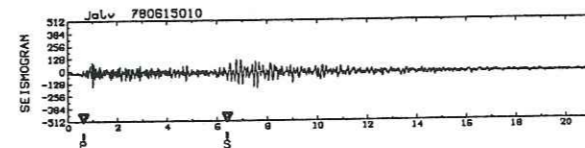
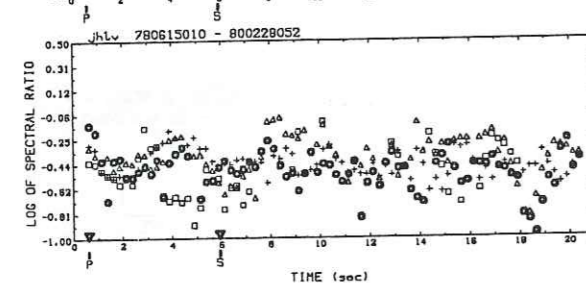
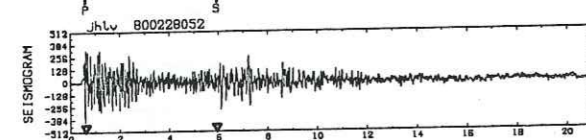
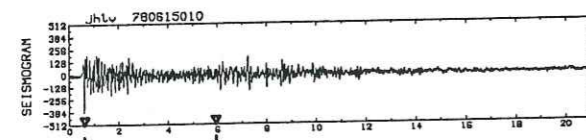
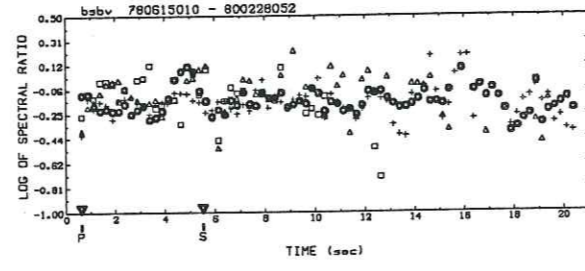
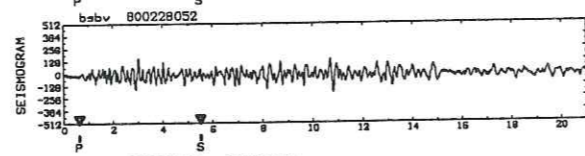
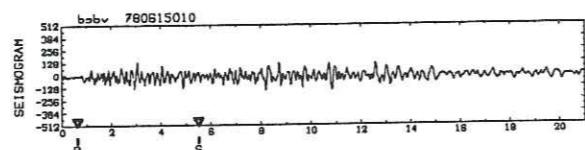
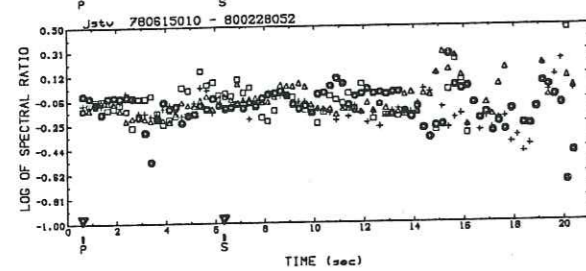
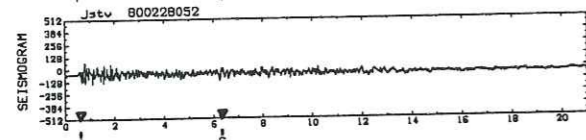
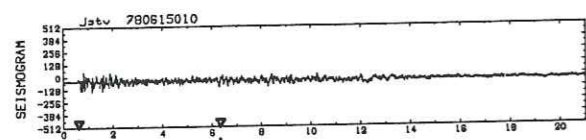
Doublet S7

