

法政大学学術機関リポジトリ

HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

PDF issue: 2025-03-14

ゴルフクラブの音響・振動シミュレーション

松村, 信宏 / MATSUMURA, Nobuhiro

(発行年 / Year)

2007-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2007-03-24

(学位名 / Degree Name)

修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

2006 年度 修士論文

ゴルフクラブの音響・振動
シミュレーション

指導教員 長松 昭男 教授

法政大学大学院

工学研究科 機械工学専攻

05R1140 松村 信宏

目次

第1章	緒論	
1.1	まえがき	2
1.2	目的	2
1.3	本論分の構成	3
第2章	アイアンヘッドにおける減衰の研究	
2.1	研究背景及び緒論	5
2.2	計算理論	5
2.2.1	粘性減衰系	
2.2.2	一般ヒステリシス減衰系	
2.3	実験方法の検討	9
2.4	それぞれのモデルにおける減衰の検証結果	14
2.4.1	使用したモデルの詳細	
2.4.2	各々のモデルにおける減衰同定の検証	
2.4.3	1自由度系の周波数応答関数における固有振動数のピークの同定	
2.5	結論	21
第3章	チタン製中空管モデルを用いた空洞共鳴を考慮した計算モデルの検討	
3.1	緒論	24
3.2	構造/流体連成解析	24
3.2.1	Body in white 法	
3.2.2	モード寄与率の理論	
3.2.3	計算モデル概要	
3.3	実験	27
3.4	比較と考察	30
3.5	結論	32
第4章	音響シミュレーションプログラム	
4.1	計算理論	34
4.1.1	表面速度	
4.1.2	速度ポテンシャル	
4.1.3	離散逆フーリエ変換	

4.1.4	音響シミュレーションプログラム	
4.2	音響シミュレーションプログラムによる計算手順	40
4.2.1	計算方法	
4.2.2	Calcmid での計算手順	
4.2.3	Calcrep での計算手順	
第5章	ドライバーヘッドにおける実用性の検討	
5.1	緒論	42
5.2	検討手法	42
5.3	本検討に用いたモデルの概要	43
5.4	比較と検討	44
5.4.1	固有振動数, 固有モードにおける比較	
5.4.2	表面振動における比較	
5.4.3	音圧における比較	
5.5	結論	54
第6章	シャフトを付けた場合のドライバーにおける表面振動, 音の予測	
6.1	緒論	56
6.2	実験方法	56
6.3	比較と検討	57
6.3.1	各測定環境における表面振動の比較	
6.3.2	計算と実験の比較	
6.4	更なる実用性を求めた打球音予測	62
6.4.1	計算方法	
6.4.2	実測方法	
6.4.3	計算結果と実験結果の比較	
6.5	結論	66
第7章	結論	68
参考文献		69
謝辞		70

1. 緒論

1.1 まえがき

近年、さまざまな工業製品においては、稼働時の騒音、振動が大きな問題である。よって、工業製品の開発において、低騒音化・低振動化は重要な設計項目となっている。このような工業製品で振動が問題視される一方で、楽器のように発生音そのものが本来の性能である場合や、製品の付加価値を大きく左右する場合がある。楽器以外でも、工業製品において発生音に付加価値を求めるような場合がある。このように、音や振動現象が商品の付加価値を決定する大きな要因になりつつある。

現在、製品の設計開発において、稼働中に物体から発生する音は、物体の振動・音響特性を数値解析することにより予測可能になりつつあり、そのCAEツールが広く普及している。これらCAEツールの普及により、設計段階で製品の仕様を決定することが現在の設計開発の現場において主流になっている。従って設計開発の現場では、CAE技術向上により製品開発における時間とコストの削減が求められている。よって、より高い精度の予測が求められる。

さらに、音に付加価値を求めて製品開発を行う場合、製品から発生する音の音質が非常に重要になってくる。音質とは聞き手の感性によって決まる量であるため、音質評価と呼ばれる官能検査が行われている。最近の機械設計においては、CAE技術と官能検査を統合した音質向上を行うことで、構造設計と感性が融合することが求められている。本研究は、CAE技術と官能検査を統合し、構造設計と感性が融合した製品開発を行い、ゴルフクラブにおける打球音の音質向上を目的として行われている。

1.2 目的

ゴルフクラブの開発現場において特にドライバーにおいては、「より遠くへより正確に飛ばす」事を主眼に置いて行われてきた。現在、目覚ましい技術の進化により、格段に飛距離性能が伸びた。これは、ドライバーヘッドの打球面がトランポリンのように弾んでボールを飛ばす、スプリング効果等に起因する。これより、全米オープン等を主催するUSGA（全米ゴルフ協会）では、1998年よりこのスプリング効果を制限する為、ドライバーヘッドの打球面の反発係数を0.83以下にするという数値制限を設けた。これをSLEルールと呼ぶ。このルールは、ヨーロッパのプロツアーを主催するR&Aや国内でのツアーを主催するJGAにおいても適用され、ドライバーにおける飛距離性能による製品の差別化が困難になりつつある。

そこで、近年新たなドライバーの付加価値として、打球音の心地良さが注目されつつある。製品開発において、時間やコストを抑えつつ音質の良さを追及するには、設計段階で音を予測する方法が有効である。従って、本研究の目的は設計段階で心地良い音のするゴルフクラブを設計することである。そこで本研究ではまず、2003年度、理論・実験モード解析手法、速度ポテンシャルの重ね合わせ理論を用いた放射音予測プログラムが作成された。

そして、現在までにアイアンヘッド、ドライバーヘッドと同じ材質を用いた中空管円筒にて、このプログラムの実用性を検討した。その結果双方のモデルにおいて、実用性を検証できた。

本年度は、音が商品の付加価値を決めるドライバーヘッドにて、このプログラムの実用性を検証した。その結果を以下に示す。

1.3 本論文の構成

本研究では、音響シミュレーションプログラムの実用性を実現する為に様々な方面より検討を行い、その結果をまとめたものが本論文である。

検討事項としては、

1. アイアンヘッドでの本プログラムの更なる実用性を目的とした、アイアンヘッド 4 種類を用いた減衰における研究
2. ドライバーヘッドのようなチタン製中空構造体計算モデルにおける、内部の空気を考慮したモデルの必要性における研究
3. 2 の結果を基に作成したドライバーヘッドの有限要素モデルにおける音響シミュレーションプログラムの実用性に関する研究
4. 3 の研究をより実用的に発展させたシャフト付ドライバーの打球音予測に向けた研究の 4 項目にわたる。

本論文は、以上の 4 項目の研究及び、本研究に用いた音響シミュレーションプログラムの説明、さらに結論の 6 章により構成される。それぞれの研究における、目的及び行った検証事項、結論はそれぞれの章においてまとめてある。

2. アイアンヘッドにおける減衰の研究

2. アイアンヘッドにおける減衰の研究

2.1 研究背景及び緒論

一昨年度行った, アイアンヘッドにおける音響シミュレーションプログラムの実用性の研究において次の事が検討事項として挙げられた。

『打球音予測の計算精度向上の為に, 計算において扱う減衰の同定方法に検討の余地がある』

これより, 本研究では4種類のアイアンヘッドを対象としての実験モード解析による減衰の同定を行い, アイアンヘッドにおける減衰の同定方法を検討し, 音響シミュレーションにおける従来の減衰の採用方法の妥当性を検証した。用いられた理論は「粘性減衰」、「ヒステリシス減衰」の2種類である。減衰は, 摩擦, 流体粘性, 材料損失等様々な原因が絡み合って起こるものだが, 一般に定式化が不可能である為, 振動解析に必要な減衰行列を得られる前述の2種類の理論でのみ減衰の同定を行った。

2.2 計算理論

本研究に用いた2種類の減衰を用いた運動方程式, 及びそれを基に周波数応答関数の導出を行うまでを下記に示す。

2.2.1 粘性減衰系

まず, N自由度系における強制振動の運動方程式を一般的に表現すると

$$[M]\{\ddot{x}\} + [C]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = \{f\} \quad (1)$$

この式の減衰[C]を0として、不減衰系の自由振動とすると、

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = \{0\} \quad (2)$$

N自由度不減衰系がr次の固有モード Ω_r で自由振動しているときの変位と加速度は

$$\{x\} = \{\phi_r\}e^{j\Omega_r t}, \quad \{\dot{x}\} = -\Omega_r^2 \{\phi_r\}e^{j\Omega_r t} \quad (3)$$

これらを式(2)に代入して両辺を $e^{j\Omega_r t}$ で割ると

$$(-\Omega_r^2[M] + [K])\{\phi_r\} = \{0\} \quad (4)$$

Ω_r , [M], [K]は固有値および固有ベクトルであるため、この方程式を解くことができ、この方程式の解 $\{\phi_r\}$ がr次の固有モードとなる。

ここで、空間座標で表現するN自由度系の任意の変位{x}を、N次元モード座標を用いて表現すると

$$\begin{aligned}
 \{x\} &= \xi_1 \{\phi_1\} + \xi_2 \{\phi_2\} + \cdots + \xi_r \{\phi_r\} + \cdots + \xi_N \{\phi_N\} \\
 &= \sum_{r=1}^N \xi_r \{\phi_r\} \\
 &= [\{\phi_1\} \{\phi_1\} \cdots \{\phi_1\} \cdots \{\phi_1\}] \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_r \\ \vdots \\ \xi_N \end{Bmatrix} = [\phi] \{\xi\}
 \end{aligned} \tag{5}$$

これを用いて、式(1)を空間座標からモード座標に変換すると速度と加速度は、

$$\{\dot{x}\} = \sum_{l=1}^N \dot{\xi}_l \{\phi_l\}, \quad \{\ddot{x}\} = \sum_{l=1}^N \ddot{\xi}_l \{\phi_l\} \tag{6}$$

式(5)の添字 r を 1 にした式と式(6)を式(1)に代入し、前から r 次の固有モード $\{\phi_r\}$ の転置を乗じれば、

$$\begin{aligned}
 \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [M] \{\phi_l\} \ddot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [C] \{\phi_l\} \dot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [K] \{\phi_l\} \xi_l \\
 = \{\phi_r\}^T \{f\}
 \end{aligned} \tag{7}$$

上式の $r \neq l$ の全項は、固有モードの一般直交性により零になり、 $l = r$ の項だけ残り、その値は m_r, c_r, k_r になる。したがって、式(7)は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \{\phi_r\}^T \{f\} = f_r \tag{8}$$

これより、比例粘性減衰の仮定下で点 i に角振動数 ω 、振幅 F_i の調和加振力が作用し、他の点には外力が作用しない場合、外力ベクトル $\{f\}$ は i 行目が $F_i e^{j\omega t}$ で他の項が零になる。したがって固有モード $\{\phi_r\}^T$ も ϕ_{ri} のみになる。ここで、 j は虚数、 t は時間変数である。よって、この場合の運動方程式は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \phi_{ri} F_i e^{j\omega t} \tag{9}$$

ここで、調和加振力が作用する場合の変位を調和波形で表現できるとすれば、 $\dot{\xi}_r = j\omega \xi_r$ 、 $\ddot{\xi}_r = -\omega^2 \xi_r$ である。これらを式(9)に代入して変形すると

$$\xi_r = \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} e^{j\omega t} \tag{10}$$

式(10)により、角振動数 ω の調和加振力に対する変位がモード座標上で求められた。次に、空間座標上での変位を求めるために式(5)に式(10)を代入すると

$$\{x\} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} \{\phi_r\} e^{j\omega t} \tag{11}$$

$\{\phi_r\}$, ϕ_{ri} : r 次固有モードベクトル, その i 行目成分, m_r, c_r, k_r : r 次のモード質量, モード減衰係数, モード剛性である。

式(12)により，角振動数 ω の調和加振力に対する応答がモード座標上で求められた．次に空間座標上での応答を求めると，

$$X_j(\omega) = \left(\sum_{r=1}^N \frac{\phi_{ri}\phi_{rj}}{-m_r\omega^2 + jc_r\omega + k_r} \right) F_i \quad (12)$$

多自由度系における点 i と点 j 間の周波数応答関数は，

$$G(\omega) = \frac{X_j(\omega)}{F_i} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_{ri}\phi_{rj}/k_r}{-(m_r/k_r)\omega^2 + j(c_r/k_r)\omega + 1} \quad (13)$$

2. 2. 2 一般ヒステリシス減衰系

一般ヒステリシス減衰を有する N 自由度系の運動方程式を次のように定義する．

$$[M]\{\ddot{x}\} + ([K] + j[D])\{x\} = \{f\} \quad (14)$$

$[M]$ ：質量行列， $[K]$ ：剛性行列， $[D]$ ：ヒステリシス減衰行列， $\{f\}$ ：調和励振力
補足として， $[D]$ は理論的に求めることは出来ないので， $[M]$ と $[K]$ の一次結合として定義できるとし，

$$[D] = \alpha [M] + \beta [K]$$

α, β ：比例定数

と表される．この関係を比例ヒステリシス減衰という．

ここで， $\{x\} = \{X\}e^{i\omega t}$ ， $\{f\} = \{F\}e^{i\omega t}$ と変換すると式(14)は次式となる．

$$\{\lambda^2 [M]\{\ddot{x}\} + ([K] + j[D])\{X\} = \{F\} \quad (15)$$

式(15)の固有値と固有ベクトルを求める．式(3)において， $\{F\} = \{0\}$ とおくと，

$$\{\lambda^2 [M]\{\ddot{x}\} + ([K] + j[D])\{X\} = \{0\} \quad (16)$$

上式は複素係数の一般固有値問題となり， N 組の複素固有値 λ_r と複素固有モード $\{\phi_r\}$ が求まる．

$[M]$ と $[K] + j[D]$ は対称行列なので，固有モード $\{\phi_r\}$ に関しては次式のように一般直行性が成立する．

$$\left. \begin{aligned} \{\phi_k\}^T [M] \{\phi_r\} &= 0 \\ \{\phi_k\}^T ([K] + j[D]) \{\phi_r\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (r \neq k) \quad (17)$$

ここで， $\{\phi_k\}^T [M] \{\phi_r\} = 1$ となるように固有ベクトル $\{\phi_r\}$ を正規化し

$$\{\phi_r\}^T ([K] + j[D]) \{\phi_r\} = k_r (1 + jg_r) \quad (18)$$

と，おく．ここで k_r ， g_r は r 次固有モードの剛性係数，ヒステリシス減衰係数である．

定常応答振幅 $\{X\}$ を次式のようにモード座標 $\{\eta\}$ に変換する.

$$\{X\} = \sum_{r=1}^Q \eta_r \{\phi_r\} = [\phi] \{\eta\} \quad (19)$$

ここで, $[\phi]$ は列ベクトル $\{\phi_r\}$ を並べた N 行 N 列の行列である. 式(2)に上式を代入し, 左から $[\phi]^T$ を乗じれば

$$\{\lambda^2 [\phi]^T [M] [\phi] + [\phi]^T ([K] + j[D]) [\phi]\} \{\eta\} = [\phi]^T \{F\} \quad (20)$$

式(4), (5)より

$$\eta_r = \frac{\{\phi_r\}^T \{F\}}{\lambda^2 + k_r(1 + jg_r)} \quad (r=1 \sim N) \quad (21)$$

式(6)より, 定常応答振幅 $\{X\}$ は $\lambda = j\omega$ なので次式となる.

$$\{X\} = \sum_{r=1}^N \frac{\{\phi_r\}^T \{F\} \{\phi_r\}}{-\omega^2 + k_r(1 + jg_r)} \quad (22)$$

点 p を振幅 F_q で励振する時の点 q の応答を X_q とすると, 点 p と点 q 間のコンプライアンス周波数応答関数 $G(\omega)$ は

$$G(\omega) = \frac{X_q}{F_p} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_{rp} \phi_{rq}}{-\omega^2 + k_r(1 + jg_r)} \quad (23)$$

上記の2種類の理論を基に, MATLAB上で1自由度系の周波数応答関数を作成し, それぞれの減衰系の特性の違いを検証した. その結果を下記に示す. なお, 下記に示してあるそれぞれの減衰系の1自由度系のモデルの質量, 剛性, 固有振動数は同一のものである.

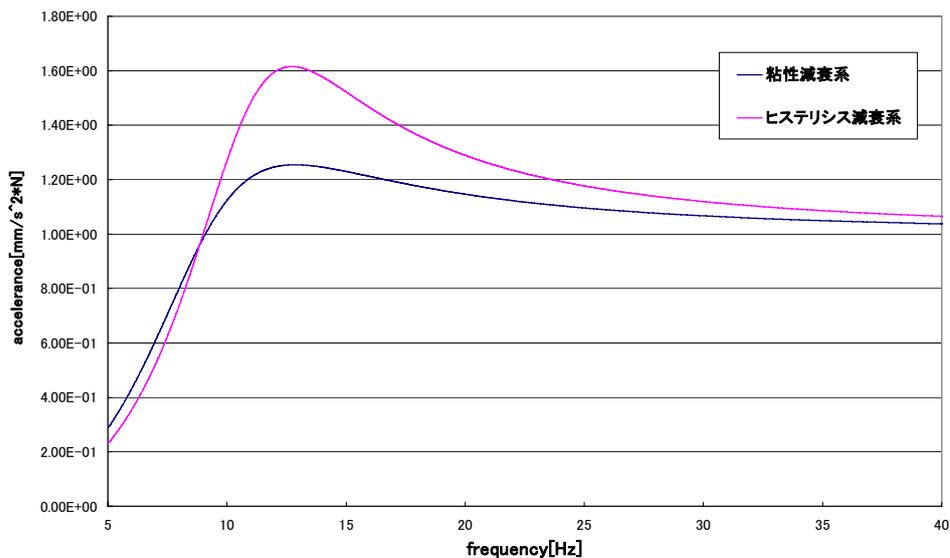


図 2.1 それぞれの減衰系による周波数応答関数

図 2.1 より、それぞれの減衰系の周波数応答関数への影響の違いが伺える。まず、双方の減衰が、周波数応答関数における固有振動数のピークの前半部分、後半部分にそれぞれ影響を与えている事が理解できる。これは、粘性減衰系が速度比例、ヒステリシス減衰が剛性比例であることより、粘性減衰系はピークの後半部分に減衰の影響を与え、ヒステリシス減衰系はピークの前半部分に減衰の影響を与えている事が上記の図より理解できる。さらに、上記の図のそれぞれの減衰系の減衰比は、粘性減衰系 $\zeta=44.35\%$ 、ヒステリシス減衰系 $\zeta=78.83\%$ という事より、粘性減衰系の方が振動に対する減衰の影響が大きいことが考えられる。

この、特性の異なる減衰系により、アイアンヘッドの周波数応答関数のピーク同定を行い、アイアンヘッドにおける減衰は上記のどちらを有するのかを検討する。

2.3 実験方法の検討

実験は、アイアンヘッドを軽量な紐で吊るし、ヘッドのスイートスポットを打撃した際の表面振動をヘッド上の任意の点より測定するという手法で行った。ヘッドの吊るし方は、本研究の目的である『精度の良い減衰の同定』を行う為に、実験方法は周波数応答関数のピークをより精度高く測定できる手法を検討した。

下記にその詳細を示す。対象としては、吊るす材料、吊るし方で行った。

吊るす材料は、ナイロン製の細い糸、毛糸、ゴム、ストッキングを紐状に切った物を用いた。

比較を行う際に用いたヘッドの吊るし方は、ヘッドへの減衰の影響が少ないように、ヘッドのシャフト部分を次頁の写真のような手法である。また、表面振動の測定はヘッドの任意の点において加速度ピックアップにより行った。

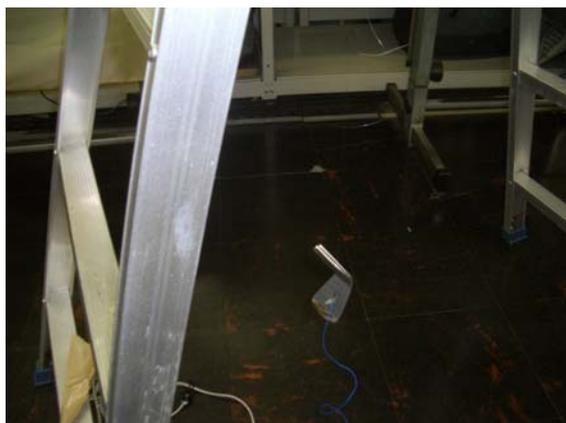


図 2.2 アイアンヘッドの吊るし方(ナイロン製の細い糸)

上記の手法を用いた検討結果は以下のとおりである。下記の図はアイアンヘッドの 1 次固有振動数のピーク付近のものである。今回この比較に用いたアイアンヘッドは、一昨年度の研究で用いた mp37-5 である。

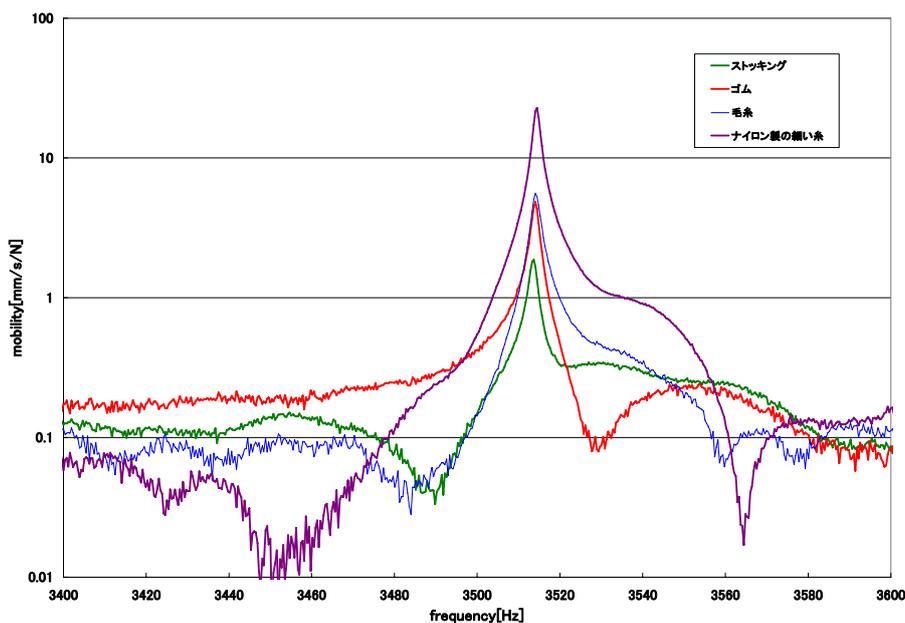


図 2.3 吊るす材料による周波数応答関数への影響

図 2.3 より、ナイロン製の細い糸が最も精度の良い結果が得られていることが分かる。理由としては、ナイロン製の糸が他の材料に比べて軽量であることより、ヘッドへの重さの影響が少ない事が挙げられます。よって、吊るす材料としてはナイロン製の細い糸が有効である。

