

# L'acoustique de la guitare



Marc Leguil

Jérémy Hure

Sous la direction d'Olivier Doaré

Ecole Polytechnique

5 décembre 2006

## Résumé

Des paramètres comme le volume de la caisse ou le lieu de pincement des cordes influent sur la réponse vibro-acoustique de la guitare. Ces paramètres sont notamment utilisés par le luthier ou le guitariste. Le pincement des cordes produit un son plus ou moins riche en harmoniques en fonction du lieu de pincement. Certaines harmoniques peuvent être éteintes et le son est d'autant plus riche en harmoniques de rang élevé que le pincement a lieu près du chevalet. Cela explique en partie la technique main droite du guitariste. La raideur des cordes introduit de l'inharmonicité ce qui conditionne le choix de la nature de celles-ci. A une tension donnée, le besoin d'une corde de fréquence propre fondamentale basse (82,4 Hz pour le Mi grave) nécessite une corde monofilament de masse linéique importante, donc une raideur importante et de l'inharmonicité. Cela explique la nature des trois cordes graves d'une guitare classique : un multifilament de nylon gainé d'acier, de masse linéique importante et de raideur faible. La présence de la caisse et la rosace, dimensionnées par le luthier, augmente la réponse acoustique de la guitare en basses fréquences. Sans cela, la fréquence propre fondamentale de la corde de Mi grave serait beaucoup moins audible. Enfin, le diagramme de rayonnement acoustique de la guitare est complexe, dépendant fortement de la fréquence et de l'angle où se situe l'auditeur. Plus la fréquence du son émis est élevée, plus la directionnalité du son est complexe, ceci étant lié à des déplacements complexes de la table d'harmonie<sup>1</sup> et du fond. Cela explique la différence entre écouter un guitariste en concert et un enregistrement : la musique entendue est différente.

---

<sup>1</sup>Illustration de couverture : Interférométrie holographique (B. Richardson) [6]

## Table des matières

<b>I Etude des cordes</b>	<b>4</b>
<b>1 Problématique</b>	<b>4</b>
<b>2 Aspects théoriques généraux</b>	<b>4</b>
2.1 Equation de d'Alembert . . . . .	4
2.2 Conditions aux limites . . . . .	4
<b>3 Influence du lieu de pincement</b>	<b>6</b>
3.1 Solution théorique . . . . .	6
3.2 Protocole expérimental et résultats . . . . .	7
3.3 Interprétation . . . . .	8
<b>4 Inharmonicité</b>	<b>9</b>
4.1 Corde avec raideur . . . . .	9
4.2 Protocole expérimental et résultats . . . . .	10
4.3 Interprétation . . . . .	11
<b>5 Conclusion</b>	<b>11</b>
<b>II Un oscillateur complexe</b>	<b>13</b>
<b>6 Problématique</b>	<b>13</b>
<b>7 Aspects théoriques</b>	<b>13</b>
7.1 Modèle mécanique . . . . .	13
7.2 Résonance de Helmholtz . . . . .	14
<b>8 Modélisation de la guitare</b>	<b>15</b>
8.1 Protocole expérimental et résultats . . . . .	15
8.2 Interprétation . . . . .	16
8.3 Puissance acoustique rayonné en basse fréquence . . . . .	16
<b>9 Modes de vibration dans la caisse</b>	<b>16</b>
9.1 Aspects théoriques . . . . .	16
9.2 Protocole expérimental et résultats . . . . .	16
9.3 Interprétation . . . . .	17
<b>10 Conclusion</b>	<b>17</b>
<b>III Rayonnement de la guitare</b>	<b>18</b>

<b>11 Problématique</b>	<b>18</b>
<b>12 Aspects théoriques</b>	<b>18</b>
12.1 Vibrations d'une plaque infinie . . . . .	18
12.2 Rayonnement de la guitare . . . . .	18
<b>13 Diagrammes de rayonnement</b>	<b>19</b>
13.1 Protocole expérimental et résultats . . . . .	19
13.2 Interprétation . . . . .	21
<b>14 Conclusion</b>	<b>21</b>
<b>IV Annexes</b>	<b>22</b>
<b>15 Dispositifs expérimentaux</b>	<b>22</b>
15.1 Mesures . . . . .	22
15.2 Exploitation des mesures expérimentales . . . . .	25
15.3 Difficultés expérimentales . . . . .	25
<b>16 Remerciements</b>	<b>25</b>

# Première partie

## Etude des cordes

### 1 Problématique

L'étude vibro-acoustique de la guitare est importante pour comprendre les réactions de cet instrument et le jeu des guitaristes. Ceux-ci excitent le résonateur complexe qu'est la guitare par le pincement des cordes. Nous allons donc dans cette première partie nous intéresser aux cordes de la guitare, notamment pour expliquer la richesse du son et l'inharmonicité des cordes.

### 2 Aspects théoriques généraux

#### 2.1 Equation de d'Alembert

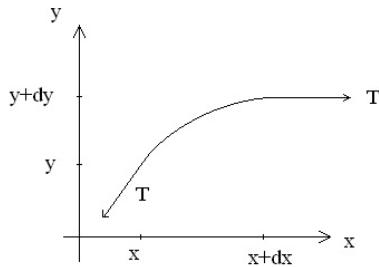


FIG. 1 – Modèle de la corde

En première approximation, on considère la corde comme étant inextensible, de raideur nulle, et on fait l'étude dans l'hypothèse des petits mouvements. Soit  $\mu$  la masse linéique de la corde,  $L$  sa longueur et  $T$  sa tension. L'équation régissant le mouvement de la corde est l'équation de d'Alembert [4] :

$$\mu \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0$$

Après passage en complexe, cette équation admet la solution suivante :

$$y(x, t) = A \exp(i(kx - \omega t)) \text{ avec la relation de dispersion } k^2 = \frac{\mu}{T} \omega^2$$

#### 2.2 Conditions aux limites

Les extrémités des cordes ne sont pas complètement fixes : on s'intéresse à différents types de conditions aux limites. Du moment qu'une extrémité est fixée et que

la vitesse initiale de la corde est nulle, on obtient la solution stationnaire suivante :

$$y_n(x, t) = A_n \sin(k_n x) \cos(\omega_n t)$$

- Si la corde est fixée à ses deux extrémités, on obtient la relation :

$$k_n = \frac{n\pi}{L} \text{ avec } \omega_n = \sqrt{\frac{T}{\mu}} k_n$$

Les fréquences propres sont uniformément réparties tous les  $\frac{\pi}{L}$ .

