

木の音色に関する研究 (第2報)

粘性項を考慮したTimoshenko式による 木材音響スペクトルの解析

矢野浩之*・松久 寛**

HIROYUKI YANO and HIROSHI MATSUHISA

Study on the timber of wood II.

Analysis of the sound spectrum of wood
using viscoelastic Timoshenko equation

要旨：片持ちばり自由端からの放射音圧レベルを，粘性項を考慮したTimoshenko式を用いて計算し，繊維方向試料および放射方向試料の音響スペクトルへの比重 (γ)，比動的ヤング率 (E/γ)， $\tan \delta$ ， $E/\kappa G$ 値並びに厚さ (h) の寄与について，広い周波数帯域で検討した。

せん断変形の寄与が少ない領域では，ピークレベル (PL) は， PL (dB) = $-A \log (\gamma \times \tan \delta \times h \times \sqrt{E/\gamma})$ の関係で示された。ここで， A は定数。振動モード次数の増大につれ，ピークレベルは周波数の対数に反比例して減少した。その減少の程度は，比重， $\tan \delta$ には依存せず，繊維方向試料，放射方向試料共に， $E/\kappa G$ 値の増大と共に増加した。木材放射音の音色に寄与する因子は，たわみ変形におけるせん断変形の寄与の程度であると推測される。

緒 言

バイオリン，ピアノといった弦楽器では，弦の振動が木製響板で増幅されて，初めて楽音となる。筆者らは，これらの楽音に寄与する木材の音響放射特性を木の音色と呼び，それに寄与する物理的因子の解析を試みている。前報¹⁾では，木材の放射方向試料を中心に，片持ちばりの白色雑音に対する音響スペクトルを測定し，たわみ変形にせん断変形並びに回転慣性の寄与を考慮したTimoshenko式を基に，実験的に求めたスペクトルエンベロープの傾きとたわみ変形におけるせ

ん断変形の寄与度の指標である $E/\kappa G$ 値との関係について明らかにした。さらに，他材料との，あるいは樹種間での比較から， $E/\kappa G$ 値が木の音色を定める因子の一つであり，楽器響板用シトカスプルス材，ドイツウヒ材並びにアカエゾマツ材は，この値が大きく，弦の振動の増幅に際して，人間に耳障りな高周波側の成分を低減させる特性に優れていることを指摘した。しかし，繊維方向試料の音響スペクトルについては，たわみ振動とねじり振動とを分離できず，スペクトルエンベロープに関する解析を行えなかった。また，他の音響的性質，例えば，比重， $\tan \delta$ ，比動的

* 京都府立大学農学部木質材料学研究室

Laboratory of Wood Based Materials, Faculty of Agriculture, Kyoto Prefectural University, Kyoto 606, Japan.

** 京都大学工学部振動工学研究室

Laboratory of Vibration, Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606, Japan.

ヤング率などが、音響スペクトルのエンベロープに及ぼす影響についても、各物性値を独立に変化させて音響スペクトルを測定できないために、明らかでない。

本研究では、実験的な解析が困難なこれらの諸問題について、理論式に基づく計算による解析を試みた。すなわち、せん断変形の影響を受けやすい多孔材料のたわみ振動の解析に有効なTimoshenko式に粘性項を考慮した振動方程式を、一端固定、他端自由の境界条件下で解き、つづいて、繊維方向試料および放射方向試料について、各種音響特性値を、独立に、木材での変動範囲内で変化させて、広い周波数帯域で音響スペクトルを計算した。

音響スペクトルの計算

1. 粘性項を考慮したTimoshenko式

Fig.1に示す棒の傾きより

$$\frac{dy}{dx} = \psi + \beta \quad (1)$$

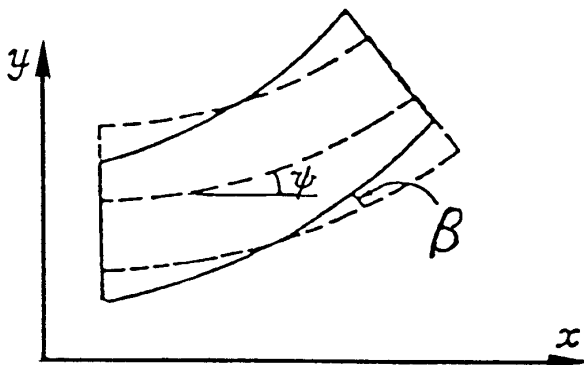


Fig. 1 The deformation of specimen.