続いて、ナイロン製の細い糸を用いた、アイアンヘッドの吊るし方の違いによる実験データへの影響を考える。本研究にて用いたモデルの吊るし方は、ヘッドのシャフト部をナイロン製の糸で括り、その糸を 2 箇所吊るす手法、ヘッドのシャフト部分とサーフェス部を括り、吊るす手法の 2 種類で行い、吊るす紐の先端をゴムにした場合を前者の手法に取り入れと紐のままの場合の比較も合わせて行った。吊るし方は次の図のようになる。

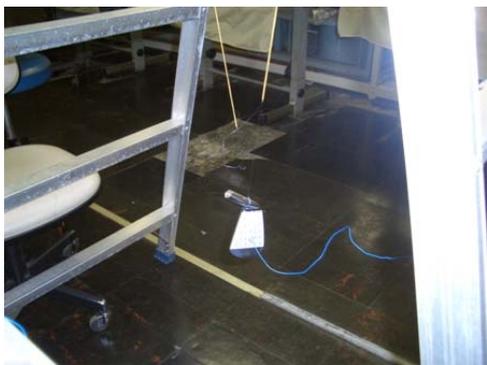


図 2.4 ゴムと紐を用いた吊るし方

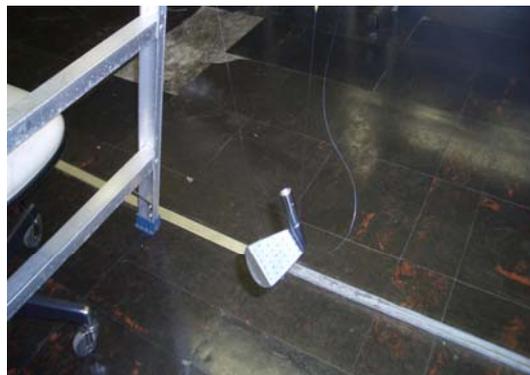


図 2.5 シャフトとサーフェス部を括った場合

上記の紐とゴムを用いた吊るし方は図 2. 4 のとおりである。

上記の 2 種類の手法を用いた場合と、前述したシャフト部をナイロン製の細い糸でのみ吊るした場合の 3 手法の結果を比較したものが下の図になる。

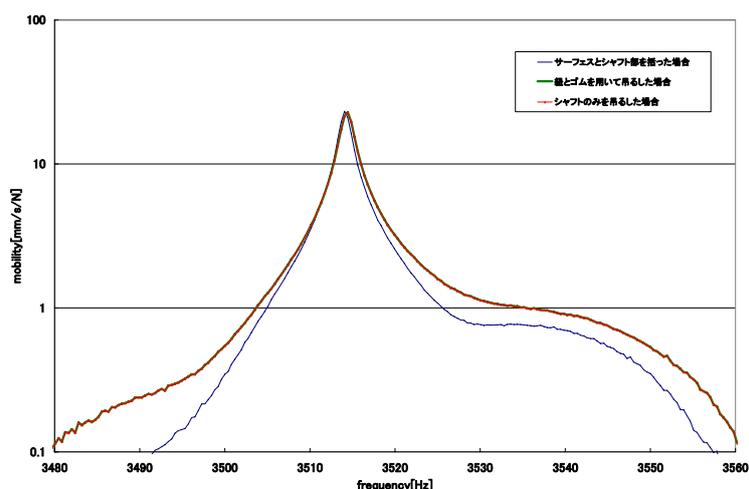


図 2.6 吊るす手法の違いによる周波数応答関数の波形の違い

上記のとおり、吊るす手法の違いによる表面振動への影響はあまり感じられなかった。従って、本実験に適したヘッドの吊るし方、及び素材は、ナイロン製の細い糸で、ヘッドのシャフト部を吊るすか、ヘッドとサーフェスを吊るす方法が有効であるという結論に至る。

更なる精度の良い振動測定のために、本研究ではレーザードップラー振動計を用いたアイアンヘッドの表面振動測定を行った。レーザードップラー振動計を用いた場合の表面振動の測定風景を図 2.7 に示す。次頁の図のとおり、アイアンヘッドを 4 隅よりナイロン製の紐で吊るし、サーフェスの法線方向の振動のみを測定できる環境を作り出している。理由は、レーザードップラー振動計は、非常に繊細なセンサーな為測定する方向以外に少しでも振動すると、測定が出来なくなるという特性を持っている事に起因する。

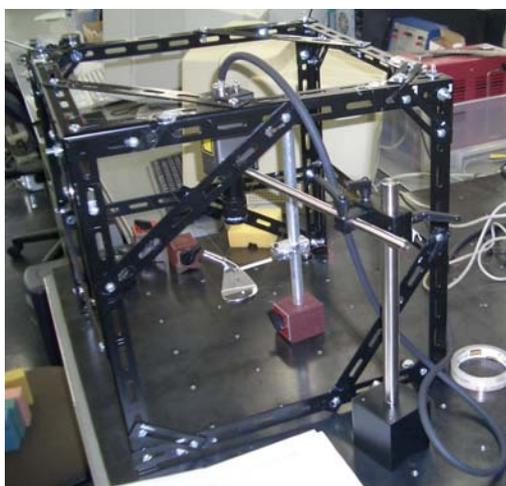


図 2.7 レーザードップラー振動計を用いた測定風景

従来の加速度ピックアップを用いた場合と、上記の手法を用いた場合の表面振動の測定結果の比較は下記のとおりになる。加速度ピックアップを用いた場合の測定環境は、前述の最適とされたナイロン製の細い糸とゴムを用いた図 2.4 の状態である。

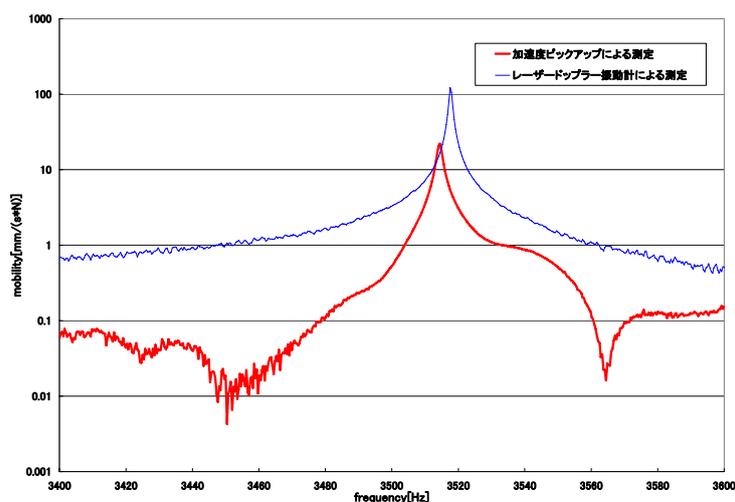


図 2.8 測定器の性能比較

以上の検証より、本研究における実験方法は図 2.7 のようになる。

また、上記のような高精度な振動測定器を用いた表面振動を行うにあたって、インパルスハンマによるインパクト加振の精度向上が求められる。そこで、本研究では精度良い打撃加振を行う為、インパルスハンマを固定する治具を作成した。それを図 2.9 に示す。

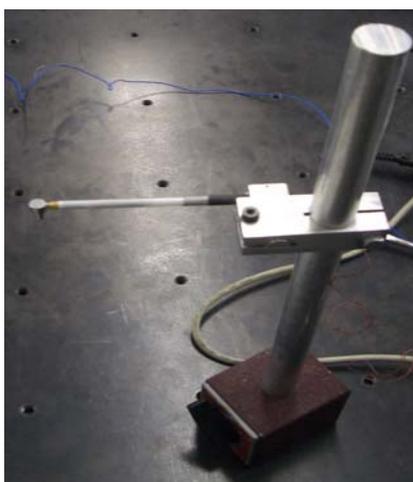


図 2.9 インパルスハンマを固定する治具

右の図のように、インパルスハンマの取手部を固定し、ハンマの先端部のチップを弾くことにより、テコの原理で打撃を行うという単純な構造の治具である。

この治具を用いることにより、図のような小さいハンマによるインパクト加振の打撃性能向上を試みる。

なお、本実験に使用する実験器具の詳細は表 2.1 のとおりである。

表 2.1 実験器具の詳細

名称	メーカー	型式
インパルスハンマ	PCB PIEZOTRONICS	084A14
1軸加速度ピックアップ	PCB PIEZOTRONICS	352B10
FFTアナライザ	RION	SA-01
モード解析用シームレスソフト	CATEC	CAT-System
レーザードップラー振動計	小野測器	LV-1720



図 2.10 インパルスハンマ



図 2.11 1軸加速度ピックアップ



図 2.12 FFT アナライザ

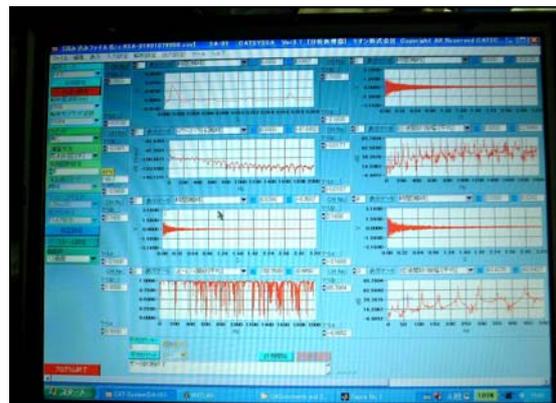


図 2.13 モード解析用シームレスソフト



図 2.14 レーザードップラー振動計

2.4 それぞれのモデルにおける減衰の検証結果

2.4.1 使用したモデルの詳細

まず、本研究に用いたアイアンヘッドを下記に示す。なお、各々のモデルのサーフェス部は全て同じである為、モデルの違いを見せる為ヘッド裏の部のみの写真を示す。

次頁にまず、各モデルの写真及び材料特性等詳細をまとめた表を示す。



図 2.15.1 mp37-5



図 2.15.2 mp27-5



図 2.15.3 mx15-5



図 2.15.4 s30v-5

上記のとおり、用いたモデルの違いは大きく分けて2種類になる。図 2.9.2 のように、ヘッドの裏が凹んでいるタイプと図 2.9.1 のようにそうでないタイプである。そして、図 2.9.2 のようなタイプの中には、材質が違うもの、図 2.9.4 のように裏の部分にプラスチック製のバッチが接着剤で付けられている等、個々のモデルに違いがある。その詳細を示したものが、下の表になる。

本研究では、それぞれのモデルにおいて、ピークの同定、減衰比の導出を行い、1つのモデルにおいて10個の製品で同様のことを行い、製品によるバラツキ等の検証を行った。

表 2.2 用いたアイアンヘッドの詳細

名称	質量[g]	製造方法	材質	形状	備考
mp37-5	250.9	鍛造	s25c	プレーンバック	小型
mp27-5	251.6	鍛造	s25c	キャビティーバック	小型
mx15-5	255.6	鋳造	sus630	キャビティーバック	中型
s30v-5	256.5	鍛造	s25c	キャビティーバック	中型&プラスチック製バッチ付

2.4.2 各々のモデルにおける減衰同定の検証

まず、mp37-5におけるそれぞれの減衰系による1次のピークの同定結果を下図に示す。なお、表面振動を測定した際の設定は、サンプリング点数32768点、解析周波数5000Hzである。これは、全てのモデルの1次の固有振動数が4000Hz付近に存在することより、周波数分析を

行う際の分解能誤差を防ぐ為に周波数分解能を最も細かくしなければならない事に起因する。今後全てのモデルにおける FFT 装置を用いた周波数分析の設定は上記の設定である。

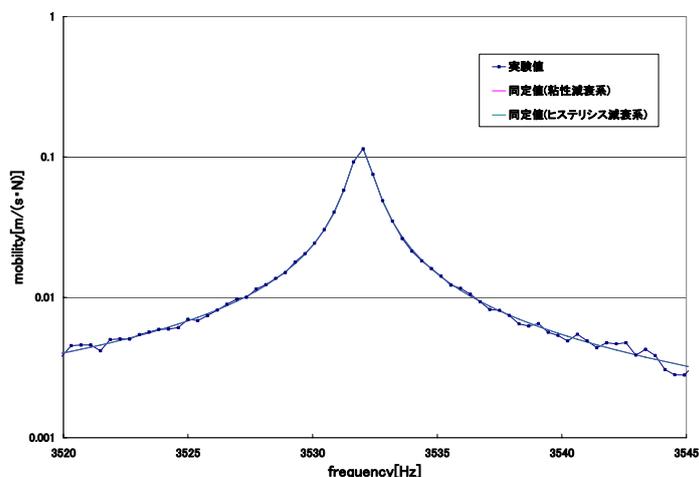


図 2.16 mp37-5 におけるそれぞれの減衰系による 1 次のピーク同定結果

図 2.16 のとおり、どちらの減衰系によっても mp37-5 の 1 次のピーク及び波形の同定が行えていることが理解できる。これより、双方の減衰系によるピーク同定の繰り返し計算誤差によるピーク同定失敗は無いと考えられる。ただし、これだけでは、どちらの減衰系がこのモデルの 1 次のピーク同定に有効であるかが検証できない。そこで、同定値と実験値のバラツキを調べる為に、各プロット点において、同定値－実験値の差を取りその値を自乗し、各周波数点においてプロットした。そのグラフが下記のものになる。縦軸に、それぞれの周波数点における同定値－実験値の差の自乗、横軸に周波数をとったグラフである。縦軸の値が大きいほど実験値とのバラツキが大きいという事を意味する。

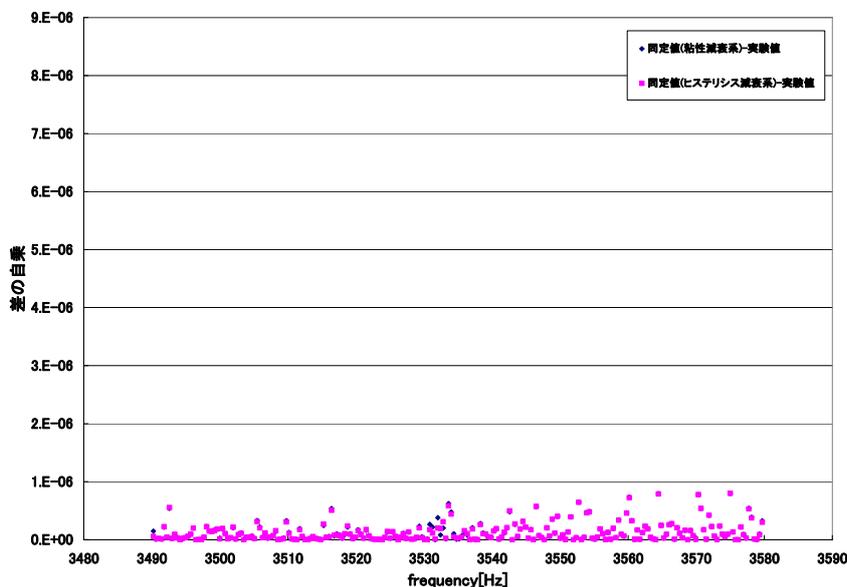


図 2.17 mp37-5 におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

上記のとおり、双方の同定値と実験値との間にバラツキは見られず、どちらの減衰系においても周波数応答関数のピークが同定できるという結果になった。同様の比較を他のモデルにおいても行ったので、その結果について下記に示す。

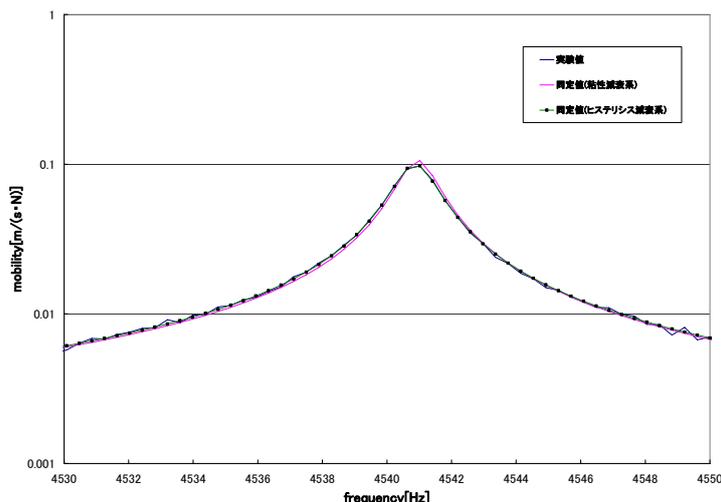


図 2.18 mx15-5 におけるそれぞれの減衰系による 1 次のピーク同定結果

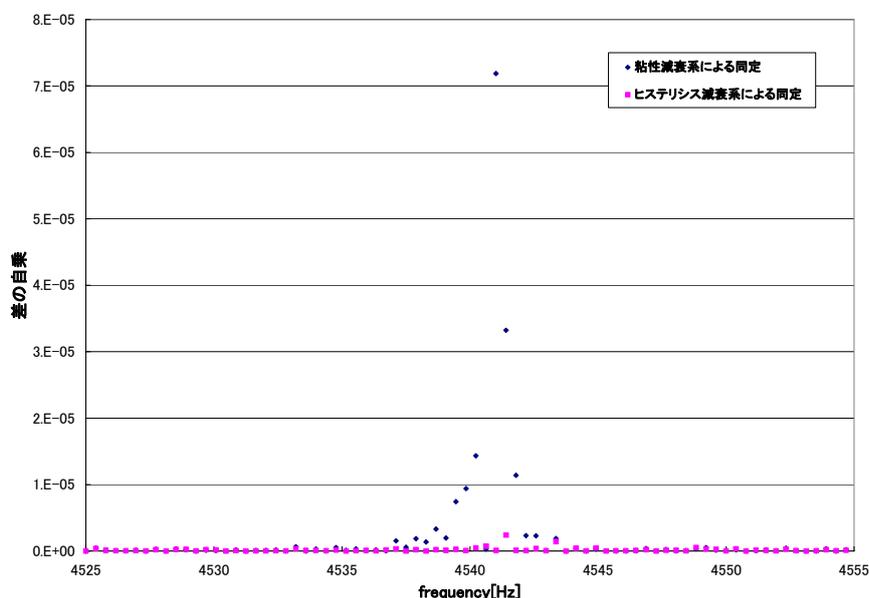


図 2.19 mx15-5 におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

図 2.19 より、mx15-5 においては、ヒステリシス減衰系のほうがピークの同定には有効であることが理解できる。このモデルにおいて、mp37-5 と異なる結果が出た理由としては、双方のモデルの製造方法の違い、サーフェス裏部の形状の違いにある事等が考えられる。そこで、双方のモデルにおいて 10 個の製品において上述と同様の比較検討を行い、同一設計の双方の製品において上記と同様の傾向が現れるかの検証を行った。これにより、双方のモデルの減衰同定に相違点が現れるか検討した。その結果、mp37-5、mx15-5 の双方のモデルによる減衰同定の傾向は同一のものとなり、傾向としては図 2.17 の同様の結果が現れた。

従って、図 2.19 に現れた mx15-5 における減衰同定の結果は、10 個ある mx15-5 の製品においてただ 1 つのみにおいて現れたということになる。よって、mx15-5 においては偶然図 2.14 の結果が現れ、モデルの特性としては図 2.17 のように減衰特性は粘性減衰系であると考えられる。

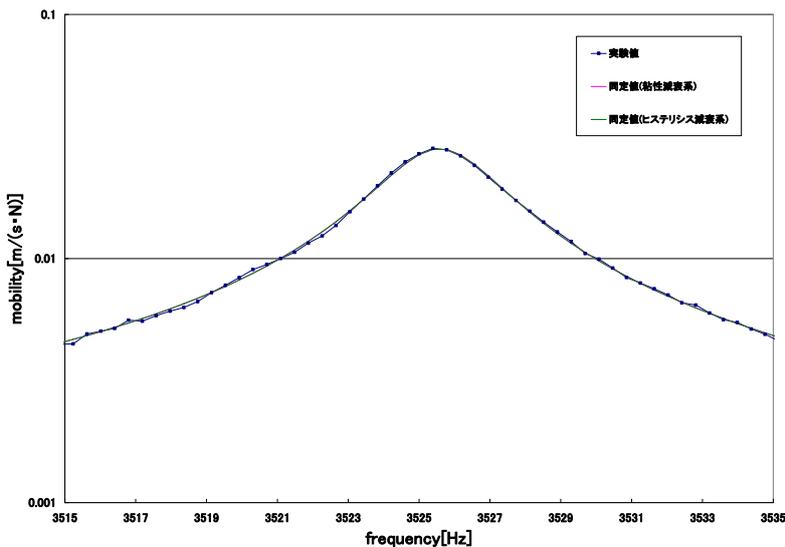


図 2.20 s30v-5 におけるそれぞれの減衰系による 1 次のピーク同定結果

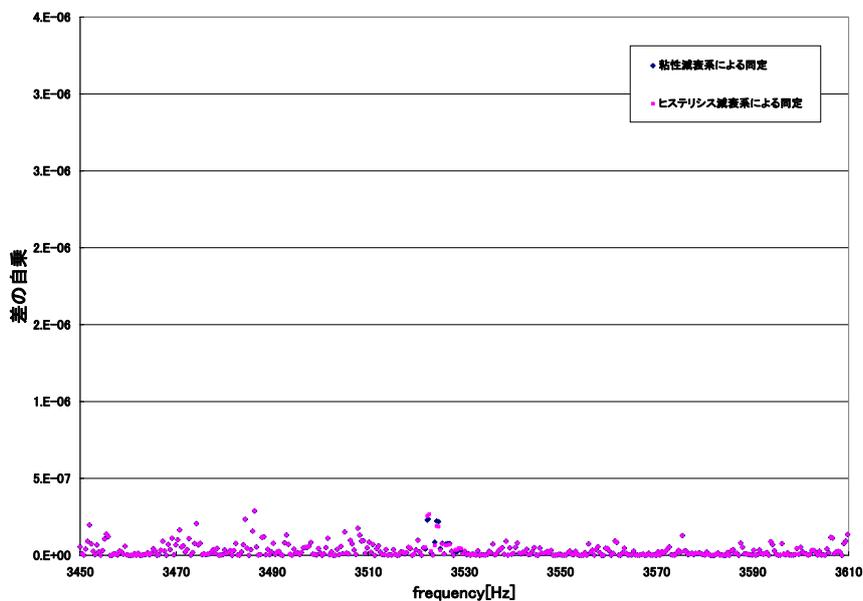


図 2.21 s30v-5 におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

上記の図より，s30v-5 においては双方の減衰系においてピークの同定が可能である事が伺える．また，mp37-5 同様どちらの減衰系がこのモデルに対して強い特性を持っているのかの判定も出来ない．また，これまで載せてある 3 つのモデルについてはピーク付近の山の形が歪である為，実験値測定の時点で分解能誤差により正確な固有振動数のピークの同定が行えていないという事が考えられる．しかし，機器の都合上このデータが最も精度の良いデータである為どうしようも出来ない．但し，この 3 種類のモデルにおいては现阶段ではどちらの減衰の特性が強いか明確な結果が現れなかった．最後に，mp27-5 における同様の比較の結果が次のとおりである．