- Pour une corde fixée à une seule extrémité, l'autre étant reliée à une masse  $M$  en  $x = L$ , alors la constante  $k_n$  est déterminée par la relation :

$$Tk_n \cos(k_n L) = M\omega_n^2 \sin(k_n L)$$

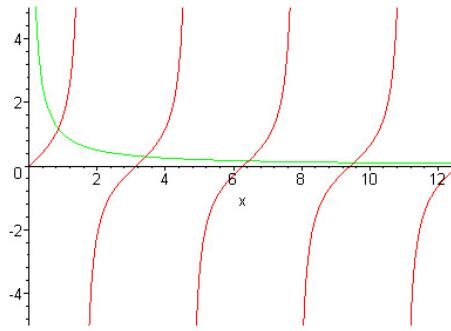


FIG. 2 – Résolution graphique de l'équation précédente

Avec la condition de type masse en une extrémité, on observe une augmentation des valeurs des fréquences propres par rapport au premier modèle. Cette augmentation tend vers 0 pour les hautes fréquences (Fig. 2).

- Pour une corde fixée à une seule extrémité, l'autre étant reliée à un ressort de raideur  $K$  en  $x = L$ ,

$$Tk_n \cos(k_n L) = -K \sin(k_n L)$$

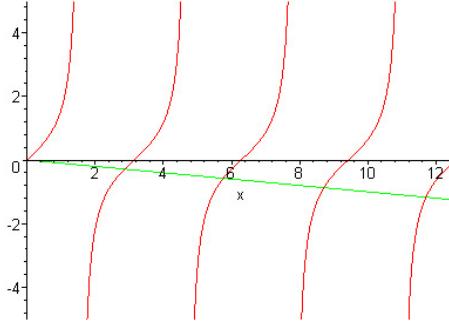


FIG. 3 – Résolution graphique de l'équation précédente

On observe une diminution des fréquences propres avec la condition de type ressort (Fig. 3). Les conditions aux limites influent donc de manière sensible sur les fréquences propres. Dans la suite, on se referera au modèle où les deux extrémités sont fixes, les conditions aux limites sur une guitare étant complexes, nécessitant de connaître le comportement mécanique du chevalet.

### 3 Influence du lieu de pincement

#### 3.1 Solution théorique

Soit  $y_0(x)$  la position initiale de la corde. Les  $A_n$  sont alors déterminés par la relation suivante [4] :

$$A_n = \frac{2}{L} \int_0^L y_0(x) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx$$

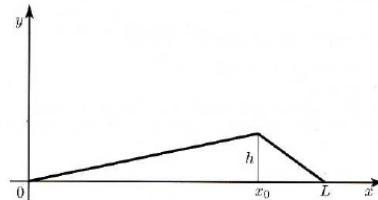


FIG. 4 – Position initiale à vitesse initiale nulle

Pour une position initiale triangulaire (Fig. 4), on obtient :

$$A_n = \frac{2h}{x_0(L-x_0)k_n^2} \sin(k_n x_0)$$

On observe deux choses :

- la disparition des harmoniques de rang  $n \frac{L}{x_0}$  si  $n \frac{L}{x_0} \in \mathbb{N}$  est un entier ( $n \in \mathbb{N}$ ).

- plus on pince la corde près de l'extrémité, plus le son est riche en harmoniques de rang élevé, ce qui justifie la plus grande "brillance" du son.

### 3.2 Protocole expérimental et résultats

La guitare est excitée en pinçant la corde de Mi grave (82,4 Hz) à l'aide d'un médiator à un endroit déterminé. Un microphone enregistre la réponse à l'intérieur de la caisse à 10 cm du fond de caisse (Fig. 23). On réalise deux manipulations : pincement de la corde à un endroit quelconque et pincement au quart de la longueur de la corde.

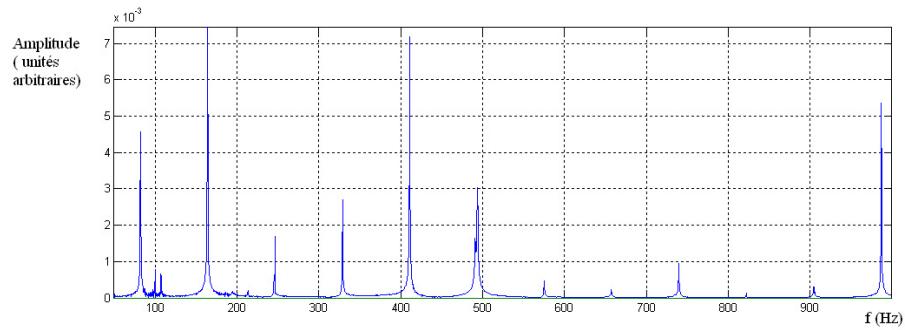


FIG. 5 – Pincement de la corde de Mi grave à un endroit quelconque

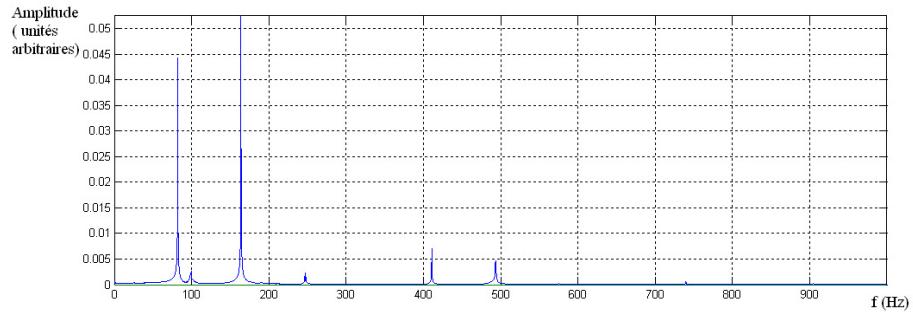
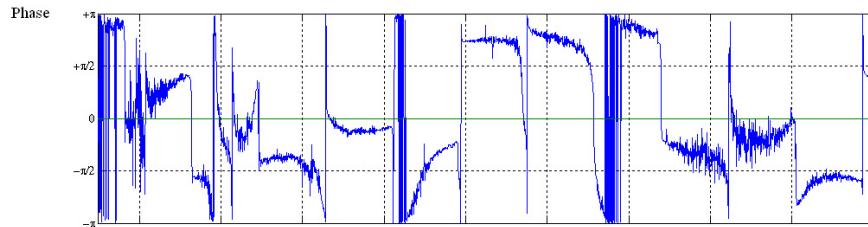
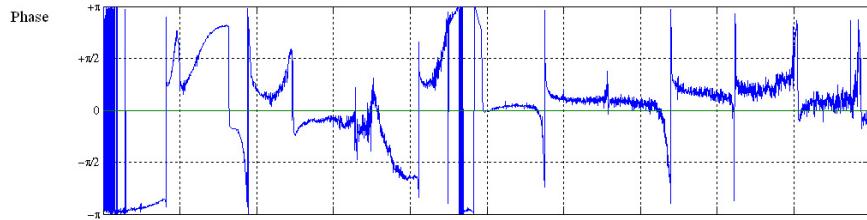