Doublet S7



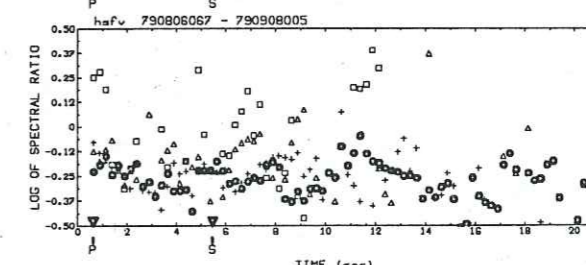
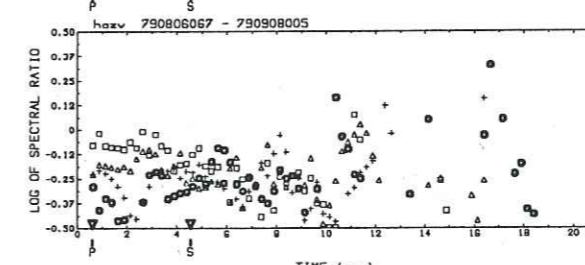
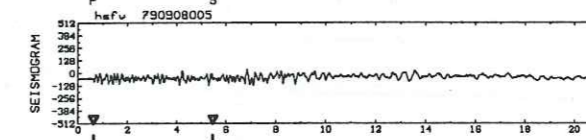
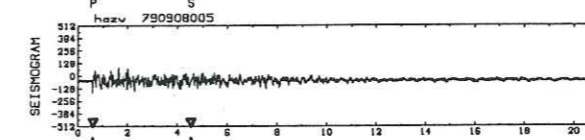
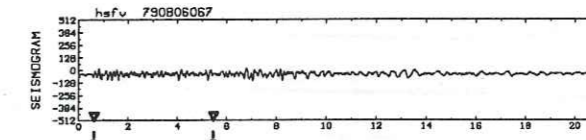
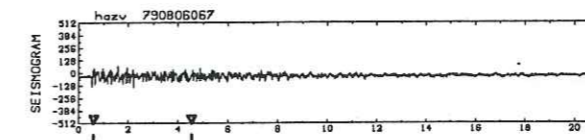
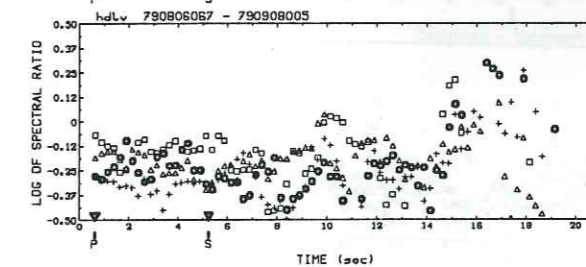
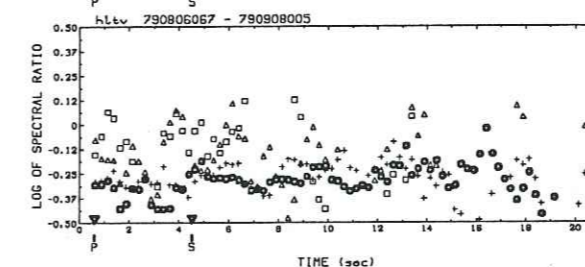
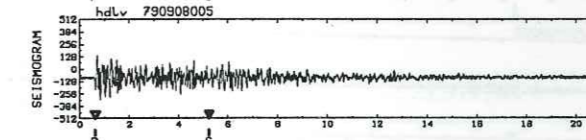
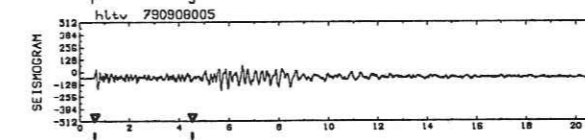
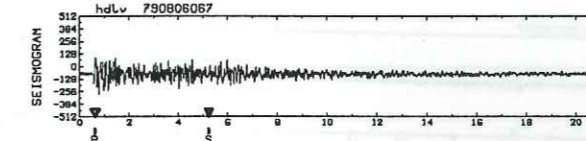
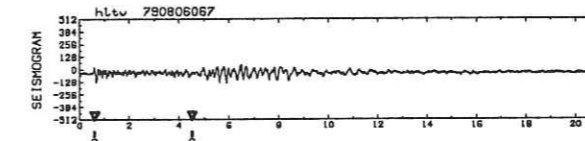