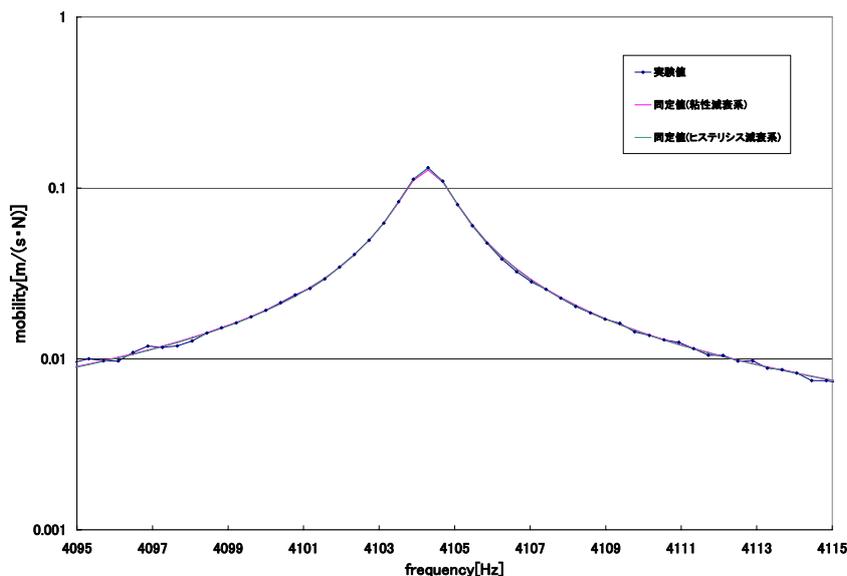


図 2.22 mp27-5 におけるそれぞれの減衰系による 1 次のピーク同定結果

図 2.22 のとおり，このモデルの固有振動数のピークは左右対称のきれいなものである為，このモデルの振動測定に関する分解能誤差は考えられず，正当なピークを測定できていることが伺える．このデータにおける各プロット点での誤差の分布は下記のとおりになっている．

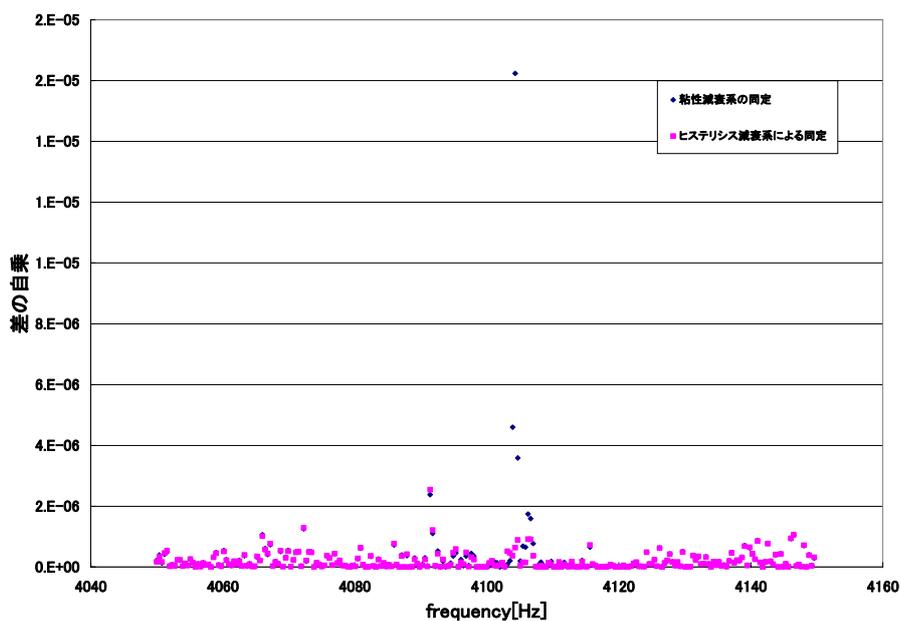


図 2.23 mp27-5 におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

図 2.23 のように，このモデルにおいても mx15-5 同様，ヒステリシス減衰系によるピーク同定の精度が良いという結果になった．mx15-5 同様このモデルも鋳造にて製造された製品である為，その影響でヒステリシス減衰系による同定がこのモデルに対して有効である可能性が高いと考えられる．しかし，同一設計の他の製品数個において同様の比較を行ったところ，mx15-5 同様図 2.17 の結果になり，どちらがこのモデルの減衰のピーク同定に有効な理論であるか確かな結論を得られなかった．

2.4.3 1自由度系の周波数応答関数における固有振動数のピークの同定

では、図 2.1 のように振動特性の違う 2 つの減衰系により、固有振動数のピークの同定が出来るのかについて図 2.1 と同様の 1 自由度系の各減衰系の運動方程式による周波数応答関数を用いて検証を行った。方法は、図 2.1 と同様の 1 自由度系の各減衰系の運動方程式より減衰が非常に小さい場合の周波数応答関数を作成し、各々の減衰系による周波数特性の違いを検討する。

結果は次のとおりである。下記に示してある各減衰系の修は単応答関数の減衰比は、粘性減衰系 0.083%、ヒステリシス減衰系 0.17%となり、これらの値はアイアンヘッドの減衰比と近い値を示している。

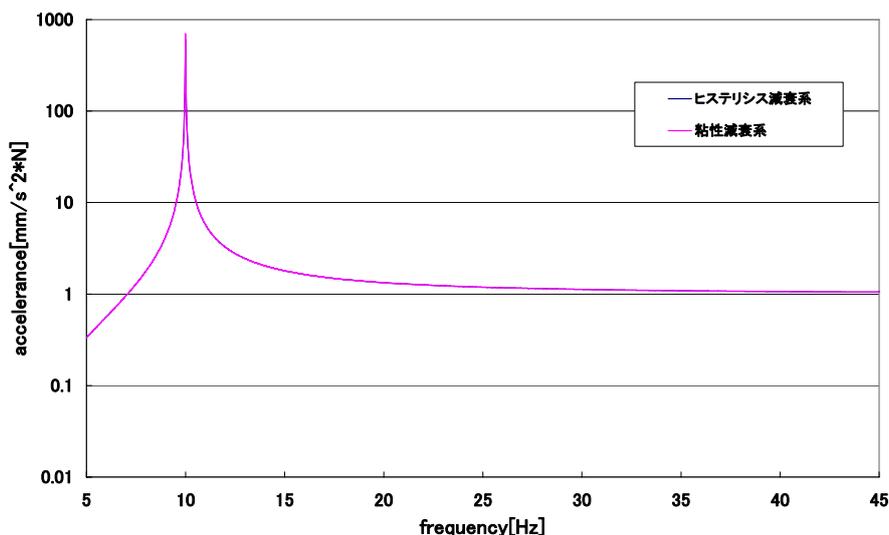


図 2.24 減衰が非常に小さい場合のそれぞれの減衰系による周波数応答関数

上図より、図 2.1 では違う特性が得られた双方の減衰系の運動方程式が、全く同じ周波数応答関数を描いていることが理解できる。よって、減衰が非常に小さい場合は各減衰系によるピークの同定は可能であり、そのような特性を持つ製品の減衰系の特定は難しいものと考えられる。その実証例を下記に示す。下の図は、上記の周波数応答関数の粘性減衰系のものを描き、それを各々の減衰系により同定を行わせたものである。

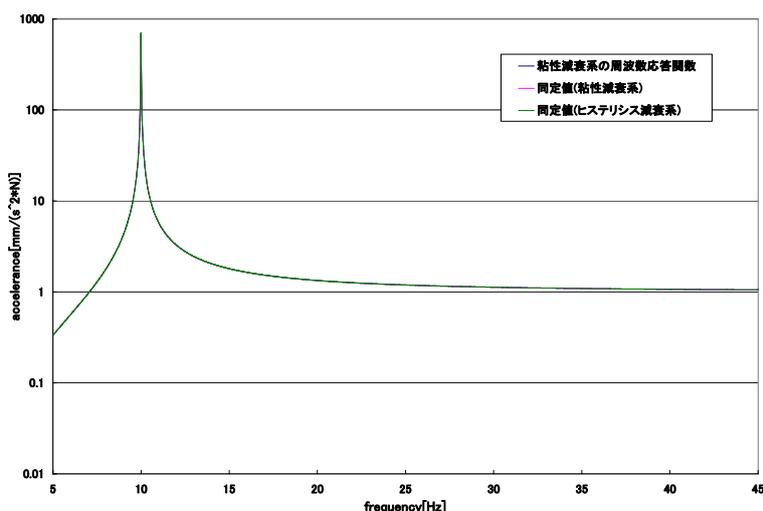


図 2.25 減衰が非常に小さい場合の周波数応答関数(粘性減衰系)における各々の減衰系による同定

図 2.25 のとおりどちらの減衰系の運動方程式も粘性減衰系の波形を正確に捉えていることが理解できる。では、各々の点において差の自乗をプロットし、同定値と原波形との誤差を検証する。その結果は次のとおりである。

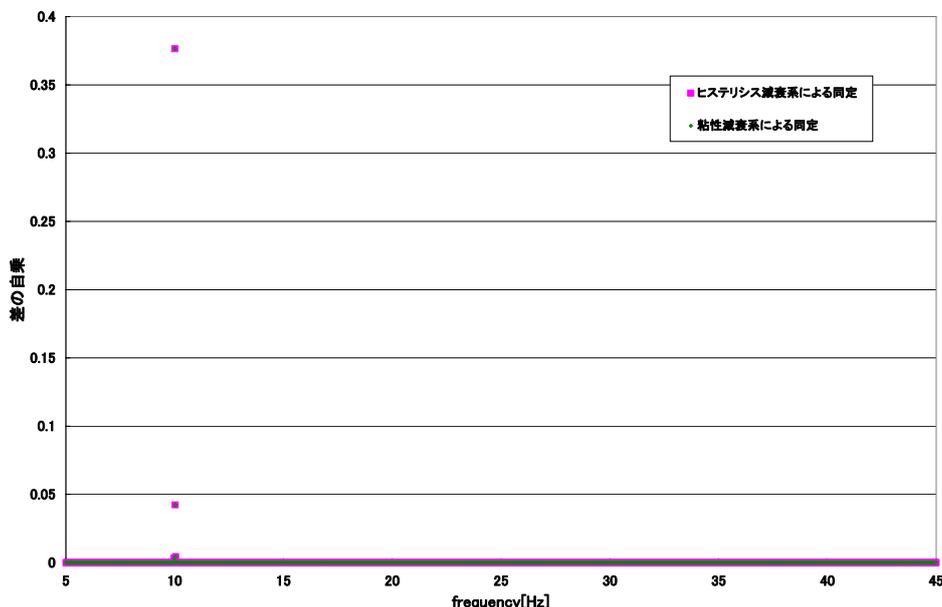


図 2.26 図 2.25 の粘性減衰系の波形におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

上記のとおり、同定値と原波形とのデータのバラツキは同等のものである事が伺える。同様の比較をヒステリシス減衰系の周波数応答関数においても行ったが、同様の結果が得られた。

これらの結果より、減衰比が非常に小さな振動の減衰系の特定は非常に困難である事が理解できる。また、図 2.25 における各々の波形の減衰比は、粘性減衰系 0.083%、ヒステリシス減衰系 0.17%より、同じ波形でも粘性減衰系の方が波形に与える減衰の影響が大きいことが伺える。

以上のことを踏まえ、先ほどヒステリシス減衰系の方が精度の良い同定結果を得られた mp27-5 のデータにおいて、ズーム処理を施し、より詳細に周波数分析をかけ、双方の減衰系により波形の同定を行ったところ、粘性減衰系、ヒステリシス減衰系による同定に関する優劣が現れなくなった。結果を下記に示す。

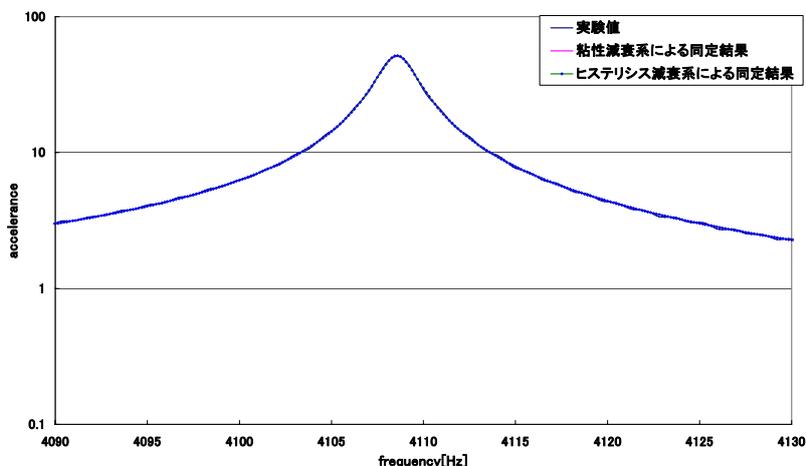


図 2.27 mp27-5 における詳細分析結果とその同定値

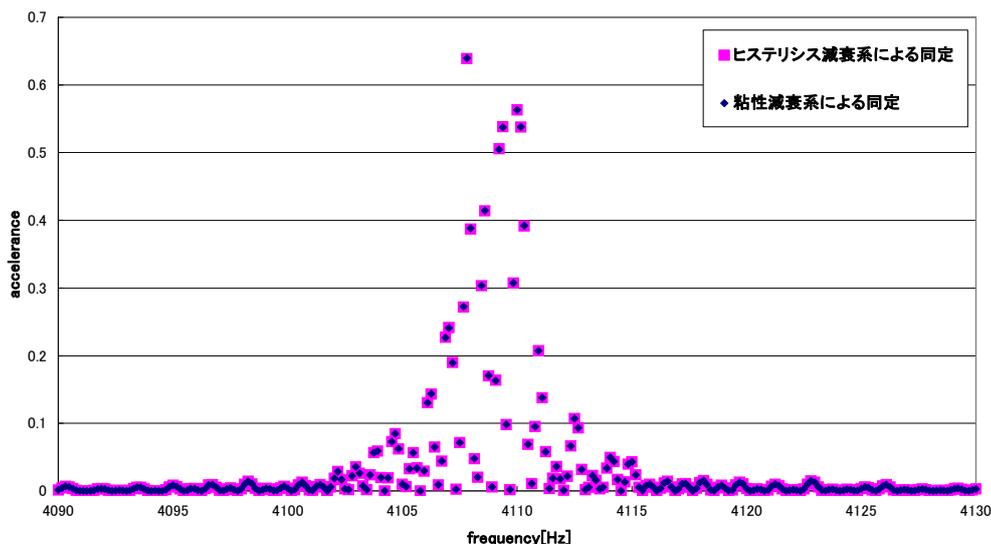


図 2.28 mp27-5 の詳細分析結果におけるそれぞれの減衰系による同定値と実験値のバラツキの比較

上記の 2 つの図のとおり，詳細分析を行った値を再度各々の減衰系によりピークの同定を行ったところ，他のモデル同様減衰系の違いによる，同定値の差の違いは現れなかった．従ってこのモデルにおいても，どちらの減衰系が有効なのかの判定が困難であるという結果になる．

2.5 結論

以上の比較検討より，以下のような結論に至った．

1. アイアンヘッドのような非常に小さい減衰を有する製品の場合，それが有する減衰系の特定は困難である．原因として，減衰が小さい場合波形が同一である為，減衰系の特定が困難である事が考えられる．
2. ヒステリシス減衰と粘性減衰を比較した際，物体の振動に影響を与えやすい減衰は粘性減衰であると考えられる．理由としては，各々の減衰がそれぞれ剛性比例と速度比例の特性を持ち，速度比例の方が振動への減衰が大きいことが考えられる．
3. 上記の 2 つの結論より，現在アイアンヘッドの放射音を予測する『音響・振動シミュレーション』に用いられている，粘性減衰系の運動方程式は，アイアンヘッドにおいて非常に有効であることが伺える．
4. 上記の結果として，固有振動数，固有モードが非常に合っている mx15-5 において，当プログラムを用いて，実験によって得た減衰比を基に表面振動予測を行った．減衰比の同定には，mp27-5 に前章で施したズーム処理を全固有振動数のピークにおいて行うことにより行った．実験値と比較したところ，一致していることが理解できる．詳細は次頁の図になる．
5. 各々のモデルにおいて各減衰系による減衰比の同定を行ったが，同一設計の製品の違いによる製品同士の減衰比の誤差は現れなかった．これも次頁に詳細を示す．

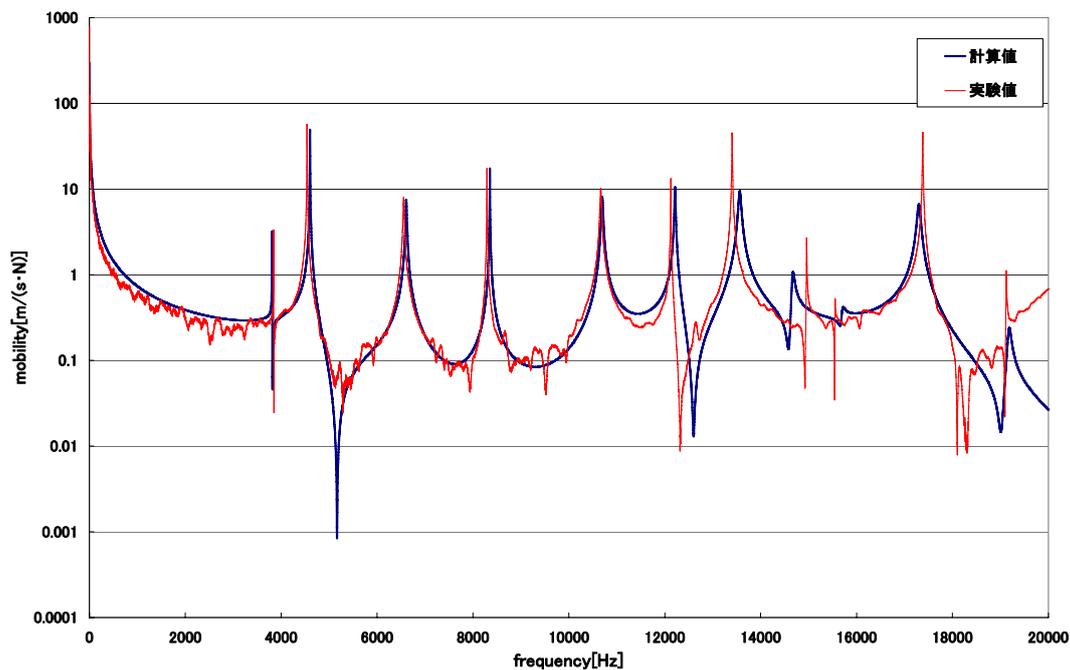


図 2.29 mx15-5 の表面振動における計算値と実験値の比較

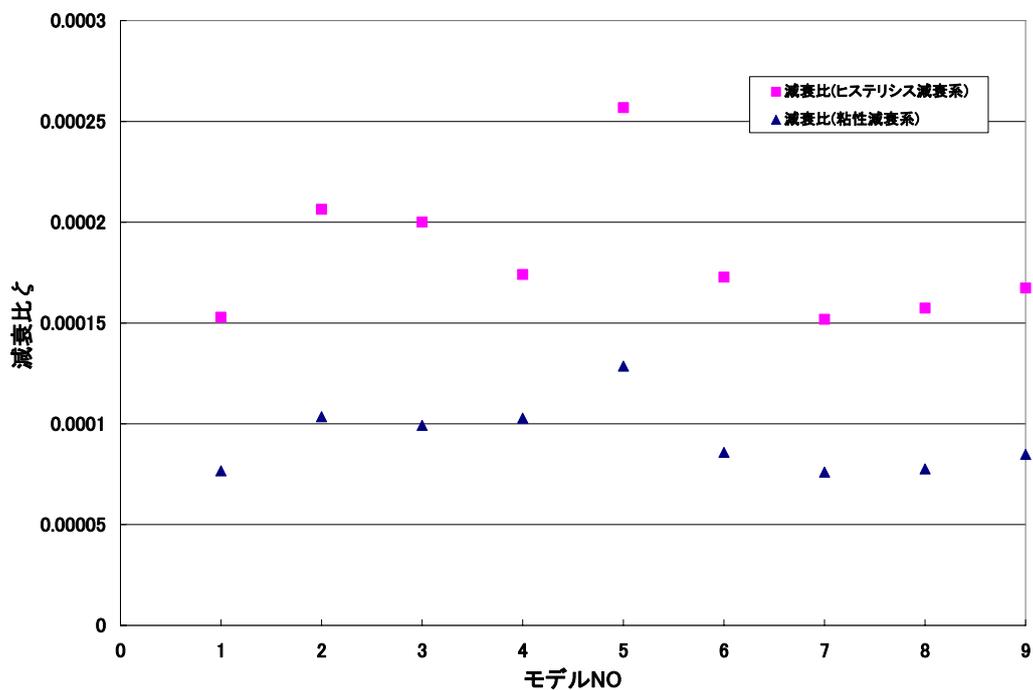


図 2.30 mp37-5 における製品の違いにおける減衰比のバラツキ

3. チタン製中空管モデルを用いた 空洞共鳴を考慮した計算モデルの検討

3. チタン製中空管モデルを用いた 空洞共鳴を考慮した計算モデルの検討

3.1 緒論

本研究はドライバーの打撃音予測における最適な計算モデル作成を目的として行っている。ドライバーヘッドのようなチタン製中空管は、削り出しや鍛造等で一体物として製作されているアイアンヘッド等とは違い、円筒と円板を溶接により接合し製作されている為、実物が設計図どおりに作られていない事が考えられる。その他に、中空構造体内部での空洞共鳴による表面振動への影響が考えられる。

本稿では、チタン製中空管を用いて上記の2つの項目について実験と計算の両面から検証を行い、中空構造体における最適なモデル化を模索した結果を述べる。

3.2 構造/流体連成解析

3.2.1 Body in white 法

流体/構造連成解析に用いる計算理論及び、処理手順を下記に示す。

1. ボックス探索アルゴリズムを使用し、流体自由面とそれに対応する構造面を特定する。
2. 流体自由面と(流体要素に対して垂直なボックス探索によって特定された)構造要素面のリストを対象に、次の処理を行う。
 - a. 流体自由面ごとに面座標系を定める。
 - b. 次の関係を用いて流体要素の各節点の合成圧力 R_i を特定する。

$$R_i = \int_{S_j} N_j dS \quad i = 1, N_{grid} / elem \quad (1)$$

N_j : 任意の節点 S : 面積

- c. (仮想仕事によって決定された)次の式を用いて流体要素の節点に対する単位節点圧あたりの合成圧力 F_i を求める。

$$\{F_i\} = \int_s \{N_j\}^T [N_j] dS \{p_i\} \quad (2)$$

p_i : 単位節点圧

- d. 自由流体面の原点を用いて圧力の中心座標 (X_{pi}, Y_{pi}) を求める。関係は次式になる。

$$X_{pi} = \sum_j^{grids} \frac{F_i}{R_i} (X_j - X_0) \quad (3)$$

$$Y_{pi} = \sum_j^{grids} \frac{F_i}{R_i} (Y_j - Y_0) \quad (4)$$

X_0 : 自由流体面の原点 X_j : 自由流体面の任意の点

- e. 適切なモーメント関係を持つ流体面に対して垂直な単位運動だけを考慮するため、剛体関係を使用し、各構造要素の節点における荷重分布を求める。流体要素に対する各構造要素の垂直投影面積を重み関数として用いる。式は次式になる。

$$\{F_j\} = [W][R]([R]^T[W][R])^{-1} \begin{Bmatrix} R_i \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (5)$$

ここで, $\{F_j\}$ は j 個の各構造要素の節点における荷重分布ベクトル, $[W]$ は重み対角マトリックス, $[R]$ は剛性変換マトリックスである.