FIG. 6 – Pincement de la corde de Mi grave au quart de sa longueur



### 3.3 Interprétation

Tout d'abord, revenons sur le protocole expérimental. En effet, il aurait été plus judicieux de placer le microphone dans la caisse proche du bord de celle-ci afin de ne pas se trouver au niveau d'un noeud de vibration d'une fréquence de résonance basse, et donc de ne pas pouvoir visualiser une fréquence sur la plage étudiée. On observe des pics sur le spectre de Fourier correspondant aux fréquences propres de la corde. Le pincement au quart de la longueur de la corde montre la disparition des harmoniques prévues par le modèle. En ce qui concerne la richesse du son en harmoniques élevées si l'excitation est réalisée près du chevalet, celle-ci est parfaitement audible à l'expérimentateur. Il est difficile d'interpréter l'amplitude du spectre de Fourier car celle-ci ne dépend pas que de la vibration de la corde, mais aussi de la fonction de gain du système guitare dans son ensemble.

Enfin, on peut remarquer sur le spectre de Fourier un pic à 100Hz qui ne devrait pas être présent. Ce pic correspond à la première résonance de la guitare, principalement liée à la résonance de Helmholtz de la caisse comme nous le verrons par la suite. Cela provient de l'attaque de la corde par le médiator avant que celle-ci n'oscille selon ses modes propres. En effet, on ne retrouve pas cette fréquence pendant l'oscillation de la corde et lors de l'extinction.

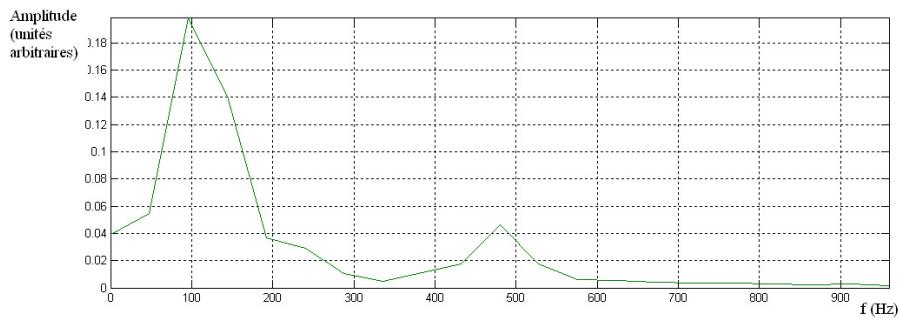
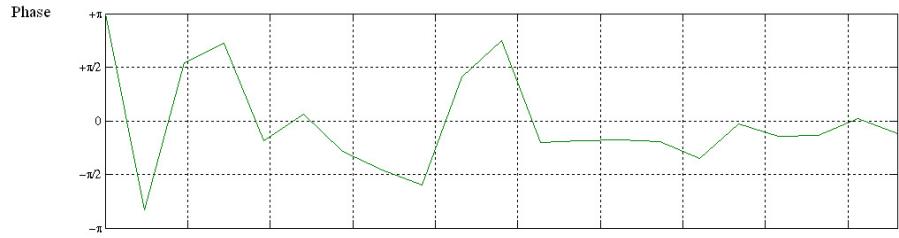


FIG. 7 – Spectre de Fourier de l'attaque de la corde



## 4 Inharmonicité

### 4.1 Corde avec raideur

Si on analyse les résultats de l'expérience précédente, on remarque que les fréquences de résonance obtenues ne correspondent pas exactement aux fréquences propres du modèle. La raideur de la corde introduit de l'inharmonicité. En effet, le rapport  $\frac{f_n}{n}$  n'est pas constant et dépend de  $n^2$ .

En considérant la corde dans le modèle de poutre de module d'Young  $E$  et avec les mêmes hypothèses que précédemment, on obtient l'équation suivante [5] :

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$$

Les fréquences propres peuvent être approximées par la formule :

$$\frac{f_n}{n} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T}{\mu}} \left( 1 + \frac{n^2 \pi^2 EI}{2TL^2} \right)$$

## 4.2 Protocole expérimental et résultats

L'expérience précédente est répétée sur la corde de Mi grave et sur la corde de Sol et on trace le rapport  $\frac{f_n}{n}$  en fonction de  $n$ .