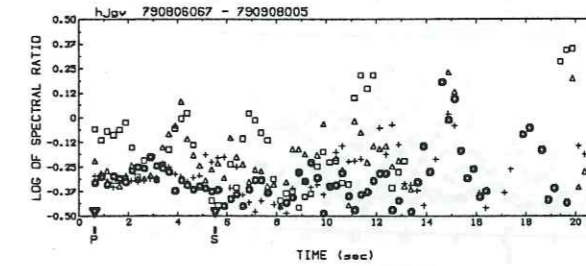
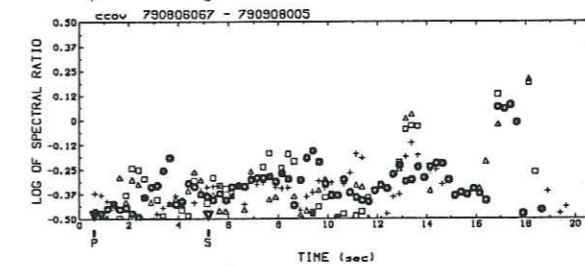
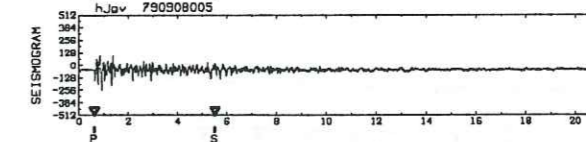
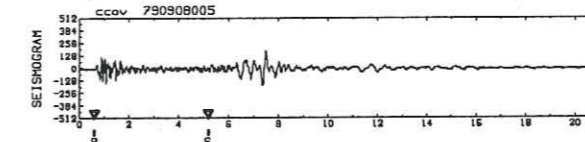
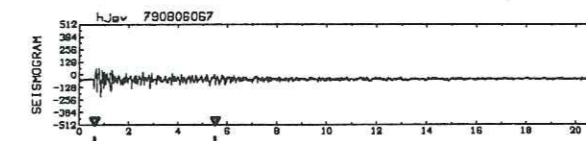
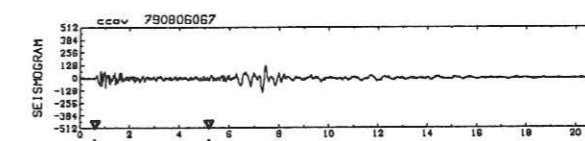
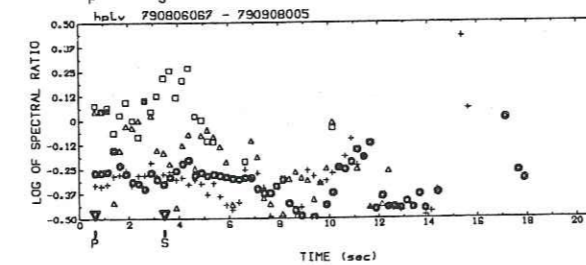
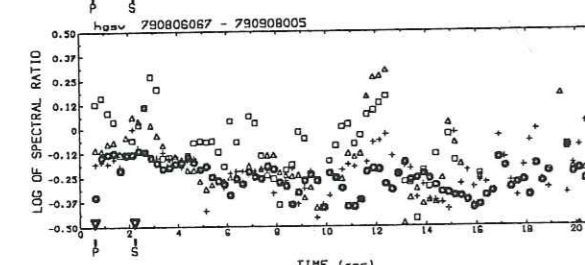
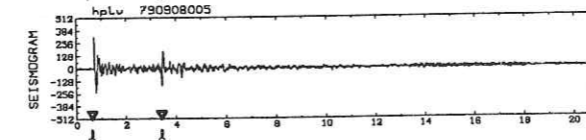
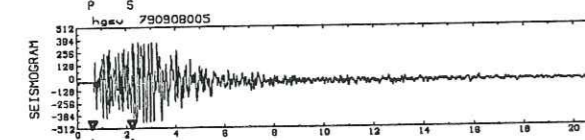
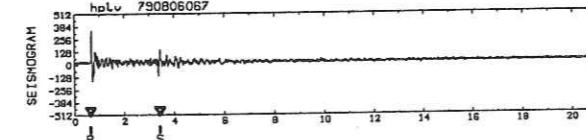
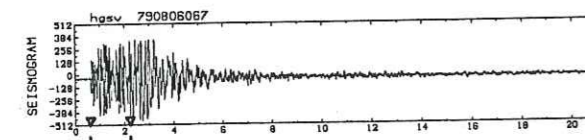