- f. 流体要素の各節点についてこの処理を繰り返し, 構造節点における力の合計を求める.
 - g. このアルゴリズムでは, 構造要素が流体に部分的に触れているだけかどうかを気にする必要はない. 常に剛体平衡が必要である.
3. 流体要素とそれに対応する構造要素群について同じ処理を繰り返し, 構造節点における力の合計を求める.

3.2.2 モード寄与率の理論

流体と構造の運動方程式は次の式で表される.

$$\begin{bmatrix} M_s & 0 \\ -A^T & M_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u}_s \\ \ddot{p} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} B_s & 0 \\ 0 & B_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{u}_s \\ \dot{p} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} K_s & A \\ 0 & K_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_s \\ p \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} P_s \\ P_f \end{Bmatrix} \quad (6)$$

ここで,
 M = 質量, B = 減衰, K = 剛性, u = 変位, p = 圧力,
 s = 構造, f = 流体, A = 境界マトリックス, P = 荷重

寄与率は次の式で得られる.

$$\{u_s\} = \{\Phi_s\} \{\xi_s\} \quad (7)$$

$$\{p\} = \{\Phi_f\} \{\xi_f\} \quad (8)$$

ここで, $\{\Phi_s\}$ は非連成・非減衰構造モード, $\{\Phi_f\}$ は非連成・非減衰剛壁音響モード, ベクトル $\{\xi_s\}$ および $\{\xi_f\}$ はモード振幅である. これらの式を式(6)に代入し, モーダルマトリックスを左から掛けると, 次の式を得る.

$$\begin{bmatrix} \Phi_s^T M \Phi_s & 0 \\ -\Phi_f^T A^T \Phi_s & \Phi_f^T M \Phi_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\xi}_s \\ \ddot{\xi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_s^T B \Phi_s & 0 \\ 0 & \Phi_f^T B \Phi_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\xi}_s \\ \dot{\xi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_s^T K \Phi_s & \Phi_s^T A^T \Phi_f \\ 0 & \Phi_f^T K \Phi_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \xi_s \\ \xi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Phi_s^T P_s \\ \Phi_f^T P_f \end{Bmatrix} \quad (9)$$

または,

$$\begin{bmatrix} m_s & 0 \\ -a^T & m_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\xi}_s \\ \ddot{\xi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} b_s & 0 \\ 0 & b_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\xi}_s \\ \dot{\xi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} k_s & a \\ 0 & k_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \xi_s \\ \xi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q_s \\ Q_f \end{Bmatrix} \quad (10)$$

次の調和加振周波数 ω を定義する.

$$\begin{Bmatrix} \dot{\xi} \\ \xi \end{Bmatrix} = i\omega e^{i\omega t} \quad (11)$$

$$\begin{Bmatrix} \ddot{\xi} \\ \dot{\xi} \end{Bmatrix} = -\omega^2 e^{i\omega t} \quad (12)$$

式(10)の下之行より, 次の式を得る.

$$\omega^2 [a]^T \{\xi_s\} + [-\omega^2 [m_f] + i\omega [b_f] + [k_f]] \{\xi_f\} = \{Q_f\} \quad (13)$$

$[Z_2]$ を次のように定義する.

$$[Z_2] = [-\omega^2 [m_f] + i\omega [b_f] + [k_f]]^{-1} \quad (14)$$

すると,

$$\{\xi_f\} = -\omega^2 [Z_2] [a]^T \{\xi_s\} + [Z_2] \{Q_f\} \quad (15)$$

流体モード寄与率は次のように定義する.

$$[P_f] = [\Phi_f] \{[\xi_f]\} \quad (16)$$

ここで, $\{[\xi_f]\}$ は加振周波数あたりの流体モード振幅の対角ベクトルである. 構造モード寄与率は次のように定義される.

$$[P_s] = -\omega^2 [\Phi_f] [Z_2] [a]^T \{[\xi_s]\} \quad (17)$$

ここで, $\{[\xi_s]\}$ は加振周波数あたりの構造モード振幅の対角化ベクトルである. 流体荷重寄与率は次のように定義される.

$$[P_f] = [\Phi_f] [Z_2] \{Q_f\} \quad (18)$$

流体/構造パネル寄与率は次のように定義される.

$$[P_p] = -\omega^2 [\Phi_f] [Z_2] [\Phi_f]^T [A]_{panel}^T [\Phi_s] \{[\xi_s]\} \quad (19)$$

流体/構造パネル/節点寄与率は次のように定義される.

$$[P_s] = -\omega^2 [\Phi_f] [Z_2] [\Phi_f]^T \{[A_b^T]\} [\Phi_s] \{[\xi_s]\} \quad (20)$$

ここで, $\{[A_b^T]\}$ はパネル節点 i の b 番目の境界パネルから抽出した列, $[\Phi_s]$ はパネル節点 i に対応する構造モーダルマトリクスの行である.

3.2.3 計算モデル概要

下記に計算に用いたモデルの概要を示す.

図3.1,3.2は今回, 計算に使用したモデルである. このモデルは, 赤く示された円板と青い半円筒, これらを部品とする中空管により包まれた水色の空気より構成される. 円板, 半円筒はそれぞれ厚さ一様の shell 要素で定義し, 実物は溶接で接合されている部品同士の接合部は, 接点共有で表現している. 空気は solid 要素で定義している.

チタンモデルの板厚はそれぞれ円板部 3.2mm, 半円筒部は 1.5mm, 物性値は, 円板部に 6-4 合金チタンを用い, 半円筒部に工業用純チタンを用いている. 中空管の特性は実際のモデルを基に作成した.

構造体である中空管と, 流体である空気の境界面の設定について次に示す.

1. 剛体壁の容器内にある流体の固有値を求めるため流体の壁面に対しては何の設定もしません(剛体壁として扱われる). また, ACMODL カード⁽⁵⁾を用いて, 流体・構造の連成を定義する.
2. 流体に自由表面部分が存在し, それを表現する場合, バネ剛性の定義が必要ですが, 流体部分に直接荷重をかけることができない為, 流体の自由表面上に無視できる程の非常に小さいシェル要素を定義し, これに重力に相当するバネ要素を定義します.

3. 2におけるバネ剛性の数値は、下記の式より導出した。

$$k = A \times \rho \times g$$

A:節点に対応する面積, ρ :流体密度, g:重力加速度

本検討に用いた下記のモデルにおいては、流体に自由表面が存在しない為、上記のようなバネ剛性の定義は必要ない。

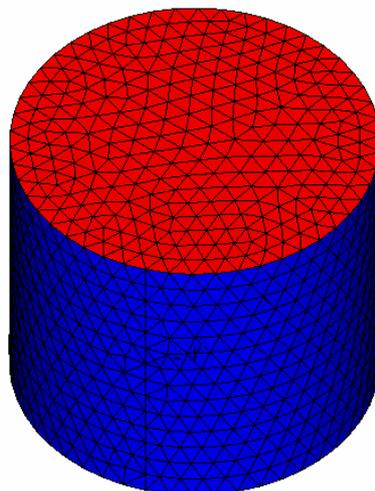


図 3.1 計算モデル全体図

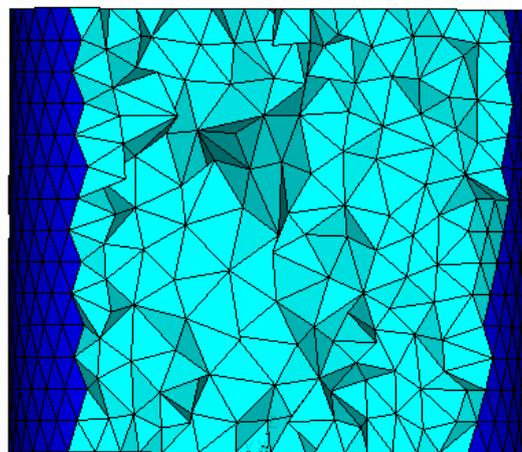


図 3.2 計算モデル内部切抜き詳細図

構造部（赤，青）三角形板要素， 接点数 4838， 要素数 2418
空気部（水色）四面体立体要素， 接点数 19881， 要素数 11815

3.3. 実験

実験装置を図 3.3 に示す。実験は図左中央部に細い糸で 4 方向よりチタンモデルを吊るし、インパルスハンマで加振を行い、応答をレーザードップラー振動計により測定する。レーザードッ

第3章 チタン製中空管モデルを用いた空洞共鳴を考慮した計算モデルの検討

プレー振動計は、加速度ピックアップ接着による中空管の薄板表面の振動への影響を考慮し、より高精度な振動測定の為、使用した。また、正確なインパクト加振を行う為、図 3.3 のようにハンマを写真のような治具で固定し、ハンマ先端を弾く事により打撃加振を行った。これらの手法により、実験精度向上を図った。実験では、表面振動における内部空気の空洞共鳴による影響を測る為、図 3.4 のような加振点、応答点位置方向を設定し、実験を行った。

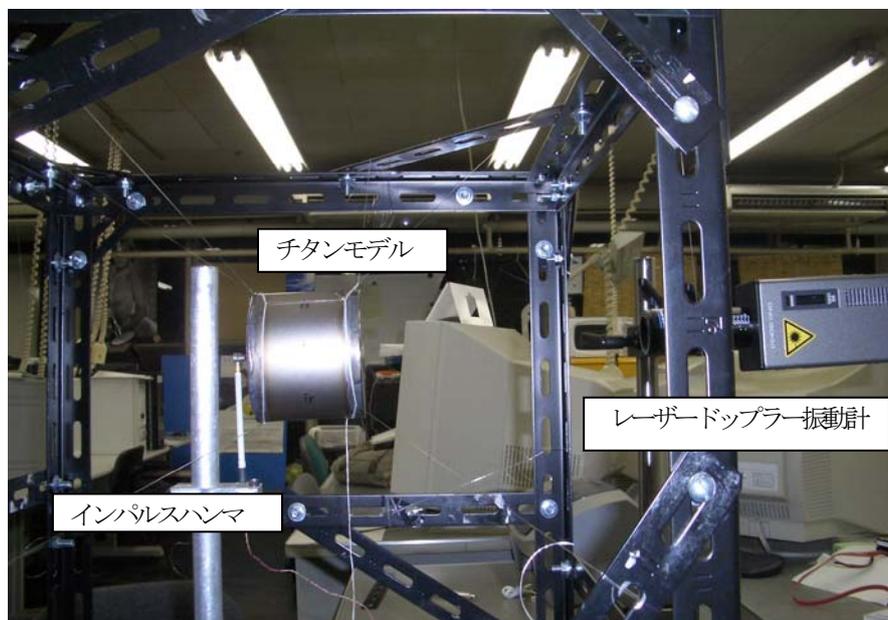


図 3.3 実験装置

上記に示してある実験器具(インパルスハンマ、レーザードップラー振動計)は、2章の表 2.1 に示してあるものと同一のものである。

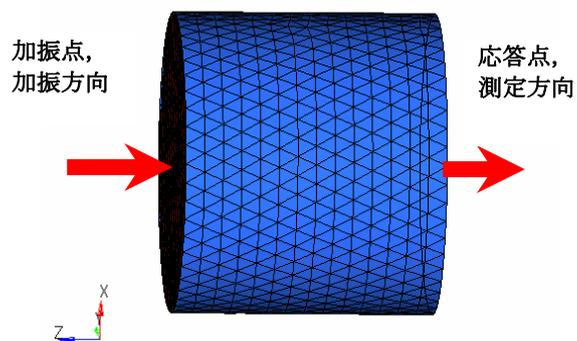


図 3.4 計算、実験における比較した表面振動データの加振点、応答点位置と方向
下記に本研究に用いたチタン製中空管を示す。



図 3.5 チタン製中空管

次にチタン製中空構造体の詳細図を示す。

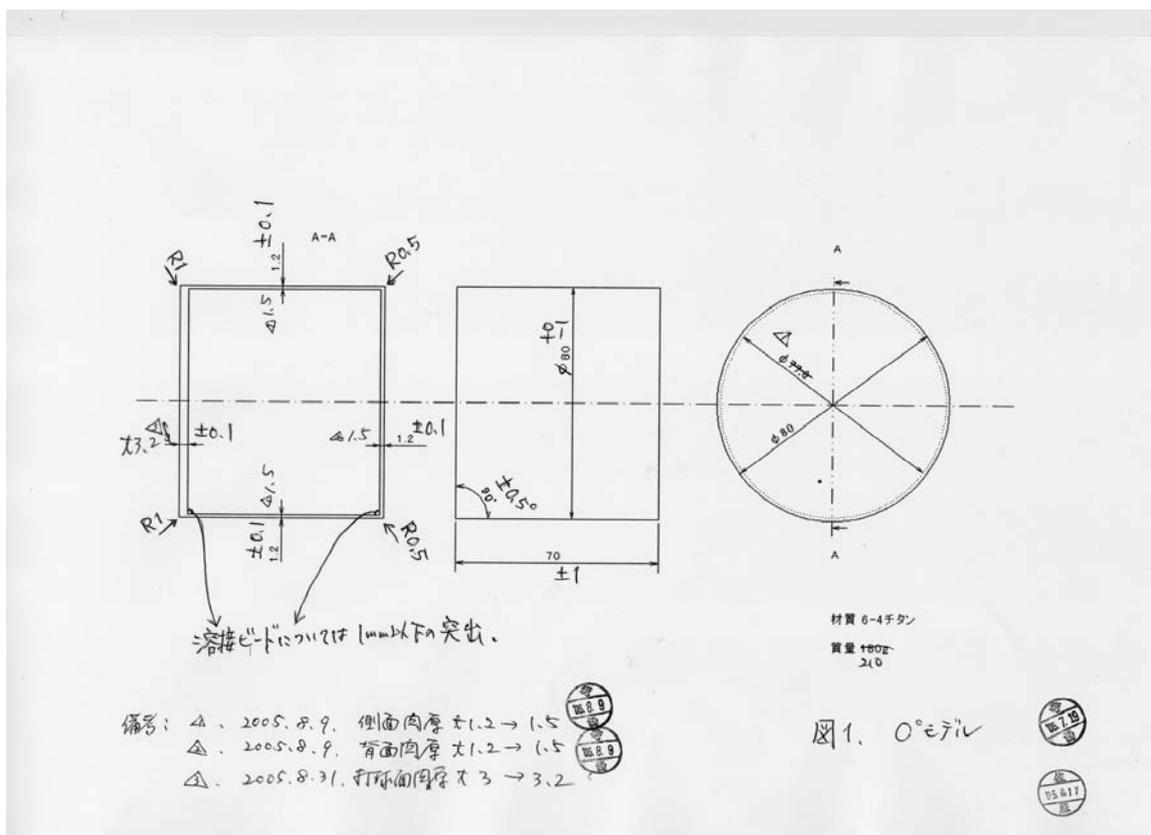


図 3.6 チタン製中空管詳細図

上記中空構造体の材質は、
 厚さ 3.2mm 円板部
 それ以外の 1.5mm 厚の板

6-4 チタン合金
 純チタン

3.4 比較と考察

図 3.7 は、本稿で用いた流体/構造連成モデルと従来の構造のみのモデルの周波数応答解析による表面振動を比較したグラフである。表面振動を計算する上で設定した加振点、応答点は図 3.4 のとおりである。内部の空気による表面振動への影響を解析する為、上記のような設定で比較を行った。青い太線が従来モデルによる結果、赤い線が流体/構造連成モデルによる結果である。

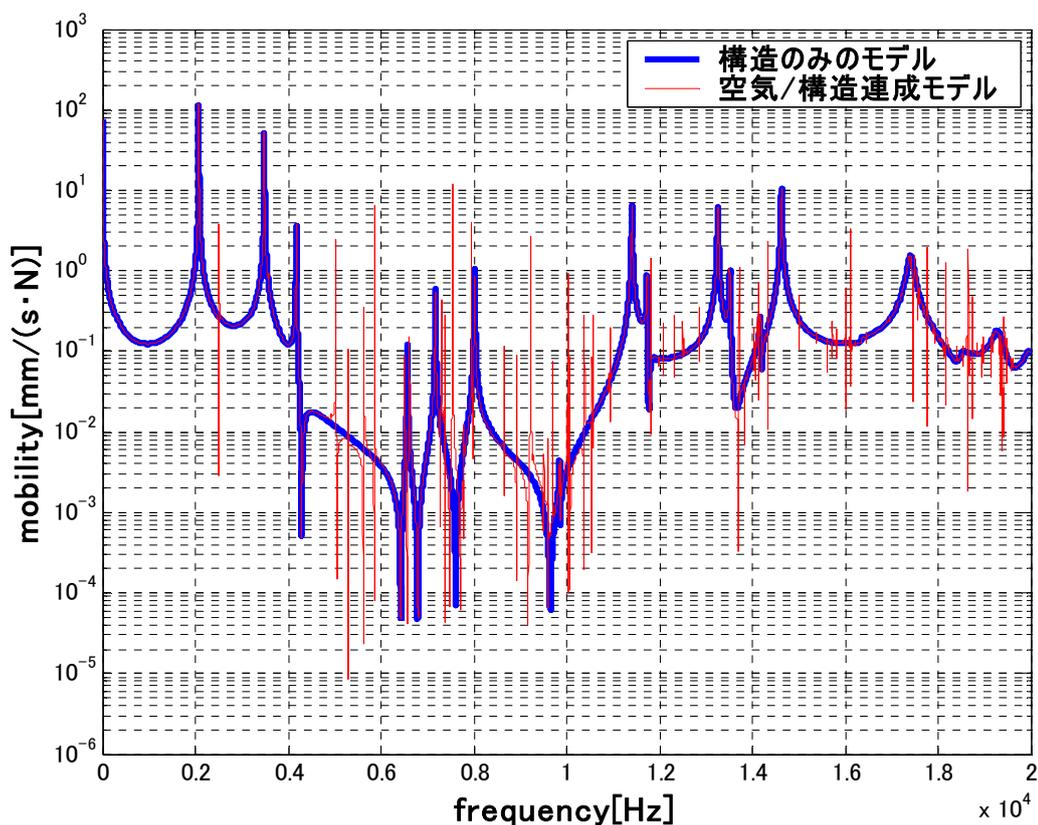


図 3.7 解析手法の相違によるそれぞれのモデルより導出される表面振動の結果

図 3.7 より、従来のモデルと空気が内部に込められたモデルでは、周波数応答関数の波形に違いが出ている。この、従来のモデルの周波数応答関数では現れなかったピークが空気による表面振動への影響ではないかと考えられる。しかし、構造体のみの固有振動数によるピークの位置、形は、双方のモデルにおいて一致しており、内部の空気により本来構造体をもつ振動特性が大きく変わるとはならないと考えられる。

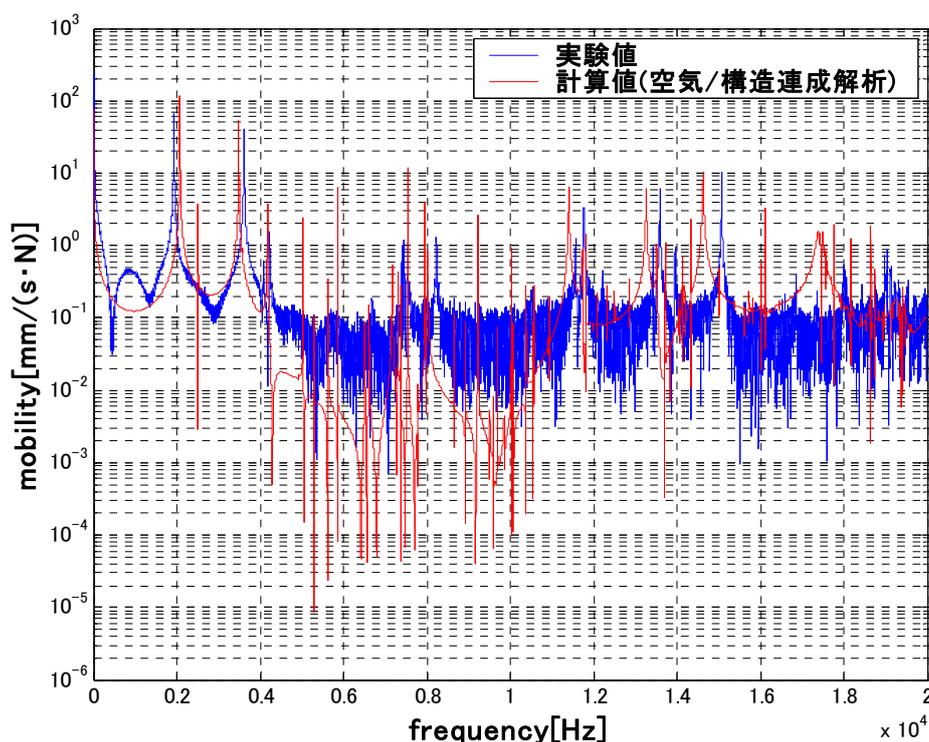


図 3.8 表面振動における実験と計算の比較

図 3.8 は、本稿で用いた流体/構造連成モデルによる表面振動と、実験により測定された表面振動の結果の比較である。この図の表面振動は、図 3.4 の箇所を加振点、応答点として測定されたものである。

計算では出ている内部の空気の影響による表面振動のピークは、実験では測定されていない。原因としては、計算モデルにおいて内部の空気のみをモデル化した為、小さな内部の空気による構造体への影響が計算上で大きく表現されたのではないかと考えられる。

従って、このようなチタン製中空管において空洞共鳴による表面振動への影響が非常に小さいという結果になる。よって、チタン製の中空構造体においても、従来どおりの構造体の固有値を基に構造体表面の振動のみを計算し、音を作成する放射音予測プログラムの方が有効であると考えられる。

また、本手法は、より実用的なドライバーヘッドにおいても、本研究で用いた中空管と同じ材質である為有効であると考えられる。

3.5 結論

以上の検討より，本研究においては以下のような結論に至る．

1. 中空管円筒における空洞共鳴による円筒表面の振動に対する影響は、解析上では確認する事が出来たが、実験データとの比較の結果、空気による影響は実験からは得られなかった。
2. 1より、ドライバーヘッド等中空構造体の打球音予測においては、計算において空気を考慮したモデルの作成は必要ではないと結論に至った。
3. これらの結果より、実物を再現した精度の高い計算モデルの作成が求められる。それは、ヘッドを構成する様々な部品の接合部、個々の部品の細かい板圧、物性値の再現等である。
4. 今後、ドライバーヘッドのような複雑な構造体の打球音予測においては、精度の良い実物のモデル化が重要になる為、モデル化手法の向上が必須であると考えられる。