となる。ここで、 ψ は曲げによる傾き、 β はせん断による傾きである²⁾。

モーメント M は、

$$M = E^* I \frac{d\psi}{dx} \quad (2)$$

となる。ここで、 $E^* = E(1 + i \tan \delta)$ は複素ヤング率、 I は断面2次モーメントである。

また、せん断力 V は

$$V = \kappa \beta A G^* \quad (3)$$

となる。ここで、 $G^* = G(1 + i \tan \delta)$ は複素せん断弾性率、 A は断面積である。

一方、 y 方向の力のつりあいおよびモーメントのつりあいから

$$-V + \frac{\partial M}{\partial x} - \rho I \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

$$-\frac{\partial V}{\partial x} - \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

を得る。ここで、 ρ は密度（後述の計算では、比重値で代用した。）(4)式に、(1)、(2)、(3)式を代入すると、

$$\kappa \left(\frac{\partial y}{\partial x} - \psi \right) A G^* + E^* I \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \rho I \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

を得る。(5)式に、(3)式を代入すると

$$\kappa \left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) A G^* - \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (7)$$

を得る。(6)式を x で1回微分し、これに(7)式を用いると、

$$E^* I \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \rho I \left(1 + \frac{E^* I}{\kappa G^*} \right) \frac{\partial^4 y}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{\rho^2 I}{\kappa G^*} \frac{\partial^4 y}{\partial t^4} = 0 \quad (8)$$

を得る。(8)式が、棒のたわみ振動に回転慣性およびせん断変形を考慮したTimoshenko式に、さらに粘性を考慮した運動方程式である。

2. 片持ちばり自由端からの放射音圧レベル

(8)式の解を、

$$y = y_0 e^{i\omega t} \quad (9)$$

と仮定し、(8)式に代入すると

$$E^* I \frac{\partial^4 y_0}{\partial x^4} - \rho A \omega^2 y_0 + \rho I \left(1 + \frac{E^* I}{\kappa G^*} \right) \omega^2 \frac{\partial^2 y_0}{\partial x^2} + \frac{\rho^2 I}{\kappa G^*} \omega^4 y_0 = 0 \quad (10)$$

を得る。(10)式の解を、

$$y_0 = e^{i x} \quad (11)$$

とおき、(10)式に代入すると

$$\lambda = \pm \left[\frac{1}{2} \left(-\frac{\rho}{E^*} \left(1 + \frac{E^*}{\kappa G^*} \right) \omega^2 \right. \right. \\ \left. \left. \pm \left(\frac{\rho^2}{E^{*2}} \left(1 + \frac{E^*}{\kappa G^*} \right)^2 \omega^4 \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - 4 \left(\frac{\rho^2}{\kappa G^* E^*} \omega^4 - \frac{\rho A}{E^* I} \omega^2 \right) \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

を得る。したがって、

$$y_0 = \sum_{i=1}^4 C_i e^{\lambda_i x} \quad (13)$$

となる。ここで、 C_i は境界条件より定まる未定定数である。

つぎに、 C_i を定める。 $(i=1\sim 4)$

固定端 ($x=0$) において、 $y=0$ 、 $\psi=0$ である。

ところで、(7)式を x で1回微分すると

$$\kappa \left(\frac{\partial^3 y}{\partial x^3} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) AG^* + \rho A \omega \frac{\partial y}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

となり、

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} + \frac{\rho \omega^2}{\kappa G^*} \cdot \frac{\partial y}{\partial x} \quad (15)$$

を得る。これを(6)式へ代入すると

$$\kappa \left(\frac{\partial y}{\partial x} - \psi \right) AG^* + E^* I \left(\frac{\partial^3 y}{\partial x^3} + \frac{\rho \omega^2}{\kappa G^*} \cdot \frac{\partial y}{\partial x} \right) \\ + \rho I \omega^2 \psi = 0 \quad (16)$$

$\psi=0$ であるので、固定端における境界条件は、

$$y=0 \quad (17)$$

$$\left(\kappa AG^* + \frac{E^* I \rho \omega^2}{\kappa G^*} \right) \frac{\partial y}{\partial x} + E^* I \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} = 0 \quad (18)$$

となる。一方、自由端 ($x=l$) では、 $M=0$ 、 $V=-F$ である。ここで、 F は加振力。

(2)式に、(7)式を用いると、

$$E^* I \left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{\rho \omega^2}{\kappa G^*} y \right) = 0 \quad (19)$$