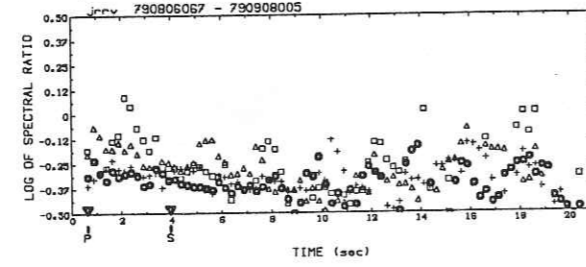
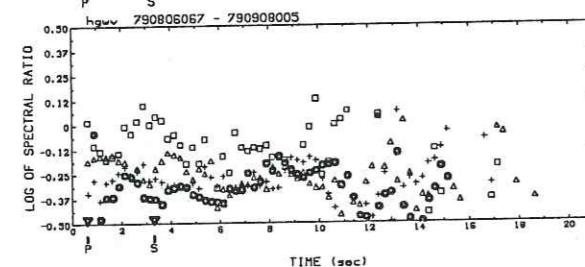
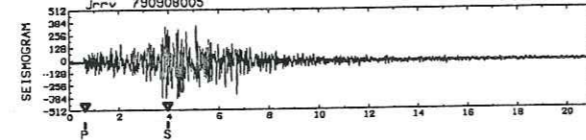
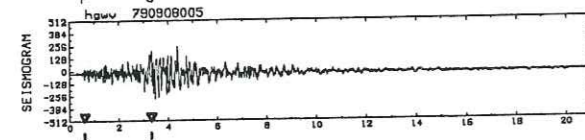
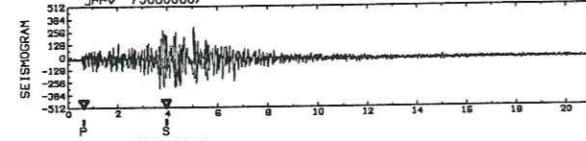
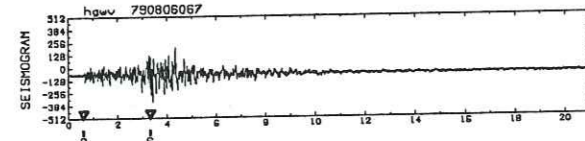
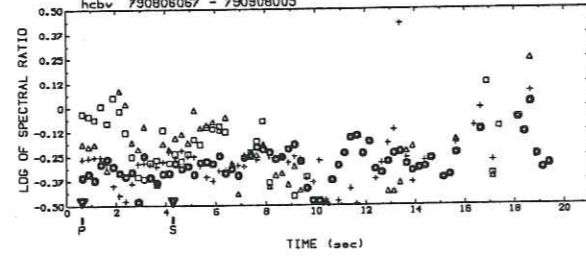
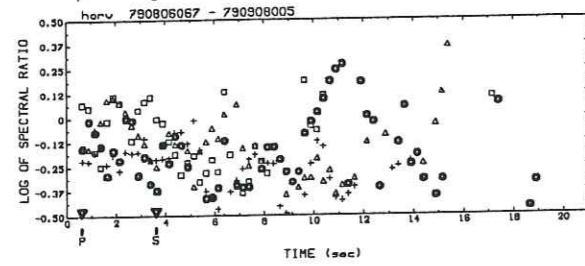
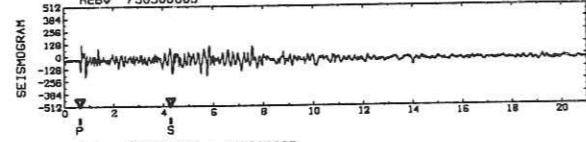
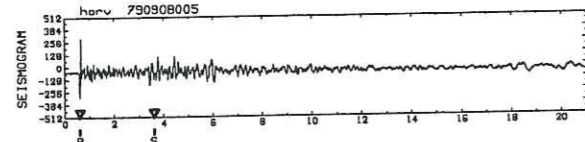
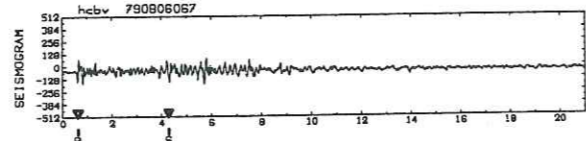
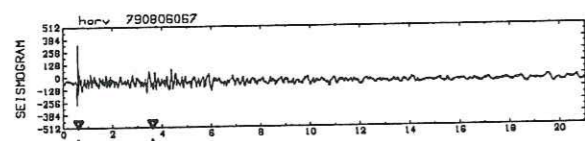
Doublet C2