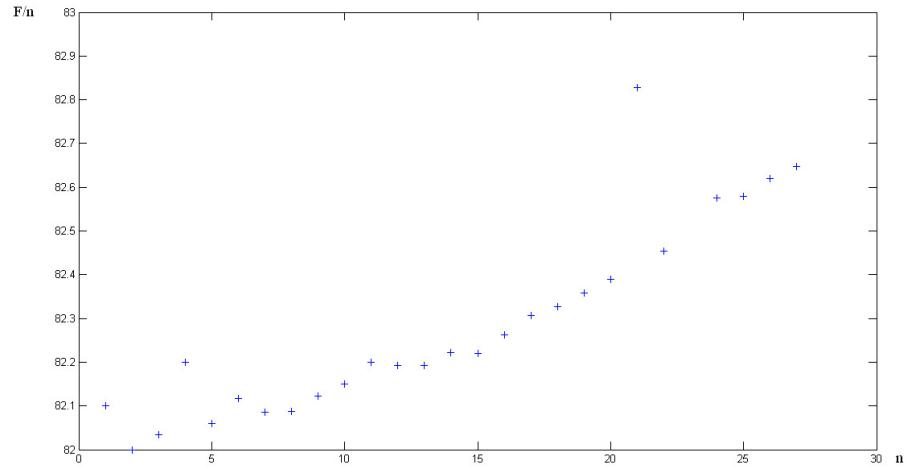


FIG. 8 – Inharmonicité de la corde de Mi grave

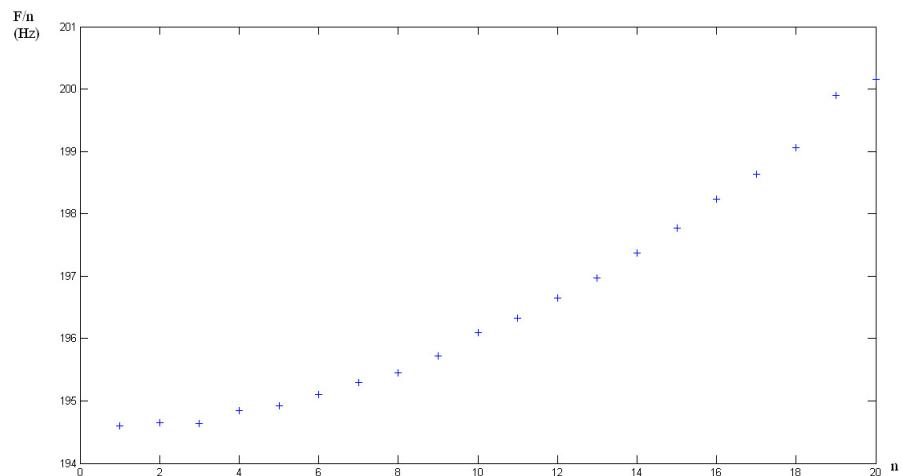


FIG. 9 – Inharmonicité de la corde de Sol

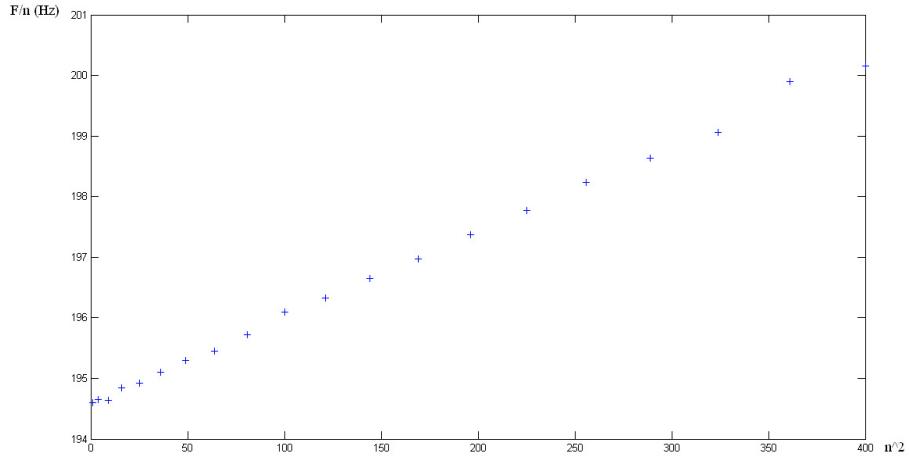


FIG. 10 – Inharmonicité de la corde de Sol

### 4.3 Interprétation

On observe clairement (Fig. 8, Fig. 9) que le rapport dépend de  $n$ . Pour la corde de Mi grave, l'effet est faible : celle-ci est constitué par un multifilament de nylon entouré d'acier, de raideur en flexion faible. Pour la corde de Sol, celle-ci étant constituée d'un monofilament, elle possède une raideur en flexion importante. Conformément au modèle des poutres, on obtient une variation de  $\frac{f_n}{n}$  en  $n^2$ . Cela nous permet de déterminer le module d'Young du nylon et la tension de la corde de Sol. On obtient :

$$\begin{cases} E = 3,6 \text{ GPa} \\ T = 59 \text{ N} \end{cases}$$

Ces valeurs sont conformes aux tables (Nylon  $E = 2$  à 4 GPa et T de cet ordre de grandeur [2]). La présence de raideur en flexion des cordes introduit de l'inharmonicité. Pour obtenir une fondamentale de basse fréquence, il faut une corde monofilament de masse linéique grande ce qui provoque de la raideur et de l'inharmonicité. Cela explique la composition des trois cordes basses de la guitare : un coeur en multifilament de nylon et une gaine en acier qui augmente la masse sans augmenter la raideur.

## 5 Conclusion

Le guitariste pince les cordes préférentiellement au niveau de la rosace. En effet, cela lui permet de conserver un maximum d'harmoniques et donc d'avoir un son riche. Le jeu près du chevalet permet de conserver des harmoniques de rang élevé et donne ce son si brillant ou métallique caractéristique d'un pincement de corde près du chevalet. Pour obtenir un son plus doux, le guitariste pince les cordes loin de l'extrémité. Enfin, nous avons vu que les cordes de raideur importante, comme

par exemple la corde de Sol d'une guitare classique, introduisent de l'inharmonicité. Cela explique donc bien le choix des cordes de la guitare. Mais il convient maintenant de s'intéresser à la réponse vibro-acoustique de la guitare dans son ensemble suite à l'excitation par les cordes de la caisse, de la table d'harmonie et du fond.

# Deuxième partie

## Un oscillateur complexe

### 6 Problématique

L'excitation des cordes fait intervenir des couplages entre différents oscillateurs. La caisse et la table en sont des exemples. Nous allons nous intéresser aux deux premières fréquences de résonance de la guitare dans le but de pouvoir expliquer le dimensionnement par le luthier de la rosace et comprendre l'importance de la présence de la caisse. Les graphiques (Fig. 11) montrent que les deux premières fréquences de résonance dépendent de la table et de la caisse, et on remarque que si on bouche la rosace, la première résonance disparaît.