4. 音響シミュレーションプログラム

4. 音響シミュレーションプログラム

4.1 計算理論

4.1.1 表面振動速度

構造体の固有値解析には、市販の有限要素法⁽¹⁾を用いている。放射音を計算するためには、表面の接点ほとんどの振動速度を算出する必要があるが、プログラム上の問題もあり、ハードディスク容量が膨大に必要になり、実際的ではない。そこで、固有値解析から算出されるモード特性を出力し、モード解析理論⁽²⁾より表面の振動速度を算出する。

まず、N自由度系における強制振動の運動方程式を一般的に表現すると

$$[M]\{\ddot{x}\} + [C]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = \{f\} \quad (1)$$

この式の減衰[C]を0として、不減衰系の自由振動とすると、

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = \{0\} \quad (2)$$

N自由度不減衰系がr次の固有モード Ω_r で自由振動しているときの変位と加速度は

$$\{x\} = \{\phi_r\}e^{j\Omega_r t}, \quad \{\dot{x}\} = -\Omega_r^2 \{\phi_r\}e^{j\Omega_r t} \quad (3)$$

これらを式(2)に代入して両辺を $e^{j\Omega_r t}$ で割ると

$$(-\Omega_r^2[M] + [K])\{\phi_r\} = \{0\} \quad (4)$$

Ω_r , [M], [K]は固有値および固有ベクトルであるため、この方程式を解くことができ、この方程式の解 $\{\phi_r\}$ がr次の固有モードとなる。

ここで、空間座標で表現するN自由度系の任意の変位 $\{x\}$ を、N次元モード座標を用いて表現すると次の式になる。

$$\begin{aligned} \{x\} &= \xi_1 \{\phi_1\} + \xi_2 \{\phi_2\} + \cdots + \xi_r \{\phi_r\} + \cdots + \xi_N \{\phi_N\} \\ &= \sum_{r=1}^N \xi_r \{\phi_r\} \\ &= [\{\phi_1\} \{\phi_2\} \cdots \{\phi_1\} \cdots \{\phi_1\}] \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_r \\ \vdots \\ \xi_N \end{Bmatrix} = [\phi] \{\xi\} \end{aligned} \quad (5)$$

これを用いて、式(1)を空間座標からモード座標に変換すると速度と加速度は、

$$\{\dot{x}\} = \sum_{l=1}^N \dot{\xi}_l \{\phi_l\}, \quad \{\ddot{x}\} = \sum_{l=1}^N \ddot{\xi}_l \{\phi_l\} \quad (6)$$

式(5)の添字 r を 1 にした式と式(6)を式(1)に代入し、前から r 次の固有モード $\{\phi_r\}$ の転置を乗じれば、

$$\sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [M] \{\phi_l\} \ddot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [C] \{\phi_l\} \dot{\xi}_l + \sum_{l=1}^N \{\phi_r\}^T [K] \{\phi_l\} \xi_l = \{\phi_r\}^T \{f\} \quad (7)$$

上式の $r \neq l$ の全項は、固有モードの一般直交性により零になり、 $l = r$ の項だけ残り、その値は m_r, c_r, k_r になる。したがって、式(7)は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \{\phi_r\}^T \{f\} = f_r \quad (8)$$

これより、比例粘性減衰の仮定下で点 i に角振動数 ω 、振幅 F_i の調和加振力が作用し、他の点には外力が作用しない場合、外力ベクトル $\{f\}$ は i 行目が $F_i e^{j\omega t}$ で他の項が零になる。従って、固有モード $\{\phi_r\}^T$ も ϕ_{ri} のみになる。ここで、 j は虚数、 t は時間変数である。よって、この場合の運動方程式は

$$m_r \ddot{\xi}_r + c_r \dot{\xi}_r + k_r \xi_r = \phi_{ri} F_i e^{j\omega t} \quad (9)$$

ここで、調和加振力が作用する場合の変位を調和波形で表現できるとすれば、 $\dot{\xi}_r = j\omega \xi_r$ 、 $\ddot{\xi}_r = -\omega^2 \xi_r$ である。これらを式(9)に代入して変形すると

$$\xi_r = \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} e^{j\omega t} \quad (10)$$

式(10)により、角振動数 ω の調和加振力に対する変位がモード座標上で求められた。次に、空間座標上での変位を求めるために式(5)に式(10)を代入すると

$$\{x\} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} \{\phi_r\} e^{j\omega t} \quad (11)$$

したがって、調和加振力が作用するときの空間座標上での全点(自由度)の変位が式(11)であることより、表面速度は以下のとおりになる。

$$\{\dot{x}\} = \sum_{r=1}^N \frac{\phi_{ri} F_i}{-m_r \omega^2 + j c_r \omega + k_r} \{\phi_r\} j\omega e^{j\omega t} \quad (12)$$

$\{\phi_r\}, \phi_{ri}$: r 次固有モードベクトル, その i 行目成分

m_r, c_r, k_r : r 次のモード質量, モード減衰係数, モード剛性

式(12)は点 i に調和加振力が作用するときの全点(自由度)の応答を示す。このうち点 1 の応答だけを取り出して

$$x_j = X_j e^{j\omega t} \quad (13)$$

とおけば、

$$X_i(W) = \left(\sum_{r=1}^N \frac{\Phi_{ri} \Phi_{ri}}{-m_r W^2 + j c_r W + k_r} \right) F_i \quad (14)$$

となる。この応答を速度に直すので、

$$\zeta_j = j\omega \times X_i e^{j\omega t} \quad (15)$$

より、次のような式になる。

$$\zeta_i(W) = j\omega \times \left(\sum_{r=1}^N \frac{\Phi_{ri} \Phi_{ri}}{-m_r W^2 + j c_r W + k_r} \right) F_i \quad (16)$$

4.1.2 速度ポテンシャル

図4.3のように、振動板上の微小面積 ds の部分が、振動速度

$$\dot{\zeta} = \dot{\zeta}_0 e^{j\omega t} \quad (17)$$

で振動しているとき、 ds 部分を点音源と考えると、この点音源の強さ A_0 は、

$$A_0 = \dot{\zeta}_0 ds \quad (18)$$

と表される。したがってこの微小面積の振動による P 点での速度ポテンシャルは

$$d\Phi = \frac{\dot{\zeta}_0 ds}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (19)$$

となるから、面積 S の振動板によって P 点に生じる速度ポテンシャル Φ は、

$$\Phi = \frac{1}{2\pi} \iint_s \frac{\dot{\zeta}_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} ds \quad (20)$$

r : ds と点 P 間の距離

k : 波数, $2\pi/\text{波長}$

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \iint_s \frac{\dot{\zeta}_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} dS \quad (21)$$

音圧 p は、

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (22)$$

ρ : 表面振動が伝わる空間の媒質の密度

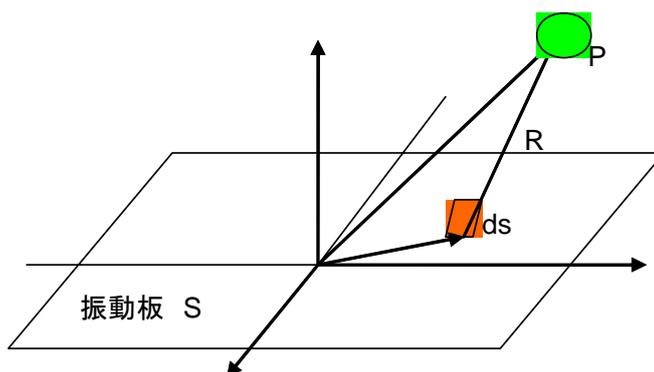


図 4.1 振動板の微小面積要素からの音の放射

上記に示した音圧の計算を、本稿のプログラムでは周波数領域にて行っている。プログラム上では式(10)～式(21)の $e^{j\omega t}$ を省略し、各振動数 ω を変数として計算を行っている。次に、実際に耳で聞く音を発生させるために、離散逆フーリエ変換を使用して周波数領域の信号を時間領域信号に変換する。離散逆フーリエ変換の式を次に示す。

4.1.3 離散逆フーリエ変換

連続時間歴波形 $x(t)$ を基本周期が標本化時間 T に一致する繰り返し波形と仮定し、標本化間隔 τ 毎に標本化された N 個の離散値によって表現されているとすると、この波は

$$x(t) = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{j\omega t} \tag{23}$$

と表現され、ここで

$$\omega = 2\pi / T = 2\pi / (N\tau) \tag{24}$$

式(23)は離散データに適用する有限フーリエ級数であるから、 $t=0, \tau, 2\tau, \dots, k\tau, \dots, (N-1)\tau$ の N 個の飛び飛びの時刻にだけ成立する。そこで、 $x(k\tau) = x_k$ と書く。また、式(18)より

$$e^{-j\omega\tau} = e^{-j2\pi/N} = p \tag{25}$$

とおく。さらに、 $x(t)$ と $e^{j\omega t}$ のこれらの時刻 $t=k\tau$ ($k=0 \sim N-1$) における値を縦に並べた列ベクトルを次のように定義する。

$$\{x\} = \begin{Bmatrix} x_0 \\ \vdots \\ x_k \\ \vdots \\ x_{N-1} \end{Bmatrix}, \{e_0\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{Bmatrix}, \dots, \{e_i\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-i} \\ \vdots \\ p^{-ki} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)i} \end{Bmatrix}, \dots, \{e_{N-1}\} = \begin{Bmatrix} 1 \\ p^{-(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-k(N-1)} \\ \vdots \\ p^{-(N-1)^2} \end{Bmatrix} \tag{26}$$

式(26)を用いて、時刻 $t=k\tau$ ($k=0 \sim N-1$) における式(17)を表現すると

$$\{x\} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i \{e_i\} \tag{27}$$

式(27)の各項は、式(24), (25)より

$$x_k = \sum_{i=0}^{N-1} X_i p^{-ki} = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{j(2\pi/N)ki} \quad (k=0 \sim N-1) \quad (28)$$

この式が、周波数スペクトル離散値 $X_i (i=0 \sim N-1)$ がデータとして与えられたときに、時間歴離散値 $x_k (k=0 \sim N-1)$ を求める式である。

上記で紹介した計算理論を基に、FORTRAN で作成された音響シミュレーションプログラムのフローチャートを次に示す。これは、市販の有限要素法プログラム⁽¹⁾によって計算した固有値データを用い、各要素の表面速度、速度ポテンシャルを計算し、音圧を求めるものである。

4.1.4 音響シミュレーションプログラム

下記に音響シミュレーションプログラムのフローチャートを示す。

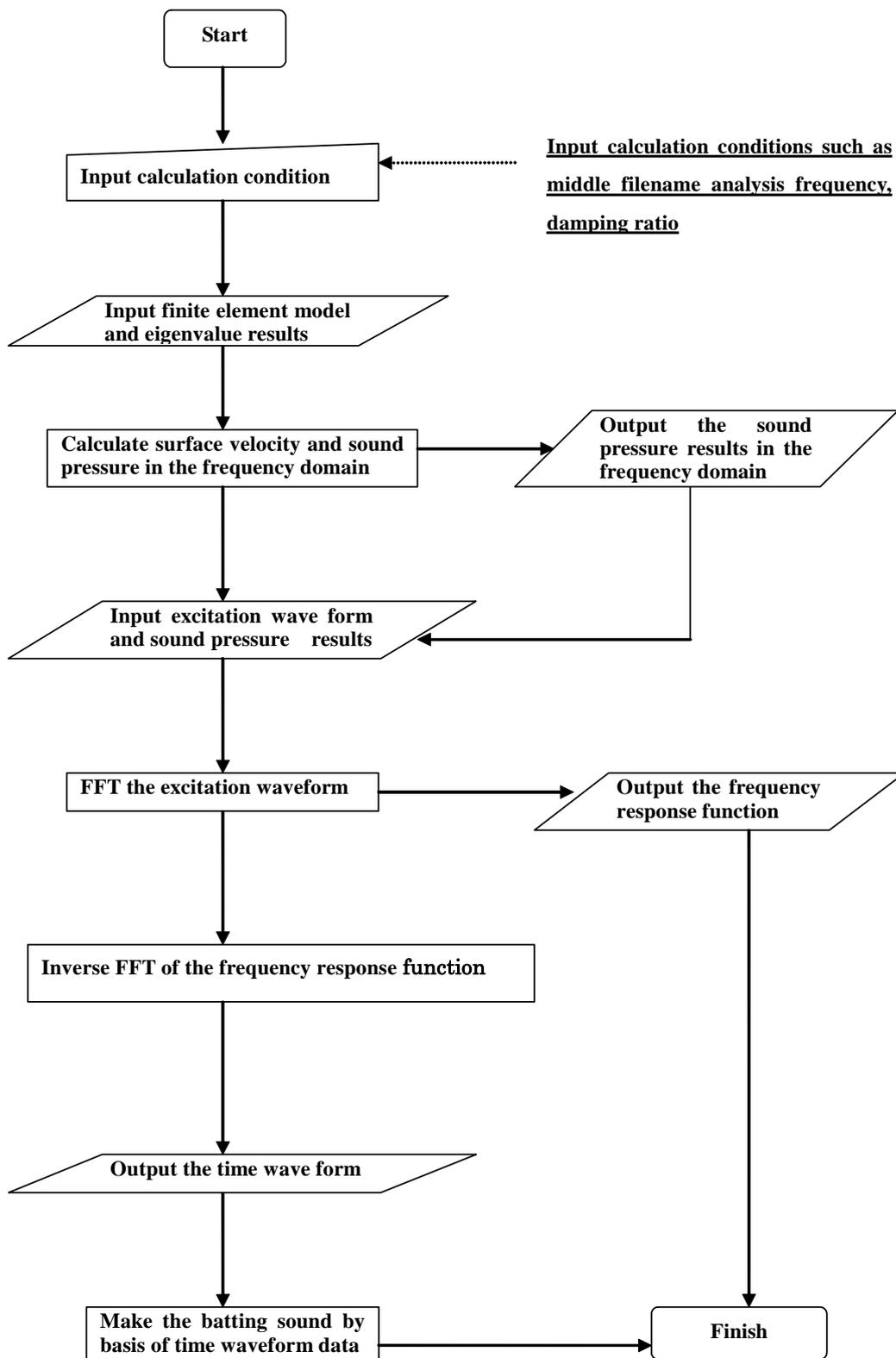


図 4.2 音響シミュレーションプログラムのフローチャート

4.2 音響シミュレーションプログラムによる計算手順

4.2.1 計算方法

音響シミュレーションプログラムは、calcmid と calcrep という二つのプログラムで構成しており、calcmid では理論モード解析で得られたモード特性より周波数応答関数を計算する。これは、上記のフローチャートの calculate surface velocity and sound pressure in frequency domain までである。

calcrep ではその結果に加振波形を加えた周波数応答関数を計算、出力している。その後、得られた周波数応答関数を逆FFTした時間波形の計算、出力を行なう。計算ではサンプリング周波数を40000Hz、サンプリング点数を16384と設定している。下記に各々のプログラムにおける計算の手順を示す。

4.2.2 Calcmidでの計算手順

1. まず計算条件を入力する。計算条件として、減衰比、加振点、聞く位置の座標、気温、解析周波数、形状file名、固有値file名、中間fileなどを入力する。
2. 1で指定した形状file(.nas file)を読み込む。ここでは要素番号、接点番号、座標を読み込みプログラム上のメモリーに記憶させる。
3. 形状fileを読み込んだら、各要素の面積、聞く位置までの距離、方向余弦を計算する。
4. 次に固有値file(.f06 file)を読み込む。
5. 各要素の表面速度、速度ポテンシャルを計算し、微分し音圧を計算する。
6. そして周波数応答関数として出力する。しかしここでは加振波形を加えていないので加えた力は、すべて1(Kgf)となっている。すなわち周波数[Hz]、音圧[Pa/Kgf]である。

4.2.3 Calcrepでの計算手順

1. 計算条件として中間file名、加振波形fileを指定する。
2. Calcmidで出力された中間fileを読み込む。
3. 加振波形を読み込む。
4. 加振波形FFTし中間fileとともに周波数応答関数を計算し、出力を行なう。
5. 計算した周波数応答関数を逆FFTし時間波形を求め出力を行なう。

以上が音響シミュレーションプログラムの流れである。

5 ドライバーヘッドにおける実用性の検討

5 ドライバーヘッドにおける実用性の検討

5.1 緒論

本研究での最終的な目的は、『心地良い音のするドライバーヘッドを設計段階で予測する』である。現在までに、アイアンヘッド、チタン製中空管において実用性の検証を行ってきた。その結果様々な事が解明されてきた。その中でドライバーヘッドのようなチタン製中空構造体の打球音予測においては、前章で述べたとおり、内部空気の空洞共鳴による表面振動への影響が見られなかった事より、従来どおりの構造体のみ計算モデルで行う事とした。

5.2 検討手法

本章では、2種類のドライバーヘッドを用いた打球音予測、実験との比較検討結果を示す。検討手法としては、計算と実験により得た、モード特性(固有振動数, 固有モード, 減衰比), 表面振動, 音圧, 耳で聞こえる音において、それぞれ比較検討を行う。手法の概略図を下記に示す

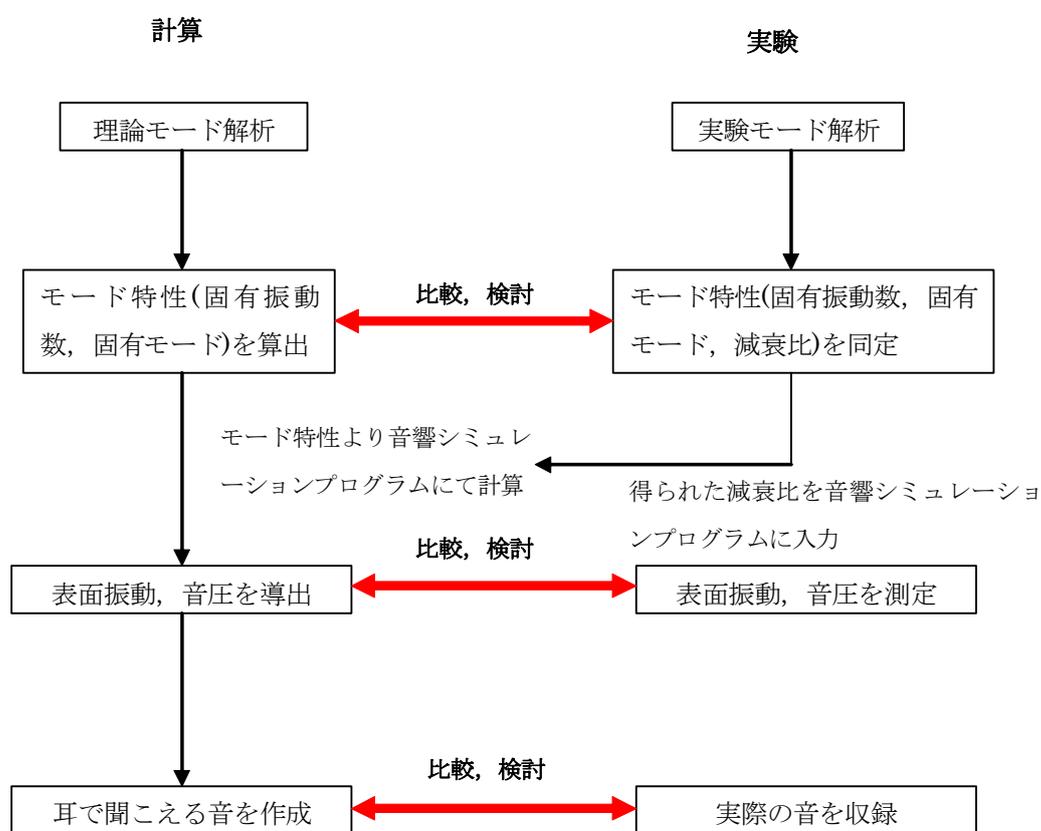


図 5.1 検討手法の概略図

5.3 本検討に用いたモデルの概要

下記に本研究に用いたドライバーヘッドの詳細を示す。用いたモデルは jpxe300, jpxe310 の2種類である。双方のモデルの相違点は、外観ではヘッドのソール部に錘の役割を果たす、パッチの有無、双方のヘッドの写真を図 5.2, 5.3, 材料特性等構造の構成詳細は下記表 5.1, 5.2, 図 5.4, 5.5 に示す。



図 5.2 jpxe310



図 5.3 jpxe300

表 5.1 jpxe310 の材料特性詳細

jpxe310		
部品名	材質	製造方法
フェース(赤)	15-0-3(モリブデン15%-アルミニウム3% チタン合金βタイプ)	鍛造
クラウン(青)	15-3-3-3(バナジウム15%-スズ3%-クロム3%-アルミニウム3% チタン合金βタイプ)	鍛造
ソール(黄)	KS120	鍛造
シャフト(緑)	純チタン	鍛造
ウェイト	SUS340	鍛造

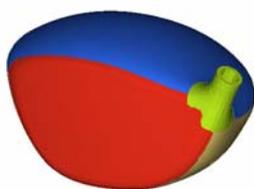


図 5.4 jpxe310 の概略図

表 5.2 jpxe300 の材料特性詳細

jpxe300		
部品名	材質	製造方法
フェース(赤)	15-0-3(モリブデン15%-アルミニウム3% チタン合金βタイプ)	鍛造
クラウン1(青)	15-3-3-3(バナジウム15%-スズ3%-クロム3%-アルミニウム3% チタン合金βタイプ)	鍛造
クラウン2(黄)	KS120	鍛造
ソール(緑)	15-3-3-3(バナジウム15%-スズ3%-クロム3%-アルミニウム3% チタン合金βタイプ)	鍛造
シャフト(橙)	純チタン	鍛造
ウェイト	純チタン	鍛造

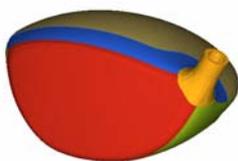


図 5.5 jpxe300 の概略図

前述のドライバーヘッドを構成するそれぞれの部材は、TIG 溶接により組み立て接合されている。

5.4 比較と検討

これより、実験結果と計算結果の比較と検討を行う。検討事項は、固有モード、固有振動数、表面振動、音圧の4項目である。それぞれの項目において、計算結果、実験結果を示す。

5.4.1 固有振動数、固有モードにおける比較

まずは、それぞれのモデルにおける固有振動数の比較を行う。下図は、縦軸に計算による固有振動数、横軸に実験による固有振動数を置き、これらの軸を基に赤い点をプロットし、補助線として実験値を表す45度の実線と実験から±5%の範囲を点線で表し、実験値からの計算値のバラツキを表現した。