Doublet C2



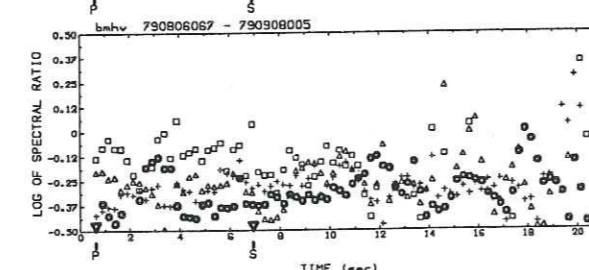
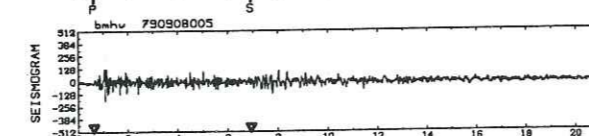
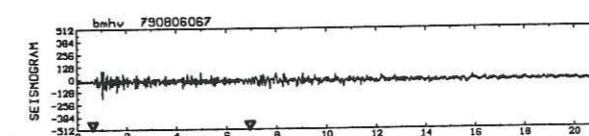
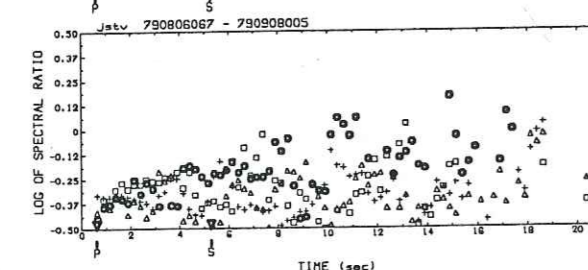
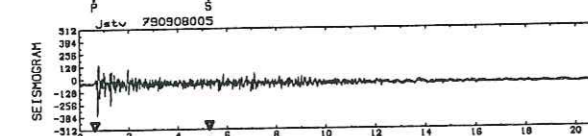
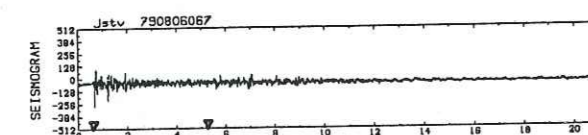
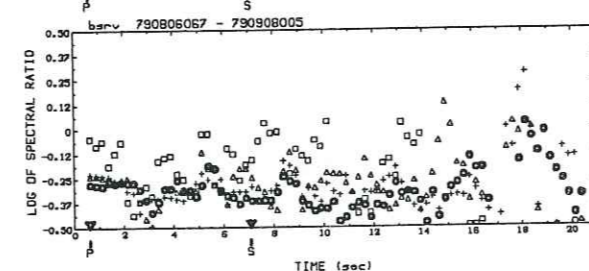
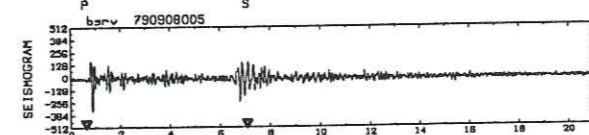
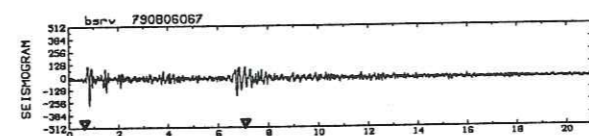
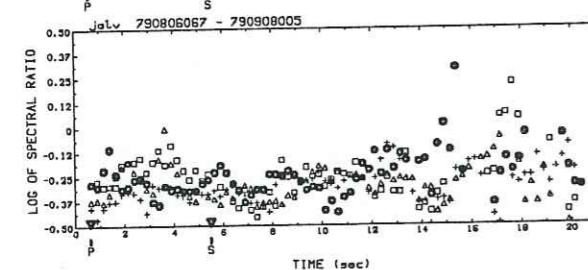
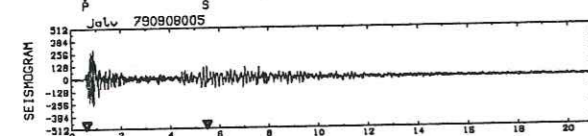
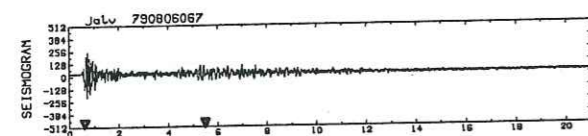
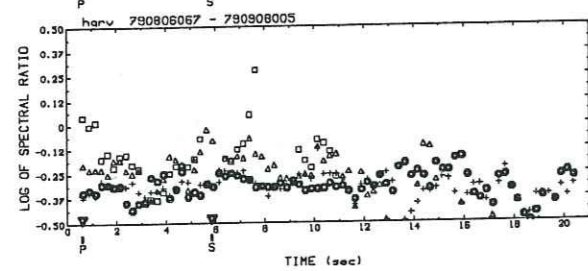
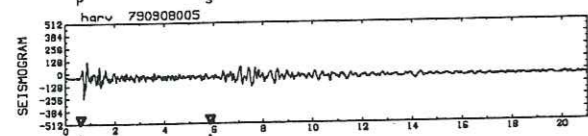
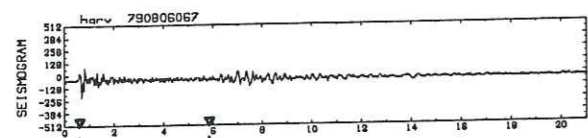
Doublet C2