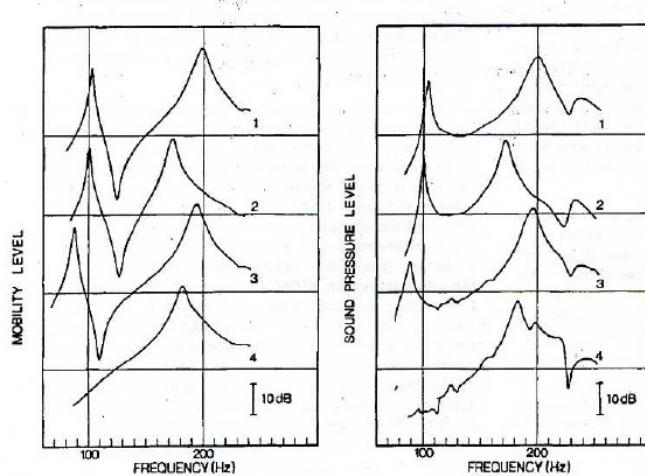


FIG. 11 – Modification des deux premières résonances [1] par ajout de poids sur la table (courbes 2,3) ou rosace bouchée (courbe 4)

### 7 Aspects théoriques

On cherche à expliquer les deux premières fréquences de résonance de la guitare. On propose le modèle de guitare suivant :

#### 7.1 Modèle mécanique

On modélise la guitare par un volume V entouré par des surfaces rigides (Fig. 12). Une plaque ferme celle-ci en partie et est reliée au reste par un ressort. Cette plaque représente la table d'harmonie de la guitare. Une ouverture représente la rosace à travers laquelle un volume d'air oscille. Cette modélisation fait intervenir un réso-

nateur de Helmholtz. La section suivante décrit le comportement d'un tel oscillateur.

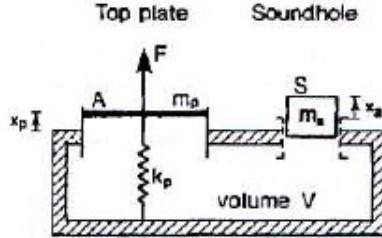


FIG. 12 – Modélisation de la guitare

Les fréquences propres de cet oscillateur couplé sont données par les formules suivantes [1], [4], [7] :

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_p^2 + \omega_h^2) \pm \frac{1}{2} [(\omega_p^2 - \omega_h^2)^2 + 4\omega_{ph}^4]^{\frac{1}{2}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_p = \left( \frac{kp + \mu A^2}{mp} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \omega_h = \left( \frac{\mu S^2}{ma} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \omega_a = \left( \frac{\mu A^2}{mp} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \omega_{ph}^4 = \omega_h^2 \omega_a^2 \\ \mu = \frac{c^2 \rho}{V} \end{array} \right.$$

où  $c$  est la vitesse du son dans l'air et  $\rho$  la masse volumique de l'air.

## 7.2 Résonance de Helmholtz

Le volume fermé du modèle se comporte comme un résonateur de Helmholtz, les parois étant rigides si la table ne bouge pas. En notant  $V$  le volume de la caisse,  $c$  la vitesse du son dans le milieu,  $S$  la surface de la rosace et  $L_h$  la longueur de la masse d'air oscillante [3], la fréquence de résonance de ce type de résonateur est donné par la formule suivante :

$$f_h = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{VL_h}}$$

Pour la guitare étudiée, on trouve que le rayon  $r$  de la rosace vaut  $4,5 \text{ cm}$  ce qui nous donne les valeurs suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V = 13,4 \text{ l} \\ L_h = 1,7r \\ f_h = 138 \text{ Hz} \end{array} \right.$$

Expérimentalement, nous avons déterminé le volume de la guitare en mesurant l'aire de la table d'harmonie et en prenant une valeur moyenne de l'épaisseur de la caisse.

## 8 Modélisation de la guitare

### 8.1 Protocole expérimental et résultats

Avec la modélisation de la guitare précédente, il est possible expérimentalement de déterminer les constantes du modèle, à savoir la masse et taille équivalente de la table. On procède en excitant la guitare avec un marteau d'impact. On mesure l'accélération de la table à l'aide d'un accéléromètre situé sur le chevalet. Grâce aux valeurs des deux premières fréquences de résonance, on peut déterminer les constantes du modèle.

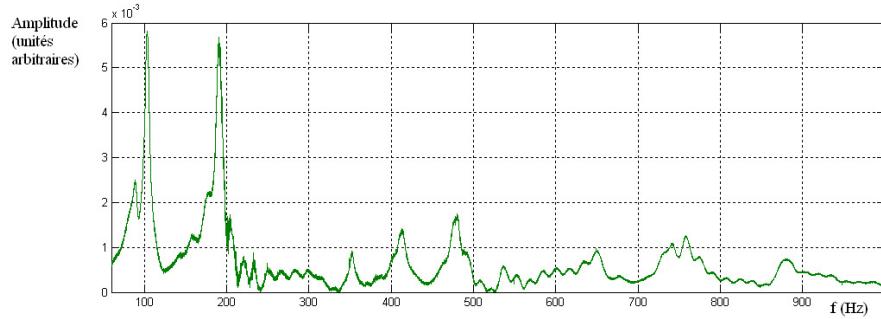


FIG. 13 – Spectre de Fourier de la réponse de la guitare table non chargée

$$\begin{cases} f_- = 103,3 \text{ Hz} \\ f_+ = 190,2 \text{ Hz} \end{cases}$$

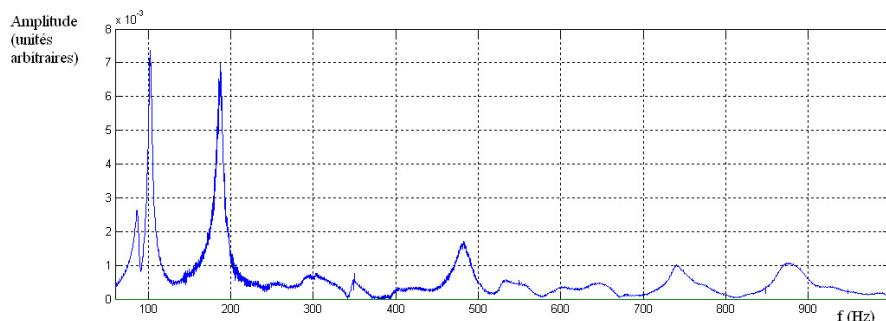


FIG. 14 – Décalage des résonances par ajout d'une masse  $m = 21,1\text{g}$  sur la table

$$\begin{cases} f_- = 102,0 \text{ Hz} \\ f_+ = 186,9 \text{ Hz} \end{cases}$$

On en déduit :  $A = 657 \text{ cm}^2$ ;  $m = 167 \text{ g}$ .