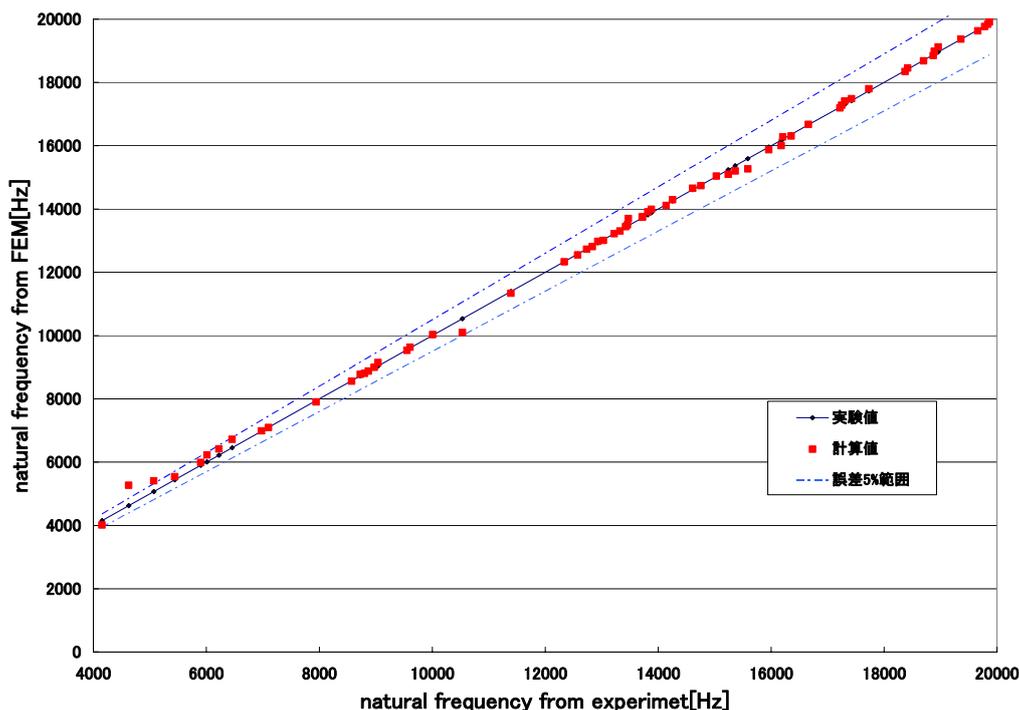


図 5.6 jpxe310 の固有振動数における実験と計算の比較

図 5.6 より、jpxe310 の固有振動数においては実験値、計算値共に一致している事が理解できる。但し、2 次の固有振動数においては 5% の誤差範囲を超えている。原因としては、実物が溶接により部品を接合しているのに対し、計算モデルでは各部品を接点共有で接合している等、双方のモデルに一致しない点がある事が考えられる。この固有振動数においては、モード形状での一致が見られるかどうか今後検討の余地がある。

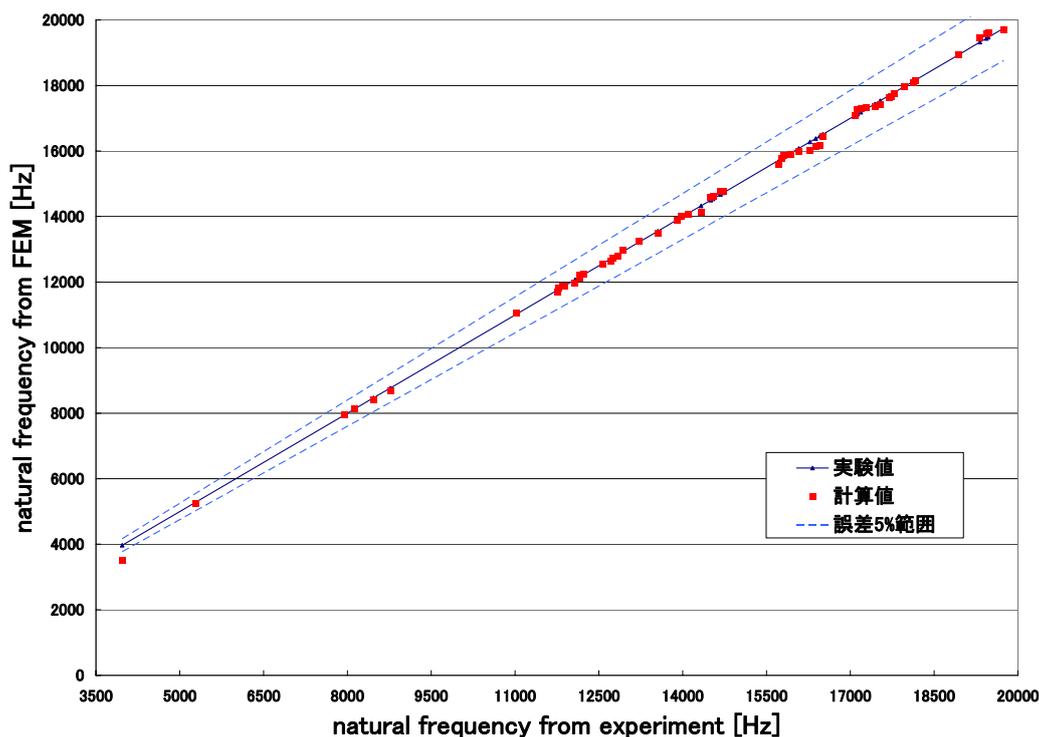


図 5.7 jpxe300 の固有振動数における実験と計算の比較

図 5.7 より、jpxe300 の固有振動数においては一次固有振動数にて 5%の誤差範囲を超える以外は、計算結果は実験結果の 5%誤差範囲内に収まり、計算結果、実験結果共に一致していることが理解できる。

続いて、モード形状による実験と計算の比較を次に示す。

理論モード解析、実験モード解析に用いたモデルは下記のとおりである。

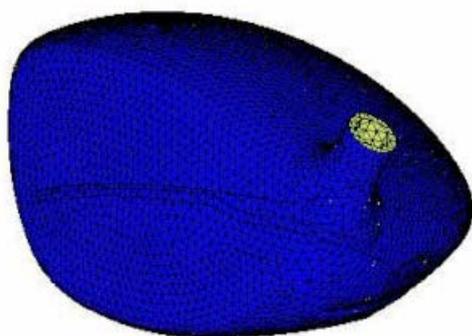


図 5.8 理論モード解析に用いたモデル
 モデルの設定 接点数 72674
 要素数 47893

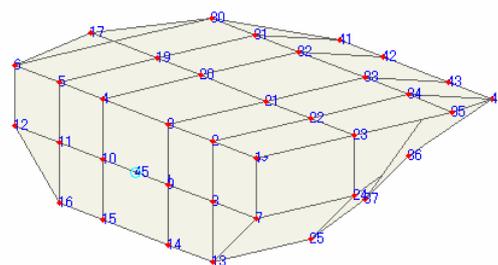


図 5.9 実験モード解析に用いたモデル
 モデルの設定 接点数 44
 要素数 47

まずは、jpxe310 におけるモード形状の比較である。左側の形状が理論モード解析による結果、右側が実験モード解析による結果である。

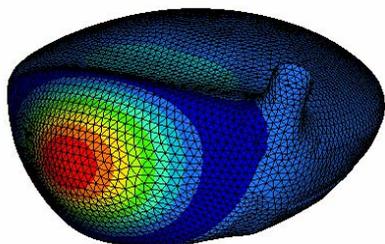


図 5.8 1 次モード形状 4015Hz
(計算値)

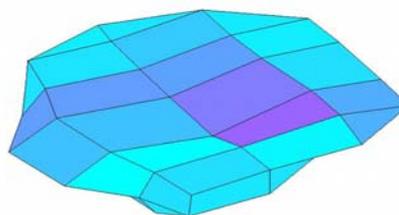


図 5.9 1 次モード形状 4151Hz
(実験値)

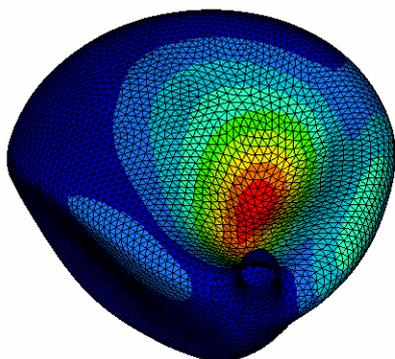


図 5.10 2 次モード形状 5271Hz
(計算値)

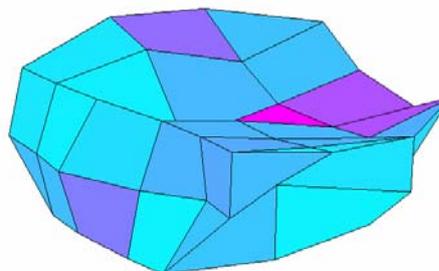


図 5.11 2 次モード形状 4625Hz
(実験値)

図 5.8～図 5.11 に示したとおり，モード形状による計算と実験の比較では1次，2次モード共に一致している。但し，2次の固有振動数においては，図 5.6 において示したとおり大幅にずれている事が分かる。1次モードはヘッドの打撃面とクラウン部が振動するモード形状を示し，2次モードはヘッドのクラウン部のシャフト取り付け部付近が振動するモード形状である。これ以降のモード形状においても比較検討を行った結果，双方の結果において一致が見られた。

続いて jpxe300 におけるモード形状を行う。

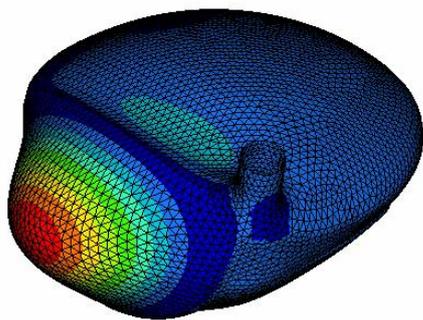


図 5.12 1 次モード形状 3503Hz
(計算値)

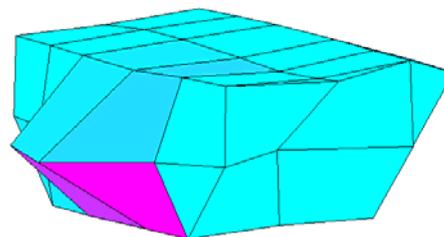


図 5.13 1 次モード形状 3968Hz
(実験値)

まず図 5.7 に示したとおり、固有振動数が大きくずれた 1 次モード形状における実験と計算の比較である。ご覧のとおり、双方の結果においてヘッドのサーフェス部とクラウン部のサーフェス付近が振動するモード形状を示し、モード形状においては一致していることが理解できる。

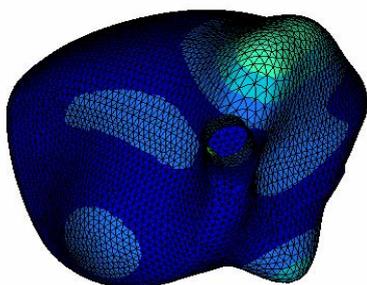


図 5.14 2 次モード形状 5235Hz
(計算値)

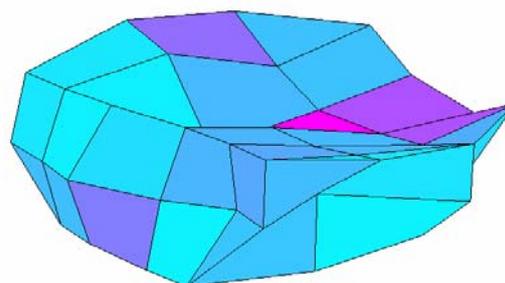


図 5.15 2 次モード形状 5281Hz
(実験値)

上記に示したとおり、2 次モードにおいても計算、実験結果共に一致しており、クラウン部の後方部及び、ソール部の 1 部が振動するモード形状が現れていることがご覧のとおり理解できる。jpxe310 同様、2 次以降のモード形状においても双方の結果の一致が見られた。jpxe310,jpxe300 の双方のモデルにおける高次モードを全て見せると膨大な量になる為、省略する。

5.4.2 表面振動における比較

これより、表面振動における実験と計算の比較を示す。これより示す表面振動のデータは、ヘッドのスイートスポットをインパルスハンマで打撃した際、ヘッドの打撃面の任意の点より測定されたものである。下記の打撃点、測定点を示す。さらに測定風景を示す。図5.17のように軽量の紐でヘッドを吊るし、打撃加振を行った。



図 5.16 加振点及び測定点位置



図 5.17 測定風景

下記に本測定に使用した計測器を示す。

表 5.3 計測器具詳細

名称	メーカー	型式
インパルス・ハンマ	PCB PIEZOTRONICS	084A14
1軸加速度ピックアップ	PCB PIEZOTRONICS	352C22
FFTアナライザ	RION	SA-01
モード解析用シームレスソフト	CATEC	CAT-System



図 5.18.1 インパルスハンマ



図 5.18.2 1 軸加速度ピックアップ



図 5.18.3 FFT アナライザ

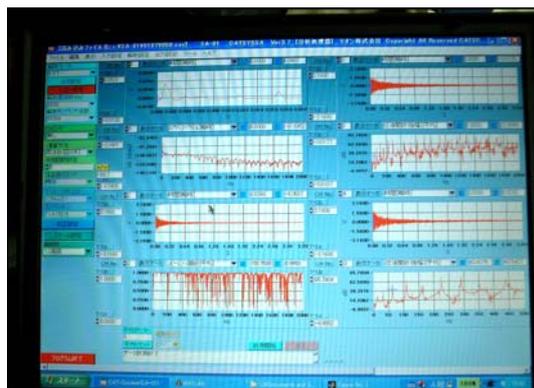


図 5.18.4 モード解析用シームレスソフト

以上の環境にて測定されたデータと、計算値の比較結果を下記に示す。まずは、jpxe310 における比較である。このグラフは、縦軸に表面振動、横軸に周波数を取り、赤い線が計算により導出されたもの、青い線が実験により測定されたものである。

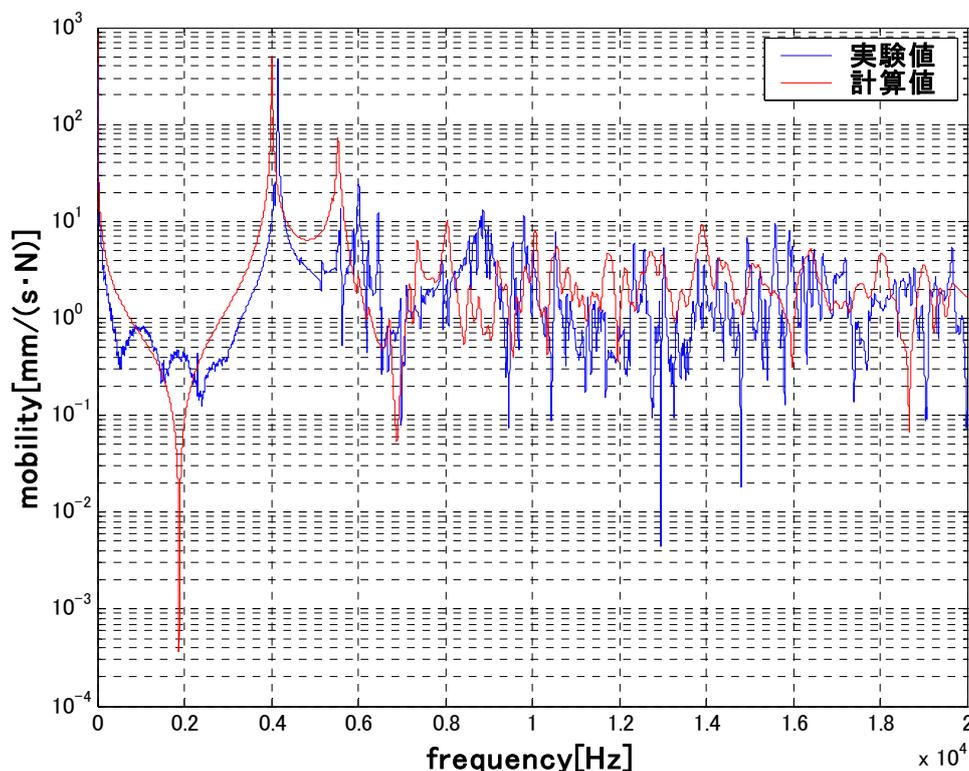


図 5.19 jpxe310 の表面振動における計算と実験の比較

上記のとおり、表面振動のピーク、波形共に計算と実験結果が概ね一致していることが伺える。但し、グラフ上で主要なピークである、4000Hz 付近のピーク 6000Hz 付近のピークの位置、高さが若干違うところが音にどのように影響するか検討の余地がある。8000Hz 以降の周波数において、実験と計算結果の波形、ピークの位置は概ね一致している。但し、8000Hz 以降の表面振動より発生する音はグラフから推測するに前述の2つのピークに比べて小さい為、耳で聞こえる音に影響を与えないと考えられる。なお図 5.6 に示したとおり、jpxe310 の固有振動数においては大幅にずれている部分が見られたが、表面振動においてはその影響は感じられなかった。

続いて、jpxe300 における同様の比較結果を下記に示す。

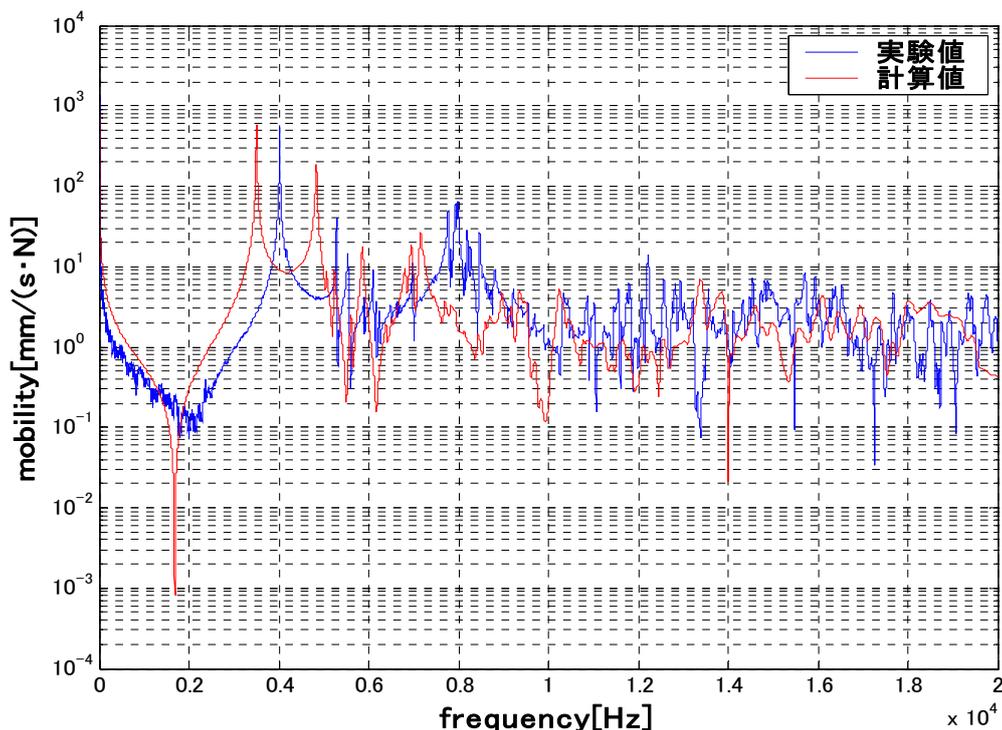


図 5.20 jpxe300 の表面振動における計算と実験の比較

上記のとおり、表面振動のピーク、波形共に計算と実験結果が概ね一致していることが伺える。但し jpxe300 同様、主要なピークである、4000Hz 付近のピーク 5500Hz 付近のピークの位置、高さが違うところがあり、jpxe310 の誤差と比べるとだいぶ大きなものであることが理解できる。このモデルにおいては、jpxe310 と違い、図 5.7 に示した固有振動数の違いが表面振動に大きく影響した形となった。この実験と計算の違いが音にどのように影響するか検討の余地がある。8000Hz 以降の周波数においては、jpxe310 同様実験と計算結果の波形、ピークの位置は概ね一致している。但し、8000Hz 以降の表面振動より発生する音はグラフから推測するに前述の2つのピークに比べて小さい為、耳で聞こえる音に影響を与えないと考えられる。

5.4.3 音圧における比較

続いて、音圧における計算と実験結果の比較である。計算によって導出して音は、5.4.2 までの計算によって導出したモード特性を基に、ヘッド打撃面の進行方向に 50mm そこから高さ 1350mm のものである。これは、実際にユーザーがドライバーを使用する際の、ユーザーの耳の位置とドライバーヘッドの位置関係がこのような位置であることに起因する。また、下記に実験の測定風景を表す。



図 5.21 音圧の測定風景

右のとおり，天井より軽量の紐にてドライバーヘッドを吊るし自由支持状態を作り，図のように配置されたマイクロフォンにて音を測定した。

マイクは，ヘッド打撃面の進行方向に 50mm，そこから高さ 1350mm の位置に設置した。これは，実際にユーザーがドライバーを使用する際の，ユーザーの耳の位置とドライバーヘッドの位置関係がこのような位置であることに起因する。

下記に本測定に使用した，マイクロフォンを示す。

表 5.4 計測器具詳細

名称	メーカー	型式
普通騒音計	RION	NL-32



図 5.22 普通騒音計

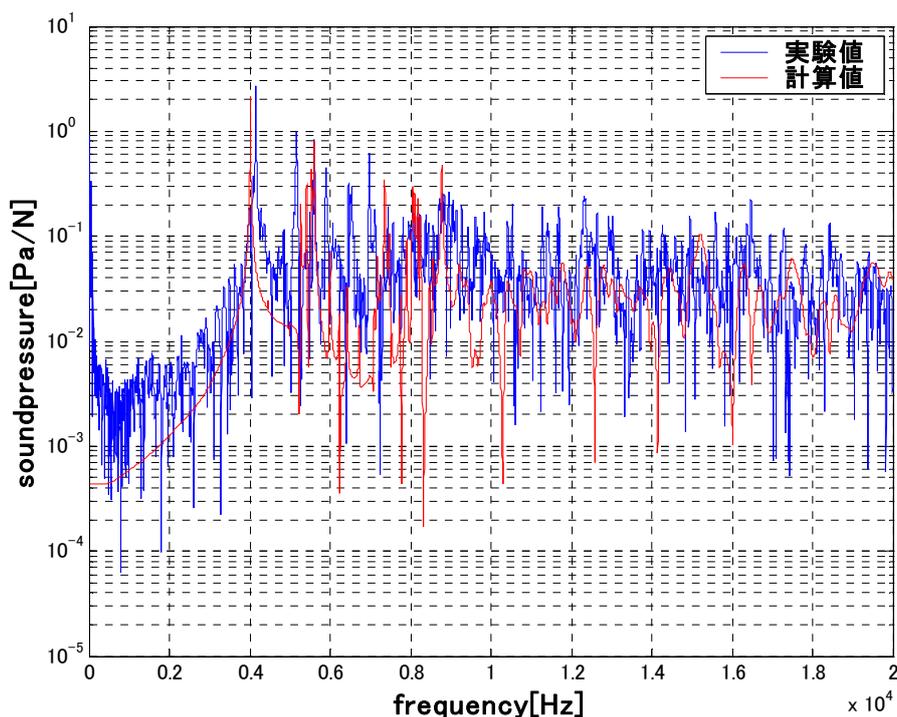


図 5.23 jpxe310 の音圧における計算と実験の比較

図 5.23 より、4000Hz 付近のピークが実際の音においても非常に重要な要素である事が理解できる。また、図 5.8, 5.9 に示してあるとおり、このピークの固有振動数を有するモード形状は打撃面が大きく振動するモード形状である為、ヘッドの打撃性能が音に大きな影響を与える事が理解できる。また、表面振動同様、1 次のピークの一致が音の一致には必要不可欠である事が伺える。計算で作成した音、実測した音を聞き比べてみると、非常に近い音が出ていることが分かった。但し図 5.23 のとおり、計算により作成した音の方が実測した音よりも僅かながら低い音である事は聞いて感じる事ができた。今後はこの誤差を埋めるべく、表面振動の一致を試みて計算精度向上が求められる。