Doublet C2

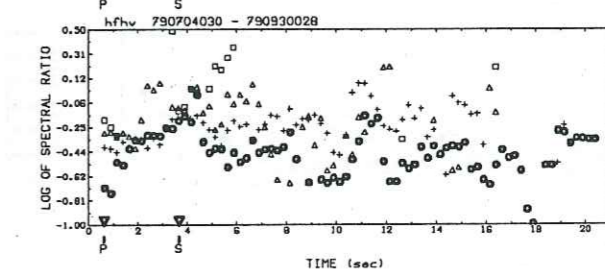
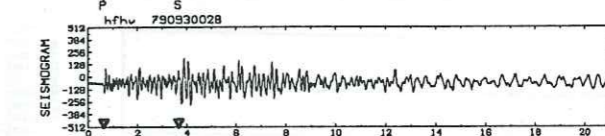
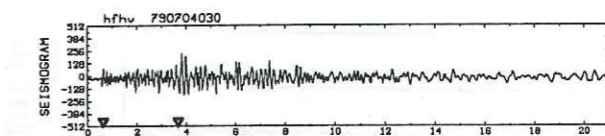
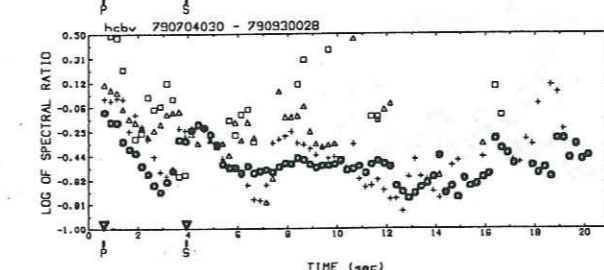
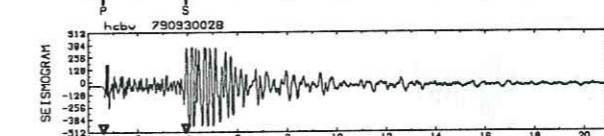
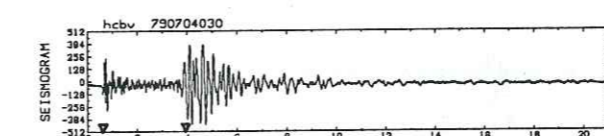
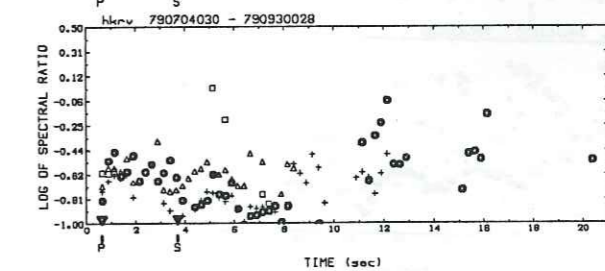
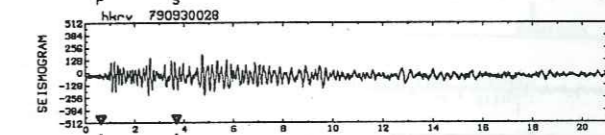
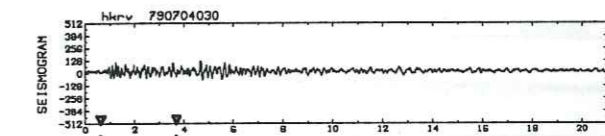
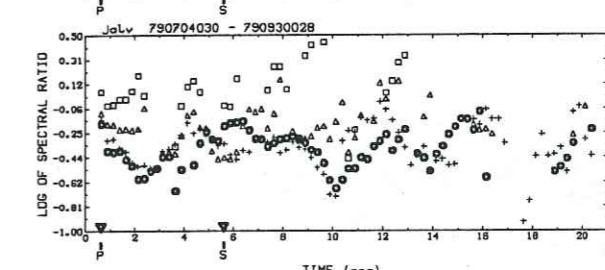
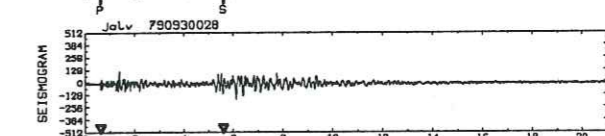
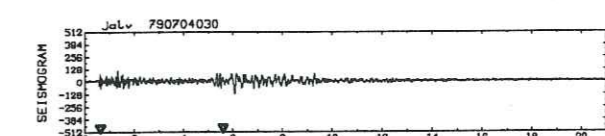
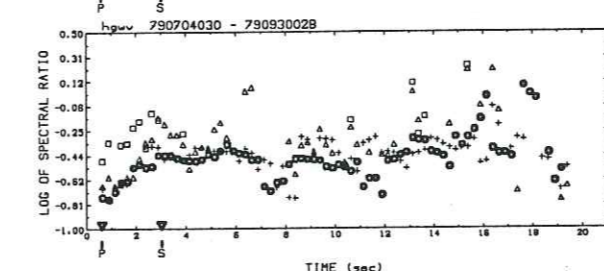
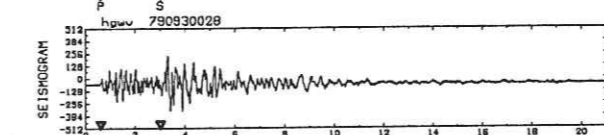
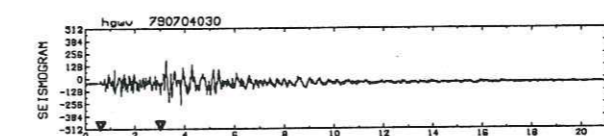
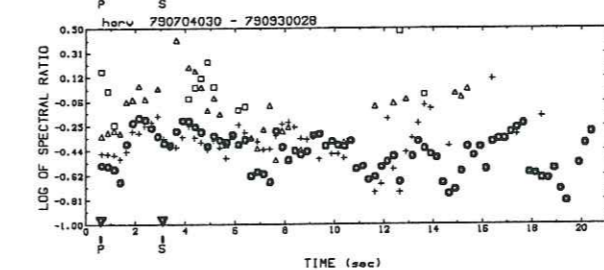
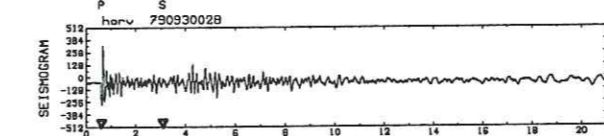
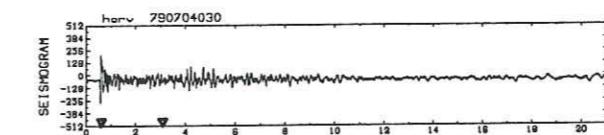