## 8.2 Interprétation

En estimant la masse réelle de la table et son aire, on obtient :

$$\begin{cases} A = 1488 \text{ cm}^2 \\ m = 149 \text{ g} \end{cases}$$

La modélisation précédente est donc cohérente. On trouve une masse de la table proche de la masse réelle. De plus, on peut expliquer la valeur de l'aire de la table plus faible dans le modèle qu'en réalité par le fait que dans le premier mode de vibration de la table, seule une partie de celle-ci bouge [2]. La modélisation permet d'expliquer les deux premières résonances de la guitare comme un couplage entre le premier mode de vibration de la table et la fréquence de Helmholtz. De plus, le modèle montre qu'à très basses fréquences, la table et l'air de la rosace sont en opposition de phase : il y a donc en partie un court circuit acoustique. Cela se retrouve expérimentalement par le fait que la puissance acoustique rayonnée en basses fréquences est faible.

## 8.3 Puissance acoustique rayonné en basse fréquence

Dans le domaine des basses fréquences, la longueur d'onde est très grande devant les dimensions de l'instrument. Il est donc raisonnable d'approximer la guitare à une source simple en champ lointain, ceci constitue l'approximation monopolaire. Le modèle montre que la majeure contribution au champ acoustique en basse fréquence (au niveau de la première fréquence de résonance) est due à la rosace, celle-ci étend le domaine de la guitare vers les basses fréquences.

# 9 Modes de vibration dans la caisse

## 9.1 Aspects théoriques

Lors de l'excitation de la guitare par le pincement des cordes, certains modes de vibrations dans la caisse sont activés. Ces modes possèdent des noeuds de vibration et sont liés aux vibrations de la table. Nous allons essayé de déterminer quelques noeuds de vibrations.

## 9.2 Protocole expérimental et résultats

La guitare est excitée avec un marteau d'impact. On mesure avec un microphone à l'intérieur de la caisse à différentes longueurs et on mesure le gain de la fonction de transfert du signal de l'accéléromètre sur le signal exciteur de marteau d'impact.

Fréquence (Hz) / Distance (cm)	10	15	20	25	30	35	40
100	500	600	400	500	490	360	500
200	500	800	1000	420	1200	700	500
400	100	70	0	30	110	150	250
500	225	140	120	65	100	30	100
750	70	30	80	100	75	20	180
900	17	40	45	70	40	20	25
1150	100	540	150	30	225	130	20

FIG. 15 – Gain (unités arbitraires) à différentes fréquences en fonction de la distance dans la caisse

### 9.3 Interprétation

Revenons sur la mode opératoire. Il aurait été plus naturel d'exciter la guitare à l'aide d'un haut parleur puisque l'on s'intéresse aux mode acoustique de la caisse. Néanmoins, la méthode utilisé permet de distinguer tous les fréquences de résonances mais il est alors difficile de séparer les modes lié à la caisse et à la table. On observe des extinctions de fréquences à divers endroits. On remarque notamment l'extinction de la fréquence 400 Hz au niveau des barrages transversaux de la table. Cela peut peut-être être expliqué par le fait que le mode de vibration de la table correspond à cette fréquence à un déplacement nul au niveau des barrages. On peut aussi essayer de trouver les modes principalement dûs aux vibrations de la table en modifiant par exemple le poids de celle-ci mais cette recherche est peu concluante.

## 10 Conclusion

La présence de la rosace permet d'étendre la réponse de la guitare en basses fréquences comme nous l'avons vu par le modèle précédent. Le luthier peut jouer sur cela en dimensionnant convenablement la taille de la rosace et la taille de la caisse : un volume plus important ou une rosace plus petite décalent la réponse de la guitare vers les basses fréquences. De plus, il peut aussi jouer sur la position de celle-ci sur la table : cela entraîne une modification de la fréquence de Helmholtz. La guitare présente de multiples fréquences de résonance. Pourtant, l'important est le son entendu par l'auditeur. Nous allons nous intéresser dans la dernière partie à la directionnalité du rayonnement acoustique de la guitare.

# Troisième partie

## Rayonnement de la guitare

### 11 Problématique

La directivité influence beaucoup le jeu du guitariste. Les auditeurs n'entendent pas avec la même amplitude les différentes fréquences émises par la guitare. Les figures de rayonnement acoustique sont complexes [6] et il est important de les connaître pour comprendre le son entendu par un auditeur lors d'un concert par exemple.

### 12 Aspects théoriques

#### 12.1 Vibrations d'une plaque infinie

On considère une plaque infinie couplée à deux milieux fluides semi-infinis et on s'intéresse au champs acoustique créé par le déplacement vertical de la plaque. Dans l'approximation de fluide léger, on obtient les résultats suivants [4] :

- Onde de flexion progressive dans la plaque  
Au delà d'une pulsation critique de la plaque couplée au fluide, le coefficient de rayonnement est non nul. La plaque rayonne de la puissance acoustique.  
En dessous de cette pulsation critique, la plaque ne rayonne pas de puissance acoustique.
- Onde de flexion évanescante dans la plaque  
L'onde de flexion évanescante produit un rayonnement acoustique.

#### 12.2 Rayonnement de la guitare

Dans le cas d'une plaque finie comme la table de la guitare, on peut extrapoler les résultats précédents avec les précisions suivantes [4] :

En dessous de la fréquence critique, le coefficient de rayonnement ne sera pas nul pour des ondes progressives, ce qui correspond aux effets de bords. De plus, la table est un matériau orthotrope ce qui fait que l'on a deux pulsations critiques donc une zone critique entre les deux modes de la table, à savoir modes résonnantes non rayonnants et modes résonnantes rayonnants. L'ordre de grandeur de la plus basse fréquence critique pour la guitare étudié est de 7 kHz. Enfin, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la présence d'une cavité d'air permet d'étendre le rayonnement acoustique vers le grave.