続いて jpxe300 における同様の比較の結果を示す。

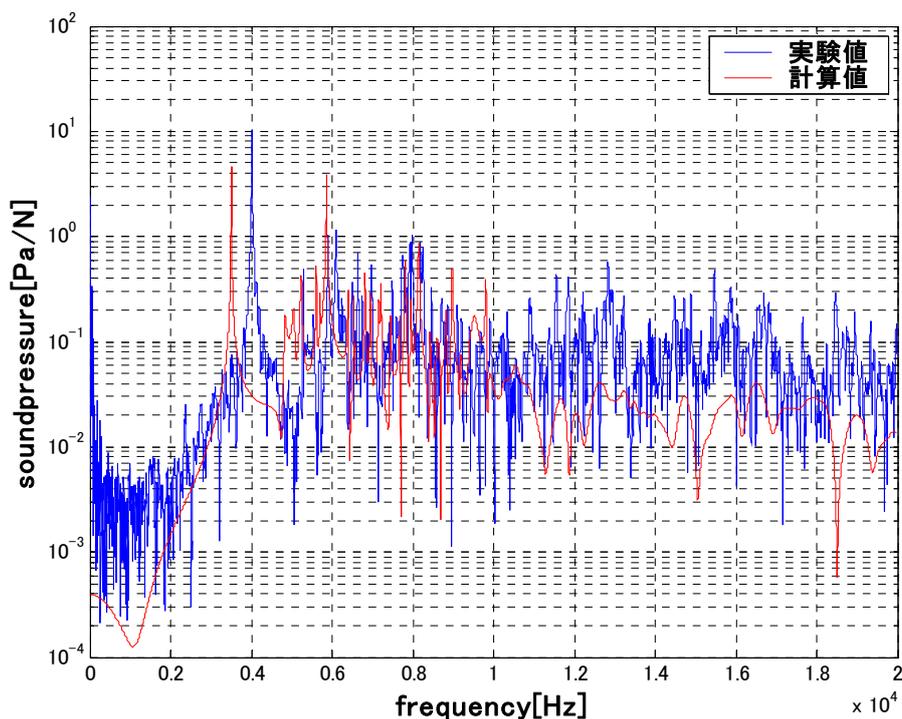


図 5.24 jpxe300 の音圧における計算と実験の比較

図 5.24 より、4000Hz 付近のピークが実際の音においても非常に重要な要素である事が理解できる。また、図 5.12, 5.13 に示してあるとおり、このピークの固有振動数を有するモード形状は打撃面が大きく振動するモード形状である為、ヘッドの打撃性能が音に大きな影響を与える事が理解できる。また、表面振動同様、1 次のピークの一致が音の一致には必要不可欠である事が伺える。上記に示したとおり、計算による 1 次のピークが実験と大きくずれていることが理解できる。計算で作成した音、実測した音を聞き比べてみると、近い音が出てはいるものの聞分けられる事できることより、このモデルについてはさほど精度の良い音の予測結果が得られなかった。これより、1 次のピークが音の作成には非常に重要である事がわかる。今後はこの誤差を埋めるべく、表面振動の一致の為計算精度向上が求められる。さらに、図 5.23, 図 5.24 よりも分かるとおり、音の測定データに非常にノイズが乗っている事が理解できる。これより、更なる音の測定精度向上も今後の課題である。

なお、双方のモデルにおいて計算精度に違いが出たことより、jpxe300 の計算に用いたモデルに作成精度の欠陥があるか調べる為、双方の計算上と実際の質量の比較を行った。その結果が下記のとおりである。

表 5.5 それぞれのモデルの質量における計算と実験の誤差

モデル名	質量(計算)[g]	質量(実験)[g]	誤差(1-計算/実験)
jpxe310	192.0	183.5	4.4%
jpxe300	194.6	192.9	0.9%

表 5.5 より、双方の計算モデルは実物の質量の 5%の誤差範囲に納まっており、さらに jpxe300 の質量誤差が 0.9%である事より、他方のモデルよりも精度の良いモデルである事が理解できる。また、双方のモデルにおける各部品の接合方法は接点共有で行っている事より、部品同士の境界条件の相違による計算精度の相違は考えられない。接合条件においては、剛体要素による各部品同士の結合を試みたが精度の向上は得られなかった。さらに前章で述べたとおり、ドライバーヘッドのようなチタン製中空管においては、空洞共鳴による表面振動への影響は考えられない為、内部の空気をモデル化したところで計算精度向上は期待できない。

これより考えられる事は、実物が溶接により各部品を接合していることによる実物の剛性への影響である。その証拠に、表 5.3 に示すとおり双方のモデルにおいて実物の質量が重いはずが、聞こえる音においては、双方のモデルの計算結果が低い音を出していることが、耳で聞いた感覚及び図 5.21, 図 5.22 より伺える。しかしながら、現段階では、本研究において計算モデルに溶接による構造体への影響を反映させる解決策は見つかっていない状態である。この面での、計算と実験の一致は今後の課題である。

5.5 結論

以上の様々な検証より、以下のような結論に至る。

まずは、ヘッドのみの音予測、表面振動予測における結論及び課題は次のとおりである。

1. ドライバーヘッドのみの表面振動、音の予測においては、今回検証を行った2つのモデルのうち1つにおいては実用性の検証結果が得られた。
2. もう1つのモデルにおいては、固有振動数、固有モードにおいては計算と実験の結果が一致したが、表面振動、音の予測では、計算結果と実験結果による音が聞き分けられる程度である。
3. 2の解決策としては、計算に用いる有限要素モデルの作成精度向上、特に溶接面を有する構造体の計算モデルでの再現が必要ではないかと考えられる。

6. シャフトを付けた場合のドライバー における表面振動, 音の予測

6. シャフトを付けた場合のドライバーにおける表面振動，音の予測

6.1 緒論

5 章において、jpxe310 において音響シミュレーションプログラムの実用性が検証できた。本章では、このモデルにおいて、より実用的な打球音シミュレーションを行う事を目的とし、シャフトを付けた状態の音を予測する事を試みた。計算の手法としては、モデルにはヘッドのみの従来のものを使用し、シャフトを付けた状態で実験モード解析により得られた減衰比を計算に入力し、音を予測する方法である。

6.2 実験方法

計算方法については、緒論で述べたとおり 5 章と同様の手法を用い、計算に用いる有限要素モデルはヘッドのみを用い、固有振動数、及び固有モードはヘッド単体のものを使用し、計算にする減衰比の実験による同定方法は、次に示す。

実験方法は、シャフトがついた状態のモデルを 2 軸方向より軽量の紐にて吊るし自由支持状態を作り、ヘッドのスweetspotを打撃した際の表面振動、音を加速度ピックアップ、マイクロフォンより測定を行った。また、より実際に近づけた計測を行う為、手でグリップを握った状態での計測も行った。実験風景を次に示す。

また、本章における検討と比較方法は、5 章の 5.2 検討手法に示してある方法により行う。但し、シャフト付ドライバーにおいては、モード形状の測定を行っていない為、表面振動、音圧においてのみの検討とする。

下の図で示したとおり、自由支持状態と手でグリップを握った状態の表面振動、及び音の計測を行った。打撃点、加速度ピックアップによる計測点は図 5.16 と同様で、打撃はスweetspotで行い、計測は加速度ピックアップで任意の点より行った。音の測定においては、前回のヘッドのみの測定において、音の発生源より離れた為測定値に雑音に乗った経緯(図 5.21, 5.22)より、音の測定精度の向上を試み、図 6.1, 図 6.2 のように非常にヘッドの近い場所にマイクロフォンを設置し、行った。これは、共同研究者であるミズノ(株)の助言を基に下記に様な測定環境を取った。マイクは、ヘッドの位置はヘッド打撃面の進行方向 200mm 離れた場所に設置した。

本実験にて使用した、加速度ピックアップ、マイクロフォン、インパルスハンマ及び FFT アナライザは 5 章で使用したものと同様のものを使用する。



図 6.1 自由支持状態での計測



図 6.2 手による支持状態での計測

これらによって得た測定値及び計算値による比較を，表面振動，音圧において以下の章より行う。

6.3 比較と検討

6.3.1 各測定環境における表面振動の比較

まずは，従来のヘッドのみの測定結果と本実験で行ったシャフトがついた場合の測定結果の表面振動における比較検討結果を下記に示す。下記のグラフは，縦軸に表面振動，横軸に周波数を取り，青い線がヘッドのみのデータ，赤い線が図 6.1 の状態で測定されたデータ，緑の線が図 6.2 の状態で測定されたデータである。

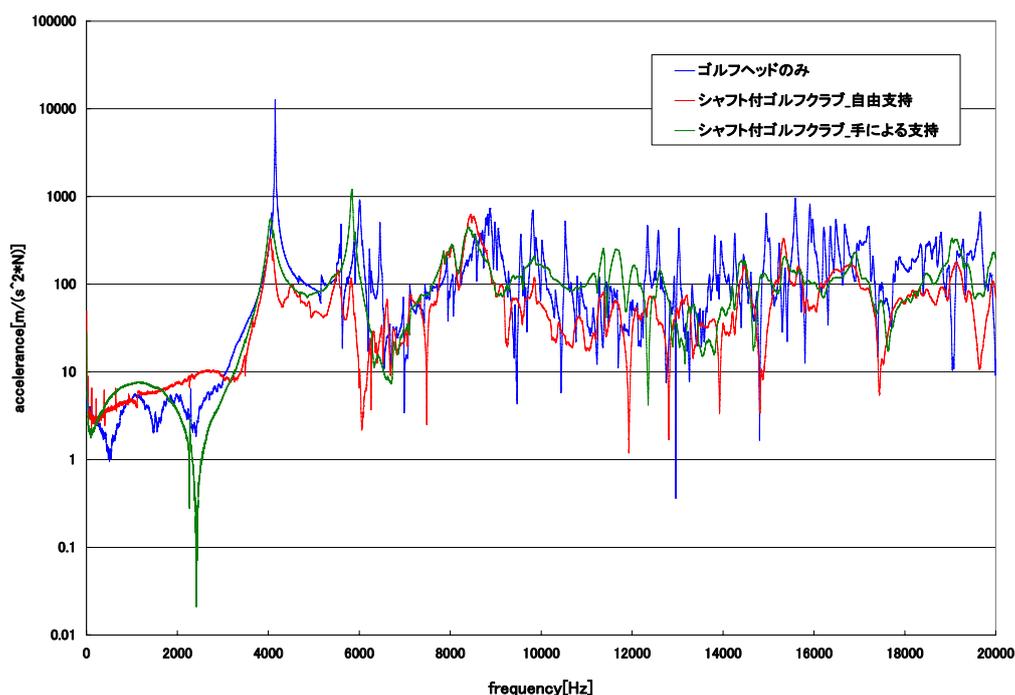


図 6.3 それぞれの支持状態における表面振動の比較

ご覧のとおり，シャフトの有無で大幅に固有振動数のピークの位置が変化する事は無く，シャフトが付いたことによる表面振動への大きな影響は無いものと考えられる．さらに，ヘッドのみの場合は 8000Hz 以降に細かな振動を測定したが，シャフトが付くことにより減衰が高次の周波数域に働き，それらの細かな振動を抑えていることが理解できる．

よって，8000Hz 以降の細かな振動の値が小さい為，1 次固有振動数のピークの影響がより大きなものになる事が推測できる．従って，打球音予測における 1 次のピークの一致がより重要になる事が予想される．続いて，音圧における同様の比較を次に示す．

図 6.4 は音圧におけるそれぞれの支持条件における比較を表したグラフである．縦軸に音圧，横軸に周波数を取り，それぞれの線の表す値は図 6.3 と同様である．また，図 5.20 と図 5.23，6.4 に示してあるとおり，ヘッドのみの音圧測定と，ヘッドにシャフトが付いた場合の測定では，マイクの位置が異なる為，音圧の全体的なレベルが変わってしまった．但し，ヘッドのみのデータよりも，それ以外のデータの方が雑音の少ない音圧が測定できていることが理解できる．

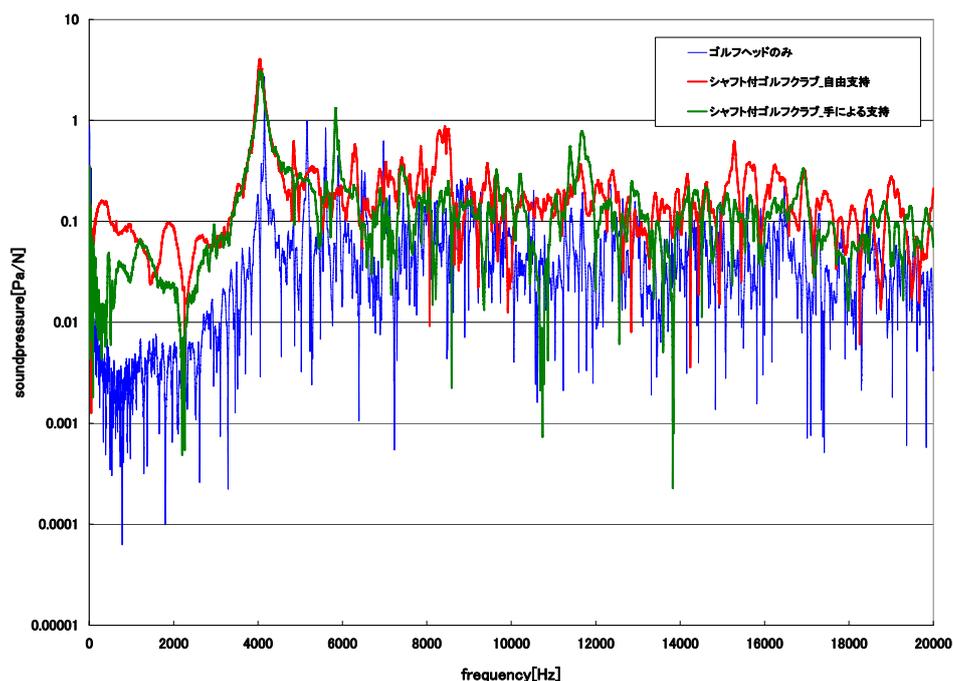


図 6.4 それぞれの支持状態における音圧の比較

表面振動同様，音圧においてもシャフトの影響による固有振動数への影響は少なく，減衰の面でのみ影響を与えることが読み取れる．また，8000Hz 以降の周波数においても表面振動同様，ヘッドのみより波形がなだらかになり高次の周波数が聞こえる音に与える影響は非常に少ないものであると考えられる．

上記の表面振動，音圧の比較検討より，従来のヘッドのみでの計算モデルでシャフト付のドライバーの音を予測する事への妥当性を検証できた．これより，シャフト付ドライバーの実験と計算の比較を示す．

6.3.2 計算と実験の比較

これより，シャフト付ドライバーにおける計算と実験の比較を示す．実験方法は図 5.23, 5.24 に示したとおりである．計算方法は，ドライバーヘッドのみの形状データ，モード特性，図 5.23, 5.24 より得たヘッドの減衰比を入力し，ヘッドより発生する音を計算する従来の方法を用いた．

まずは，自由支持状態のドライバーの表面振動における実験と計算の比較を示す．下記のグラフは縦軸に表面振動，横軸に周波数を取り，赤い線が計算値，青い線が実験値を表している．

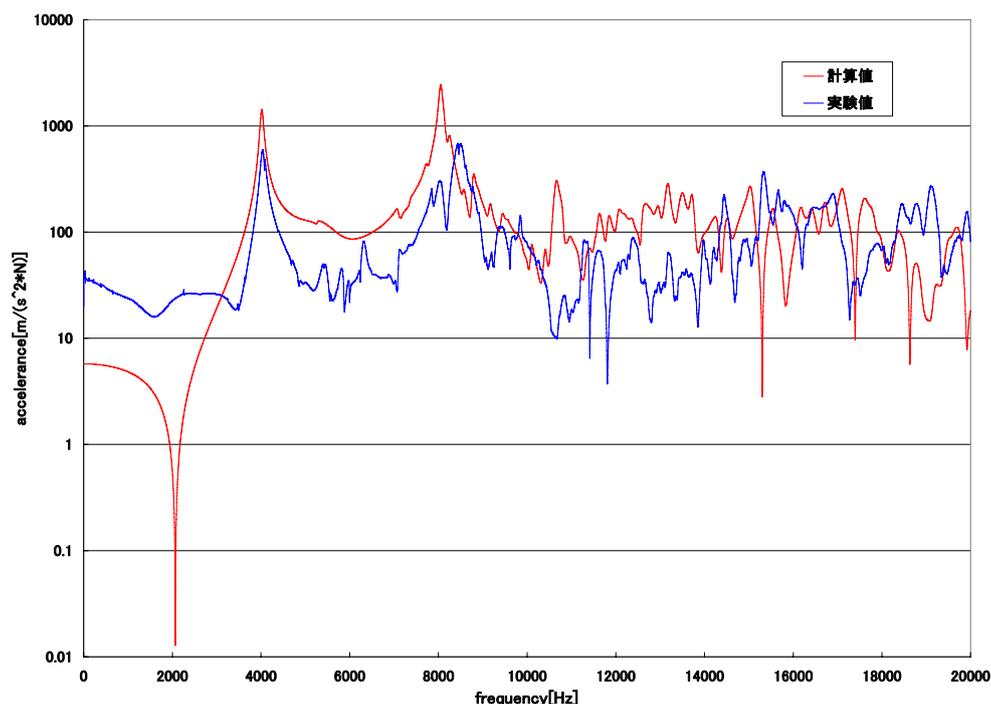


図 6.5 表面振動における計算と実験の比較(シャフト付ドライバー_自由支持)

上記に示すとおり，ピークの位置，波形の形共に計算と実験の結果において一致している事が伺える。また，表面振動を構成する主要な固有振動数が 2 つになり，ヘッド単体の場合と比べて非常に単純な問題になり，計算結果と実験結果を合わせることが簡単になった事が上記より理解できる。これは，シャフトが付いたことにより全体的に減衰がかかり，10000Hz 以降の周波数における小さなピークが 4000Hz，8000Hz 付近の主要なピークに比べてなだらかになった事に起因する。

上記の表面振動データを基に作成した音圧のデータを下記に示す。次に示すグラフは，縦軸に音圧，横軸に周波数を取り赤い線が計算値，青い線が実験値を表している。

ご覧のとおり，1 次の固有振動数においては，実験値，計算値共にピークの位置波形共に一致している事が理解できる。しかしながらそれ以降の周波数領域においては，それ程一致はしておらず，10000Hz 以降になると大分波形にずれが出ていることが理解できる。表面振動でのもう一つの主要な固有振動数のピークであった 8000Hz 付近の音圧も，あまり一致しているとはいえず，10000Hz 以降に比べるとかろうじて一致しているといったところである。しかし，これらのデータを基に作成された音を聞き比べてみると，聞き比べるのが困難なくらい同じ音が出ており，シャフト付の場合は計算で実際の音を非常に精度よく再現出来ている事が実証できた。

以上のことより，1 次のピークの完璧な一致がシャフト付ドライバーの音予測において必要不可欠であり，それ以降の周波数における不一致は実際耳で聞こえる音には影響が無いという事が伺えた。また，シャフトが付くことによるゴルフクラブから発する音への影響は，音色に関しては前述のとおり無く，むしろ減衰要素として表面振動に働き，10000Hz 以降の周波数領域におけるピークをなだらかにしたおかげで，計算と実験の一致を単純にした。結果を図 6.6 に示す。

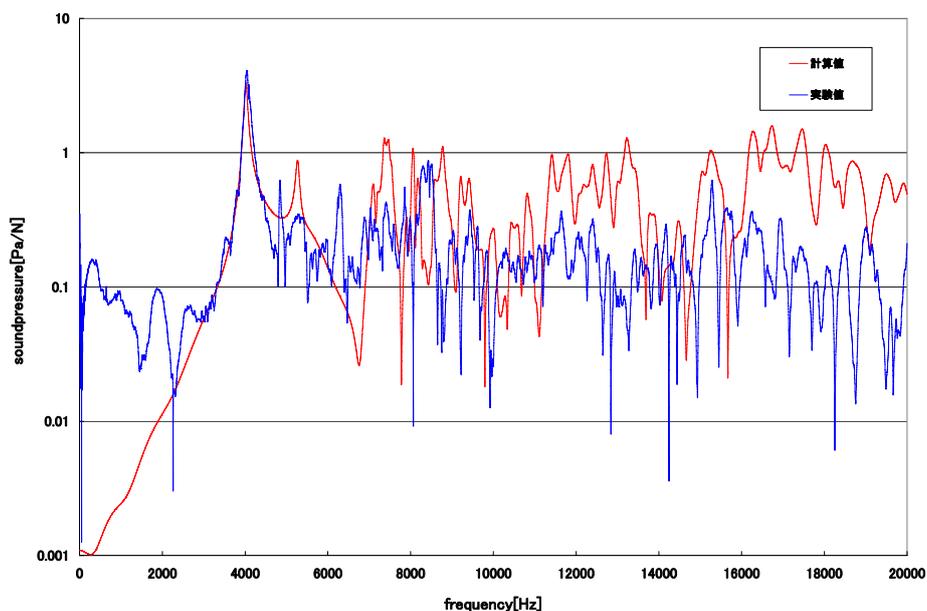


図 6.6 音圧における計算と実験の比較(シャフト付ドライバー_自由支持)

続いて、シャフト付ドライバーを手でグリップを握った場合の表面振動，及び音圧における計算と実験の比較を下記に示す。

まずは、図 6.7 のグラフの説明からである。図 6.7 は表面振動における計算と実験の比較である。図 6.5 同様こちらにおいても、1 次のピークにおいては計算，実験共にピークの位置波形共に一致していることがわかる。また、実験値において自由支持状態では現れなかったピークが 6000Hz 付近に現れていることが見受けられる。この実験値におけるピークは自由支持状態ではシャフト自体が振動することにより吸収されていた 6000Hz 付近の固有振動数のピークにおける振動が、シャフトを固定することによりシャフト自体の振動が無くなり、代わりにヘッド打撃面に現れたことに起因する。しかしながら、計算ではこの 6000Hz 付近の固有振動数のピークを再現できておらず、辛うじて 8000Hz 付近のピークの再現できている状況であり、10000Hz 以降の波形においては全く実験値を再現できていない。この表面振動における再現が、音圧データ及び聞こえる音にどのような影響を与えるか比較したグラフが図 6.8 である。