Doublet A634

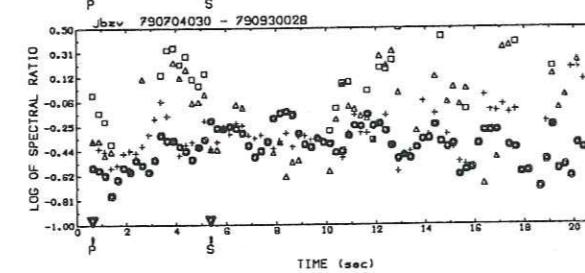
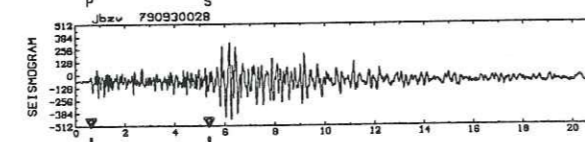
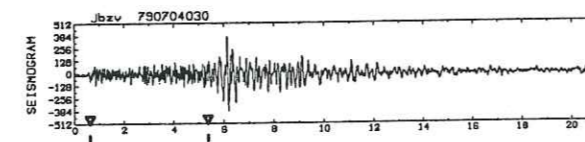
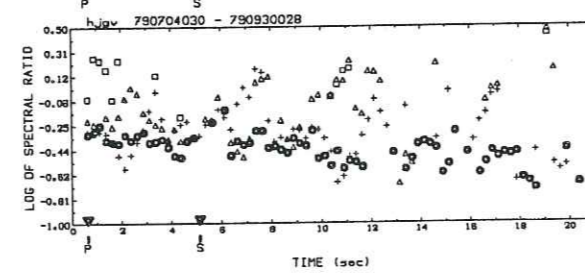
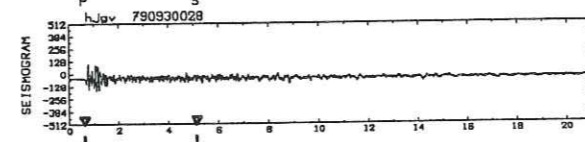
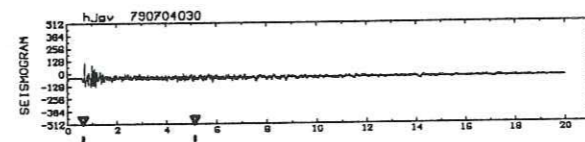
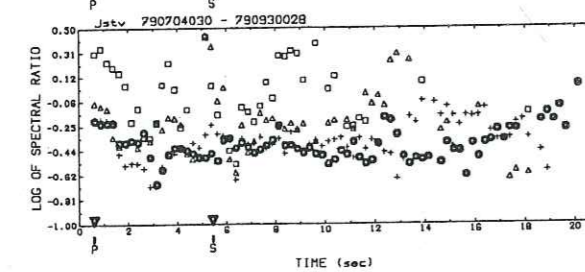
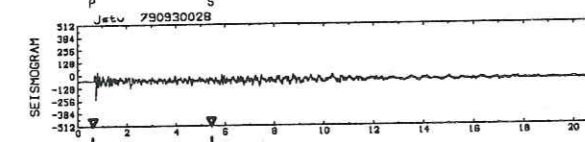
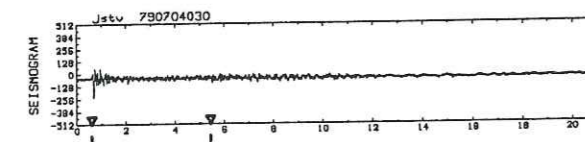
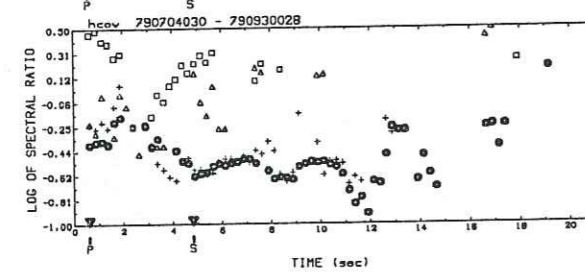
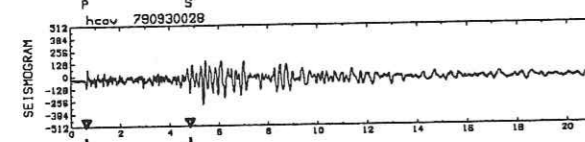
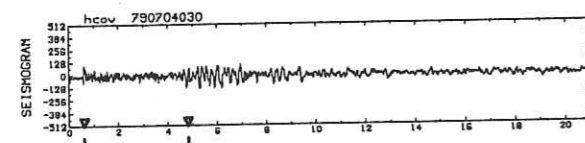
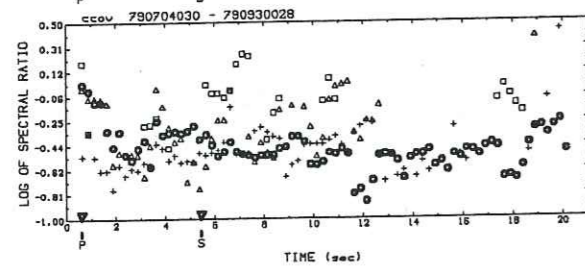
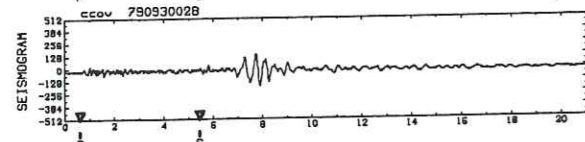
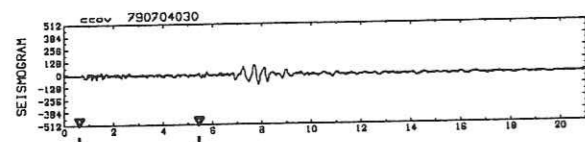
Doublet A634