## 13 Diagrammes de rayonnement

### 13.1 Protocole expérimental et résultats

On travaille dans la chambre anéchoïque, la guitare étant placée à l'une de ses extrémités et excitée à l'aide d'un marteau d'impact. On mesure alors, pour des angles de 0 à 180° (la guitare étant symétrique), le champ de pression à l'aide d'un microphone à une distance de 2,9 mètres de la guitare. On trace enfin pour certaines fréquences la pression acoustique en fonction de l'angle d'orientation de la guitare.

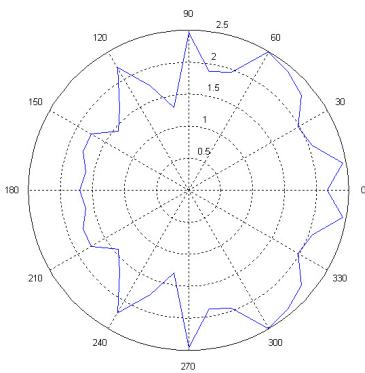


FIG. 16 – Diagramme de rayonnement à 100Hz  $\ln(\text{Pression})=f(\text{angle})$

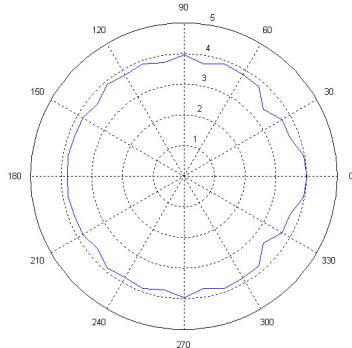


FIG. 17 – Diagramme de rayonnement à 190Hz  $\ln(\text{Pression})=f(\text{angle})$

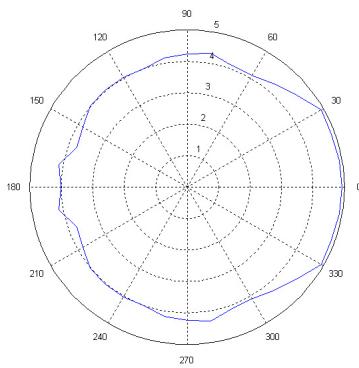


FIG. 18 – Diagramme de rayonnement à 415Hz  $\ln(\text{Pression}) = f(\text{angle})$

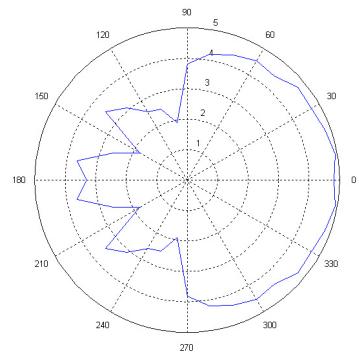


FIG. 19 – Diagramme de rayonnement à 480Hz  $\ln(\text{Pression}) = f(\text{angle})$

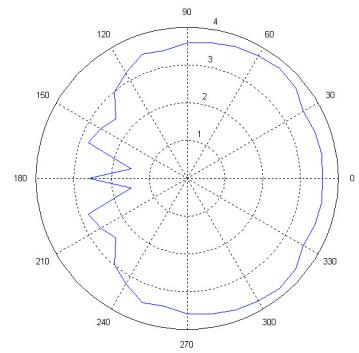


FIG. 20 – Diagramme de rayonnement à 740Hz  $\ln(\text{Pression}) = f(\text{angle})$

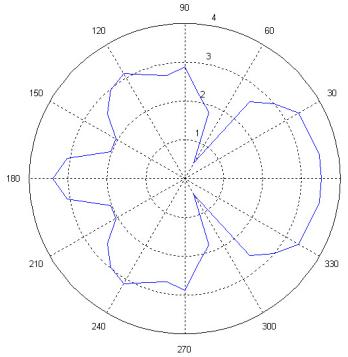


FIG. 21 – Diagramme de rayonnement à 880Hz  $\ln(\text{Pression})=f(\text{angle})$

### 13.2 Interprétation

Pour les fréquences de 100 et 190 Hz, on remarque que le rayonnement est dans une bonne approximation omnidirectionnel. L'approximation monopolaire pour ces fréquences est donc justifiée. L'augmentation de la fréquence à 415 et 480 Hz fait apparaître deux effets : la guitare rayonne plus vers l'avant et l'arrière que sur les cotés et on remarque entre ces deux fréquences présentant un rayonnement vers l'avant similaire une différence importante de rayonnement vers l'arrière [7]. A plus haute fréquence, le rayonnement devient complexe et fait apparaître des lobes. Les fréquences aigus ont une directivité plus complexe que les fréquences graves. L'illustration de couverture montre la vibration de la table d'harmonie d'une guitare pour une excitation à une fréquence de 1010 Hz. La vibration selon un mode complexe de la table d'harmonie produit une directivité complexe.

## 14 Conclusion

Les résultats précédents permettent d'expliquer des effets que tout auditeur perçoit lorsqu'il assiste à un concert acoustique non amplifié. Les fréquences graves semblent être entendu de la même manière par tout le monde : nous avons vu que le rayonnement en basse fréquences était omnidirectionnel. A plus haute fréquence, le rayonnement fait apparaître différents lobes qui expliquent la différence de perception des aigus par les auditeurs. Cela montre la complexité d'enregistrer un concert acoustique et explique aussi le caractère particulier des enregistrements live.

## Quatrième partie

# Annexes

### 15 Dispositifs expérimentaux

#### 15.1 Mesures

Toutes les mesures ont été effectuées sur une guitare classique de marque Alhambra munie de cordes pour guitare classique.

- Utilisation d'un accéléromètre : l'accéléromètre est fixé au niveau du chevalet (Fig. 22).



FIG. 22 – Mesures par accéléromètre

- Microphone : le microphone est inséré dans la caisse au milieu de celle-ci (Fig. 23).



FIG. 23 – Mesures par microphone inséré dans la caisse

- Chambres semi-anéchoïque (Salle TP de l'Ecole Polytechnique) et anéchoïque (Centre de recherche de l'ENSTA) : la guitare est dans un coin de la pièce. Un microphone est fixé en face de celle-ci. Des plaques sont posés sur le sol pour éviter des réflexions d'ondes sonores dans la chambre semi-anéchoïque. Le microphone est à une hauteur égale à la hauteur de la base de la guitare.