図 6.8 は計算と実験の音圧における比較のグラフである。縦軸，横軸，線の意味は図 5.28 と同じである。表面振動同様、音圧においても 1 次のピーク以外は実際の値を再現できていないことが理解できる。表面振動よりも、辛うじて 6000Hz 付近及び 8000Hz 付近のピークの再現出来ている。この程度の計算による再現であったが、実際に耳で聞こえる音においては計算，実験共に一致していることが理解できた。以上のことより、1 次固有振動数の一致が出来ていればそれ以降の再現の精度が多少劣っていても、耳で聞こえる音には影響が無い事がこれらの検証より理解できた。

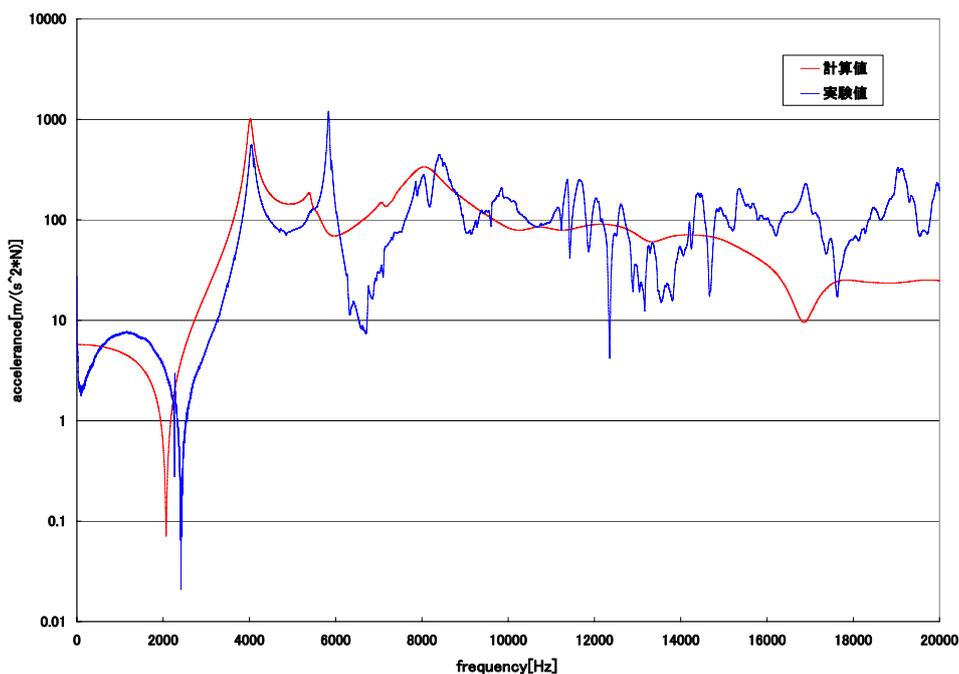


図 6.7 表面振動における計算と実験の比較(シャフト付ドライバー_手による支持)

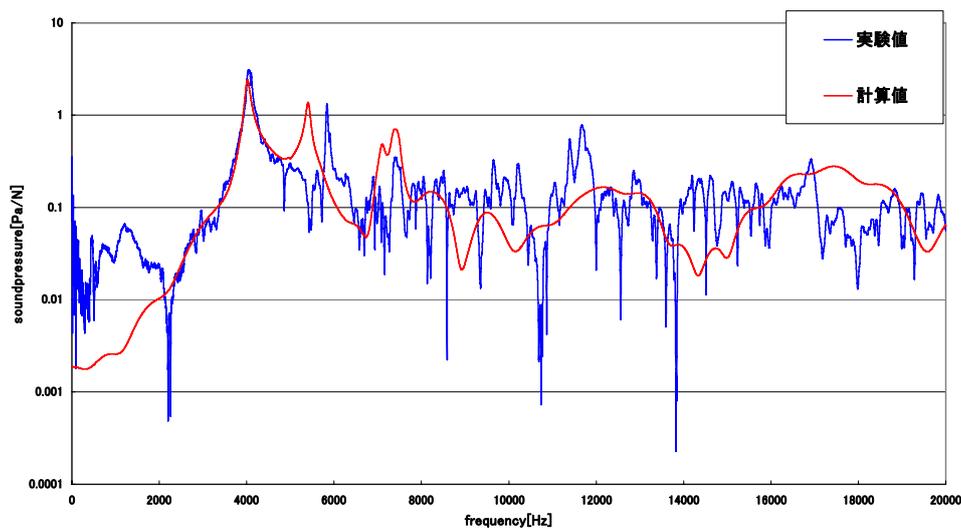


図 6.8 音圧における計算と実験の比較(シャフト付ドライバー_手による支持)

以上のシャフト付ドライバーにおける検証より, 本研究にて開発した音響シミュレーションプログラムのドライバーでの実用性が証明できた。

6.4 更なる実用性を求めた打球音予測

本章では, 本プログラムの更なる実用性を目的として, ドライバーをゴルフヘッドで打撃した際の打球音の予測を計算で行い, 実験データと比較した。

6.4.1 計算手法

まず, 計算方法としては, 4.2 で示してある音響シミュレーションの手順の 4.2.3calcresp で

の計算手順(1)『計算条件として中間 file 名、加振波形 file を指定する。』で、下記に示した入力データを加振波形ファイルとして指定する。

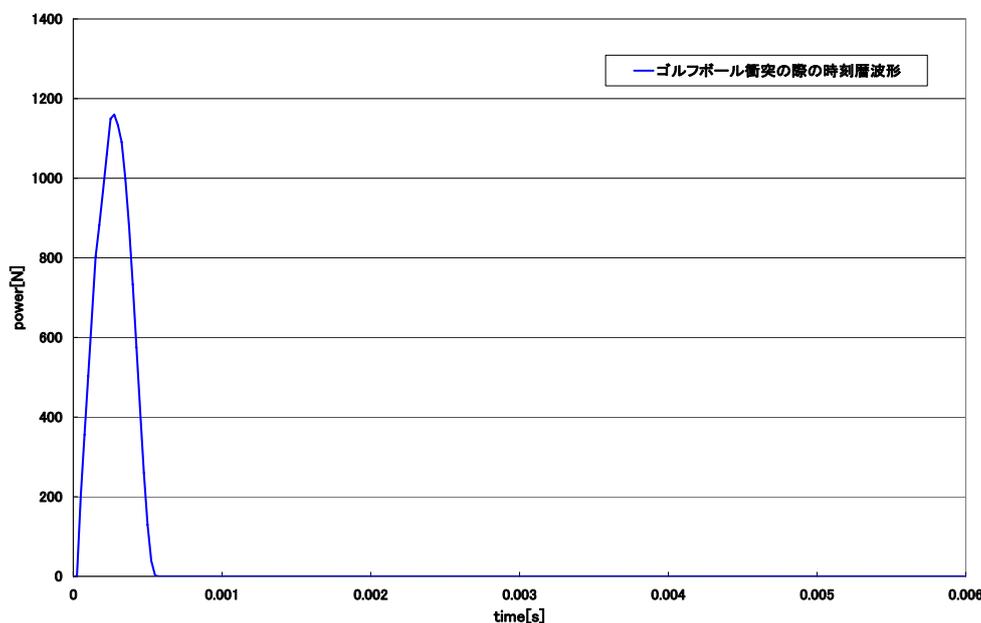


図 6.9 入力波形に用いたボールによる加振波形

図 6.9 は縦軸に力[N]，横軸に時間[s]を取ったグラフである。上記のデータはチタン製合金ドライバーヘッド(質量 194.4g)と，3 ピースゴルフボール(質量 45.9g)の衝突解析を行った際の接触力の時刻歴波形である。こちらのデータは，共同研究者である Mizuno(株)より頂いたものである。衝突速度，接触力最大値，解析ソルバーは下記のとおりである。

衝突速度：50m/sec
 接触力最大値：11.5kN
 解析ソルバー：PAMCRASH

上記の衝突解析ソルバーを用いて、衝突解析を行う際、ゴルフボールの材料物性は以下の方法により導出される。

ボールの反発速度・反射角度・回転速度・ボール変形量・衝撃力が、測定値と同じになるようにゴルフボールの粘弾性材料の物性項目に対しパラメータスタディを行い、全ての項目が最もうまく合うように材料物性同定を行う。また、上記の反発速度、衝撃力等は以下の方法により測定されている。

- ・ 衝撃力の測定方法は、ホプキンソン棒法を用い、棒の側面に貼り付けた歪ゲージによって衝撃波の伝播を測定している。
- ・ 反発速度や角度などは最新のハイスピードビデオで撮影した画像や2本のレーザービームを遮る時間間隔などから得ている。

以上のデータを加振波形として入力し，その際の応答を計算により導出する。

6.4.2 実測方法

これより，ボールが衝突した際のゴルフクラブの音の測定方法を示す。計算では 50m/sec と非常に速いスピードにてボールを衝突させて場合のドライバーの打球音の予測を行ったが，そのような環境下でドライバーにゴルフボールを衝突させる器具が本学には無い為，今回は次の方法を取った。下記に示すような，棒の先にゴルフボールが付いた物で図 6.1，図 6.2 のような条件化のドライバーのスイートスポットを打撃し，その際の音圧，表面振動の測定を行った。



図 6.10 本実験に用いたゴルフボールが先端に付いた棒

あくまで，本検討は将来のより実用的な打球音予測に向けて，音響シミュレーションプログラムが有効であるか否かの評価を行う為のものであり，今後はドライバーでボールを実際に打った場合の表面振動，音圧の測定を試みたい。

残念ながら，本検討における測定方法は上記のとおりである。

6.4.3 計算結果と実験結果の比較

まずは，表面速度における比較を行いたいところであるが，それはプログラムの構造上出来ない。理由は，4.2 音響シミュレーションプログラムの手順にあるように，本プログラムでは予め各要素の表面速度，速度ポテンシャルを導出し，音圧の周波数応答関数を導出した後に，加振波形を入力し音を作成する構造になっている事に起因する。

従って，本章では，音圧においてのみの比較を行わせていただく。

まずは，自由支持状態での計算と実験の比較である。このグラフは縦軸に音圧，横軸に周波数を取り，青い線が実験値，赤い線が計算値を表している。

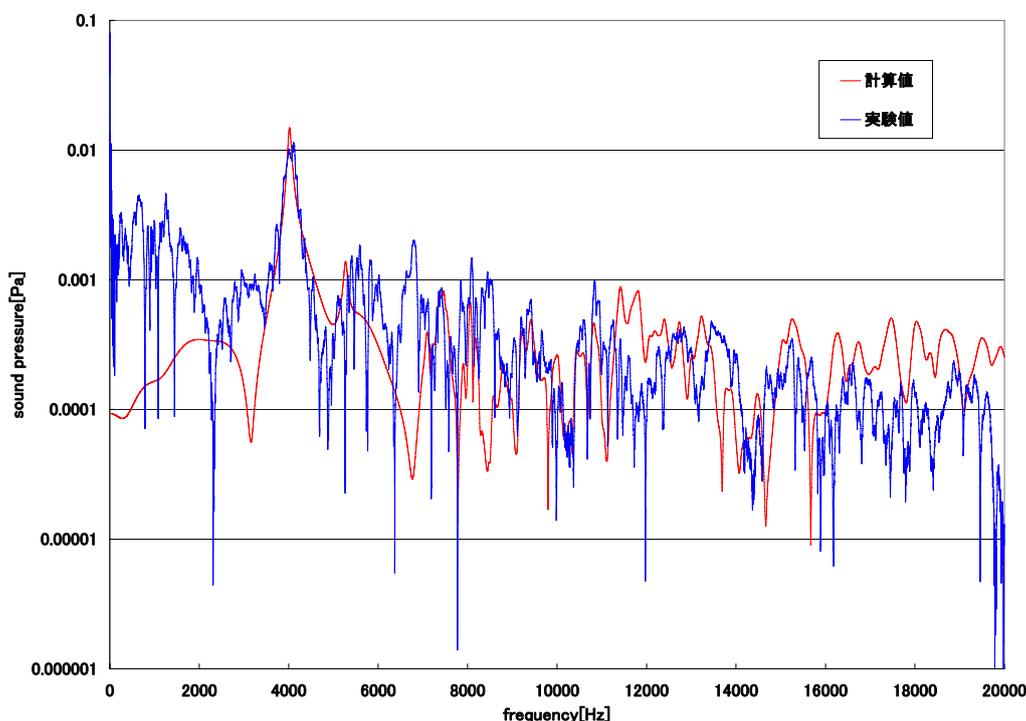


図 6.11 自由支持状態におけるボール衝突の際の計算と実験の比較

図 6.11 より，全体的に計算値実験値共に一致していることが理解できる。また，インパルスハンマによる加振時のデータと同様，4000Hz 付近のピークが他のピークより飛びぬけて大きい為，1次固有振動数がボールで打撃した際でも音の主要な要素である事が推測できる。また，ボ

ールで打撃したことに起因するのか，2000Hz 以下の低次周波数の音圧がインパルスハンマによる加振の際の音のデータと比べて大きくなっている事が見て取れた。

実際に耳で聞こえる音における比較では，計算で実際の音を再現できており，今後はこの計算データと比較できるように，ドライバーで実際にボールを打った際の実測データの構築が課題である。

続いて，手でグリップを握った状態でのゴルフクラブの打球音における実験と計算の比較のグラフである。グラフの構成要素は図 6.11 と同様である。

図 6.11 同様，4000Hz 付近のピークが打球音の主要な要素である事はどの条件化においても変わらない事は下記のグラフからも読み取れる。

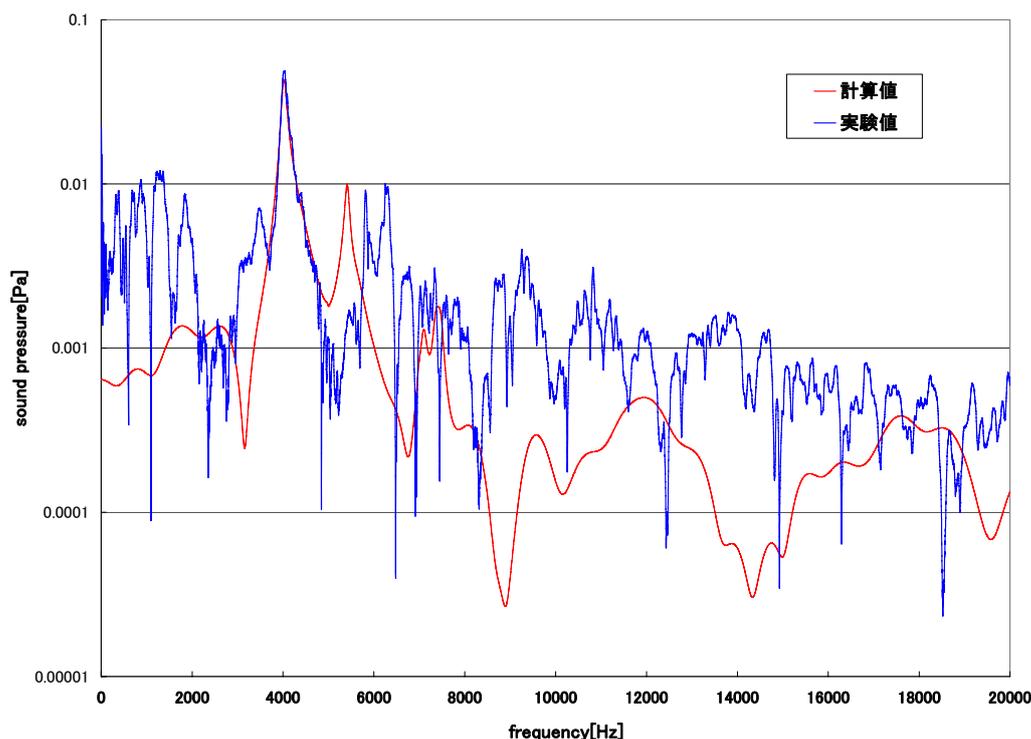


図 6.12 手による支持状態におけるボール衝突の際の計算と実験の比較

上記のとおり，1 次固有振動数のピークにおいては計算，実験共に一致していることが読み取れる。また図 6.8 同様，手による支持の際に現れる 6000Hz 付近のピークにおいては，形は似ているもののピークの位置が若干低次周波数よりである等，4000Hz 付近のピーク以外では精度の良い一致は見られなかった。

しかし，実際に耳で聞こえる音における比較では，計算で実際の音を再現できており，1 次固有振動数のピークの位置，波形が一致していれば実際の音を再現できることがここでも証明された。

従って，今後ドライバーの打球音を予測する際は，1 次固有振動数のピーク及び波形の完全なる一致が必要不可欠であるという結論に至った。

6.5 結論

以上の様々な検証より，以下のような結論に至る．

1. シャフトが付いたことによる新たな固有振動数の出現等もなく，減衰要素としてドライバー全体へ働きかけ，打球音を構成する音の要素を主要な2つのピークに突出させた．
2. 1により，一致が困難であった10000Hz以降の周波数領域におけるピーク及び波形がなだらかになり，1次固有振動数のピーク及び波形の一致にのみ注目すれば計算と実験の一致が試みられる事が理解できた．
3. 以上のことより，1次の固有振動数のピークの一一致のみで計算上で，シャフトが付いた状態のドライバーの音予測が可能であり，耳で聞こえる音に関しても，計算上で精度良く実際の音を再現出来ている事が確認できた．
4. これら3つの結論より，シャフト付ドライバーにおける音響シミュレーションプログラムの実用性が検証できた．
5. 今後は，ドライバーヘッド及びシャフトが付いた状態での，他のモデルにおける音響シミュレーションの実用性の検討が必要である．
6. ドライバー単体の表面振動，及び音の予測が行われていれば，入力波形をボール等に変更するだけで，実際の打球音の予測が可能である事が実証できた．

7. 結論

7. 結論

本研究では、ゴルフクラブ特にドライバーの打球音予測を目的として、計算に用いる有限要素モデルの検討、ドライバーヘッドでの音予測、シャフトが付いた状態のより実用的な予測における音響シミュレーションプログラムの実用性の検討を行った。

ドライバー等の中空構造体の打球音予測における有効なモデル作成の検討では、以下のような結論に至った。

1. 中空管円筒における空洞共鳴による円筒表面の振動に対する影響は解析上で僅かに得られたが、実際のデータと比較したところ空気による影響はほとんど無いものと考えられる。従って、ドライバーヘッド等チタン製中空構造体の打球音予測においては、内部の空気を考慮した有限要素モデルは必要ないと考えられる。
2. 1より実物を再現した高精度な計算モデルの作成が求められ、その検討事項としては、ヘッドを構成する様々な部品の接合部、個々の部品の細かい板圧、物性値の再現等である。これらの考察より、複雑な構造体の打球音予測においては、精度の良い実物のモデル化が重要になる為、モデル化手法の向上が必須であると考えられる。

続いて、ドライバーヘッドにおける本プログラムの検討結果は、次のような結論に至った。

3. ドライバーヘッドのみの表面振動、音の予測においては、今回検証を行った2つのモデルのうち1つにおいては実用的であるという結果が得られた。
4. 他方のモデルにおいては、固有振動数、固有モードにおいては計算と実験の結果が一致したが、表面振動、音の予測では、計算結果と実験結果による音が聞き分けられる程度である。この問題の解決策としては、計算に用いる有限要素モデルの作成精度向上、特に溶接面を有する構造体の計算モデルでの再現が必要ではないかと考えられる。今後、計算に用いる有限要素モデルの精度向上が望まれる。

最後に、シャフトが付いたより実用的な状態の打球音予測における比較と検討の結果である。

5. 従来のヘッドのみの状態とシャフトが付いた状態での表面振動での比較では、シャフトによる新たな固有振動数の出現等もなく、減衰要素としてドライバー全体へ作用し、打球音を構成する音の要素は主要な2つのピークに突出することが判明した。
6. 5より、一致が困難であった10000Hz以降の周波数領域におけるピーク及び波形がなだらかになり、1次固有振動数のピーク及び波形の一致にのみ注目すれば計算と実験の一致が試みられる事が理解できた。
7. より実用的な打球音予測を行うにあたって、ヘッド上の表面振動及び音圧の予測が出来れば、入力波形にボールの打撃データを入れれば、打球音の予測は可能である事が実証できた。

以上のことより、1次の固有振動数のピークの一致のみで計算上で、シャフトが付いた状態のドライバーの音予測が可能であり、耳で聞こえる音に関しても、計算上で精度良く実際の音を再現出来ている事が確認できた。以上の結論より、シャフト付ドライバーにおける音響シミュレーションプログラムの実用性は、ヘッドのみでの音の予測が出来れば可能である事が検証できた。今後は、他のドライバーにおける音響シミュレーションプログラムの実用性の検討及び、本プログラムを用いたドライバーの構造最適化である。

最後に補足事項ではあるが、4種類のアイアンヘッドを用いた減衰に関する研究の結論を下記に述べる。

8. アイアンヘッドのような非常に小さい減衰を有する製品の場合、それが有する減衰系の特定は困難である。原因として、減衰が小さい場合波形が同一である為、減衰系の特定が困難である事が考えられる。
9. ヒステリシス減衰と粘性減衰を比較した際、物体の振動に影響を与えやすい減衰は粘性減衰であると考えられる。理由としては、各々の減衰がそれぞれ剛性比例と速度比例の特性を持ち、速度比例の方が振動への減衰が大きいことが考えられる。
10. 9, 10より、現在アイアンヘッドの放射音を予測する『音響・振動シミュレーション』に用いられている、粘性減衰系の運動方程式は、アイアンヘッドにおいて非常に有効であることが判明した。

参考文献

- 1 長松昭男, モード解析入門, (1993), コロナ社
- 2 長松昭男, モード解析, (1985), 培風館
- 3 鈴木浩平ほか, 機械工学のための振動・音響学, (2002), サイエンス社
- 4 平松 香梨他, Sound and Vibration Simulation of the Golf Club, (2006),
法政大学計算科学研究センター
- 5 MSC NASTRAN 2001 日本語オンラインマニュアル, MSC Software, 2001
- 6 MSC NASTRAN 2004 リリースガイド, MSC Software, 2004

謝辞

まず、研究の場を与えて頂いた担当教授である長松昭男教授に、本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧に御指導を頂きました岩原光男助手に心より感謝致します。お忙しい中での岩原光男助手の御教授なしでは本研究の遂行は不可能でした。

本研究を行うにあたり、様々な製品を提供して頂いたミズノ(株)の寺西様、長尾様及び皆様に深く御礼申し上げます。特に本研究を行うにあたり、お忙しい中何度も本校に出向き、本研究の進行に対して助言、御指導頂いた寺西様に厚く御礼申し上げます。

最後に、共にゴルフクラブの研究を行ってくれた同長松研究室の金丸大樹君、及び研究を行うに当たり励ましあった同研究室諸君に感謝の意を捧げます。