Doublet A634



Doublet A4



Doublet A4

THESE d'UNIVERSITÉ
Mention : Physique / Spécialité : Géophysique

Titre de l'ouvrage :

**ANALYSE DE DOUBLETS SISMIQUES
PAR UNE MÉTHODE DE RAPPORT SPECTRAL**

Nom de l'auteur : GOT Jean-Luc

Etablissement : Université Scientifique, Technologique et
Médicale de Grenoble

Institut de Recherches Interdisciplinaires en Géologie et
Mécanique

RÉSUMÉ

Ce travail est une étude détaillée des rapports spectraux de doublets de séismes. Ses objectifs sont l'étude des sources de petits séismes et la mise au point d'une technique de mesure des variations temporelles du facteur de qualité de la coda des séismes, une mesure clef pour les études de prédiction de séismes.

La première partie du mémoire est consacrée à l'estimation des erreurs sur le rapport spectral. Cette analyse méthodologique permet de définir les limites d'application de la méthode du rapport spectral, en particulier pour évaluer les variations de Q dans la coda, dans la mesure où la cohérence à haute fréquence est mauvaise pour de grands temps de parcours.

La deuxième partie traite de doublets spatiaux et met en évidence de très faibles changements du processus d'ouverture entre les deux séismes. Plusieurs doublets montrent une organisation azimutale des pentes de rapports spectraux des ondes de volume : celle-ci est expliquée par des décalages du point d'initiation de la rupture par rapport aux limites du plan de faille. Des changements de chute de contrainte et du déplacement moyen sont observés dans un autre cas. Il existe des variations du rapport spectral dans la coda de doublets spatiaux. Elles sont expliquées par la rétrodiffraction des ondes de la coda, et l'organisation azimutale des pentes du rapport spectral. Cette observation incite à la prudence en ce qui concerne l'interprétation de variations du rapport spectral dans la coda en terme de changements temporels de l'atténuation dans la croûte supérieure.

La troisième partie est consacrée à ce problème de la mesure précise des changements d'atténuation en fonction du temps. De nombreux auteurs insistent sur l'intérêt de cette mesure pour suivre l'ouverture et la fermeture de microfissures dans la croûte et pour prédire des séismes. Les doublets temporels sont en théorie un outil privilégié pour détecter de très petites variations de l'atténuation dans le milieu. Cependant, même des doublets localisés à quelques mètres de distance peuvent avoir des sources légèrement différentes, la difficulté étant de bien séparer ce qui est dû à la source de ce qui est dû au milieu. Les résultats de ce travail montrent qu'il n'y a pas eu de variations de l'atténuation supérieure à 1 % à l'échelle régionale, malgré l'occurrence d'un séisme de magnitude 6. Par contre, les variations du rapport spectral à basse fréquence, localisée dans la région de Hollister où ont été détectée une variation de la vitesse des ondes S , sont à relier à un changement local des conditions de la propagation.

MOTS CLES

Sismologie ; Doublets de séismes ; Rapport spectral ; Atténuation ; Coda des séismes ; Sismogenèse ; Californie centrale ; Prédiction sismique.