FIG. 24 – Mesures dans la chambre semi-anéchoïque : essai rosace bouché



FIG. 25 – Guitare dans la chambre anéchoïque



FIG. 26 – Microphone dans la chambre anéchoïque

- Marteau d'impact : On utilise le spectre de Fourier du signal fourni par le marteau d'impact pour obtenir la fonction de transfert de la guitare. Le marteau est utilisé au niveau du chevalet sur un dispositif prévu à cet effet (Fig. 24).

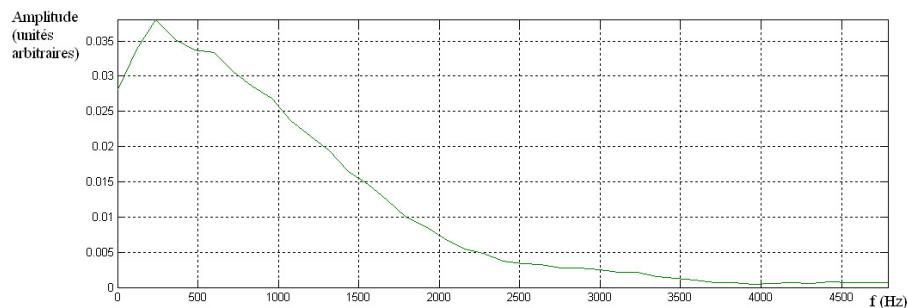
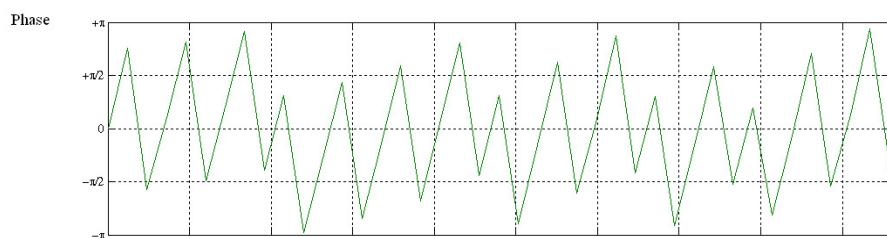


FIG. 27 – Spectre du signal du marteau d'impact utilisé pour l'étude des cordes et des résonances de la guitare



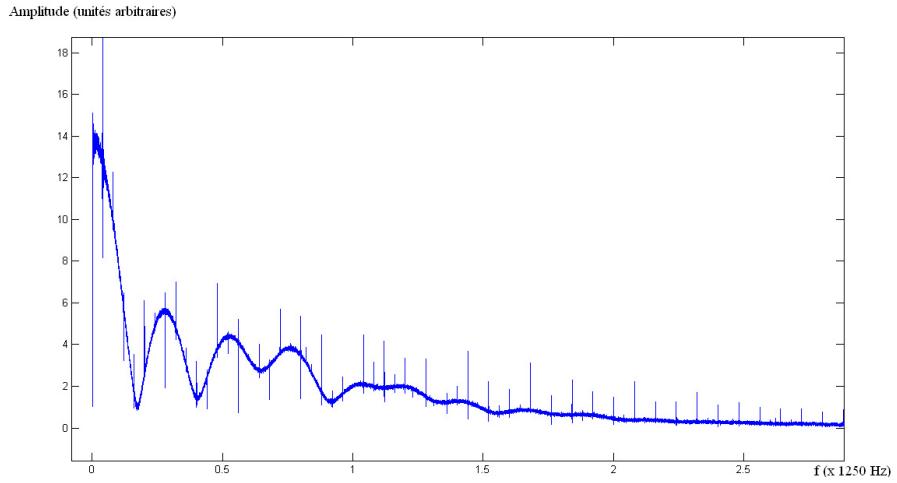


FIG. 28 – Spectre du signal du marteau d’impact utilisé pour les diagrammes de rayonnement

## 15.2 Exploitation des mesures expérimentales

Les données analogiques provenant des microphones ou de l’accéléromètre sont envoyés après passage par un amplificateur à un convertisseur analogique numérique puis interprété à l'aide du logiciel MATLAB. On visualise après amplification le signal au moyen de l'oscilloscope.

## 15.3 Difficultés expérimentales

L'une des principales difficultés réside dans le fait d'obtenir un signal non saturé mais d'amplitude suffisamment grande pour interpréter correctement les résultats. Il est difficile avec le marteau d'impact de fournir suffisamment d'énergie à la guitare. De plus, comme on peut le voir sur la figure 23, le signal du marteau d'impact utilisé pour l'étude du rayonnement fait apparaître beaucoup de bruit et une allure qui n'est pas la même qu'avec le premier marteau, provenant peut être du mouvement de la table lors de l'action du marteau. On n'excite alors moins certaines fréquences.

## 16 Remerciements

Nous tenons particulièrement à remercier Olivier Doaré pour nous avoir guidé dans cette étude avec bonne humeur et gentillesse. Nous remercions également Xavier Boutillon pour ses commentaires critiques de nos expériences, Nicolas Quaegebeur pour son aide lors de l'utilisation du matériel de l'ENSTA ainsi que le personnel des laboratoires pour sa disponibilité.

## Références

- [1] Ove Christensen, Bo B. Vistisen ; Simple model for low-frequency guitar function ; J. Acoust. Soc. Am.68(3), Sept 1980
- [2] N. H. Fletcher, T. D. Rossing ; The physics of musical instruments ; Springer-Verlag ; New-York ; 1998
- [3] Xavier Boutilhon ; Eléments d'acoustique linéaire ; Cours de l'Ecole Polytechnique ; Palaiseau ; 2006
- [4] Antoine Chaigne ; Ondes acoustiques ; Editions de l'Ecole Polytechnique ; Palaiseau ; 2001
- [5] Patrick Ballard, Alain Millard ; Modélisation et calcul des structures élancés ; Cours de l'Ecole Polytechnique ; Palaiseau ; 2006
- [6] Antoine Chaigne ; Cahiers de la guitare ; 2001
- [7] Alexis Le Pichon, Svein Berge, Antoine Chaigne ; Comparison between experimental and predicted radiation of a guitar ; Acustica - Acta Acustica ; Vol84 136-145 ; 1998