を得る。また、(3)式に、(16)式を用いると

$$V = -\kappa AG^* \frac{\partial y}{\partial x} \\ \frac{\kappa AG^* \left([\kappa AG^* + (E^* I \rho \omega^2) / \kappa G^*] \frac{\partial y}{\partial x} + E^* I \frac{\partial^3 y}{\partial x^3} \right)}{(\rho I \omega^2 - \kappa AG^*)} = -F \quad (20)$$

よって、自由端では、(19)、(20)式が境界条件となる。

(12)、(13)、(17)～(20)式から、以下の行列式を得る。

$$\begin{bmatrix} a(\lambda_1) & a(\lambda_2) & a(\lambda_3) & a(\lambda_4) \\ b(\lambda_1) & b(\lambda_2) & b(\lambda_3) & b(\lambda_4) \\ c(\lambda_1) & c(\lambda_2) & c(\lambda_3) & c(\lambda_4) \\ d(\lambda_1) & d(\lambda_2) & d(\lambda_3) & d(\lambda_4) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (21)$$

ここで、

$$a(\lambda_i) = 1 \quad (22)$$

$$b(\lambda_i) = \left(\kappa AG^* + \frac{\rho E^* I \omega^2}{\kappa G^*} \right) \lambda_i + E^* I \lambda_i^3 \quad (23)$$

$$c(\lambda_i) = E^* I \left(\lambda_i^2 + \frac{\rho \omega^2}{\kappa G^*} \right) e^{\lambda_i l} \quad (24)$$

$$d(\lambda_i) = -\kappa AG^* \lambda_i$$

$$- \frac{\kappa AG^* \left((\kappa AG^* + (E^* I \rho \omega^2) / \kappa G^*) \lambda_i + E^* I \lambda_i^3 \right) e^{\lambda_i l}}{(\rho I \omega^2 - \kappa AG^*)} \quad (25)$$

(21)式の逆行列より、 c_1 、 c_2 、 c_3 、 c_4 を求め、(13)式に代入すると、(9)式より、自由端における変位 y_i を得る。

音圧 P は、

$$P = \rho_1 c v \quad (26)$$

で表される³⁾。ここで、 ρ_1 は媒質の密度、 c は媒質内の音速、 v は粒子速度である。

さらに、放射音圧レベル (SPL) (dB)は、

$$SPL = 20 \log_{10} (P/P_0) \quad (27)$$

で表される。ここでは比較のために第1モードの P を P_0 とした。

3. 木材繊維方向試料および放射方向試料に関する音響スペクトルの計算

前報¹⁾の結果および既往の研究^{4)~7)}を基に、棒状試料の音響放射レベルを定める因子並びにその木材中での変動範囲を以下の様に考えた。

- (1) 比重 (γ) : 0.2~1.2
- (2) 比動的ヤング率 (E/γ) : 繊維方向 : 0.5×10^{11} ~ 3.5×10^{11} dyn/cm², 放射方向 : 1.0×10^{10} ~ 3.5×10^{10} dyn/cm²
- (3) $\tan \delta_B$ (曲げ変形による $\tan \delta$) : 繊維方向 : 0.005~0.020, 放射方向 : 0.009~0.027
- (4) $E/\kappa G$ 値 : $E_L/\kappa G_{LT}$ 値 (繊維方向試料) : 10~30, $E_R/\kappa G_{RT}$ 値 (放射方向試料) : 3~40
- (5) $\tan \delta_s / \tan \delta_B$: せん断変形による $\tan \delta_s$ には, ねじり変形の減衰より求めた値を用いたが, $\tan \delta_{s(LT)} / \tan \delta_{B(L)}$ 値 (繊維方向試料) 並びに $\tan \delta_{s(RT)} / \tan \delta_{B(R)}$ 値 (放射方向試料) は, いずれも, 上記の因子に比べて樹種間での変動範囲が小さいことから, それぞれ一定値とし, 3.1並びに1.3とした。

さらに, はりの音響放射レベルを定める因子として, 試料の厚さを考えた。バイオリンでは, 第1, 第3, 第5モードといった低周波側のモードの周波数が等しくなるように板厚が調節されるのに対して,

ギターやピアノでは, そのような操作はなされない⁸⁾。このことから, 計算は, 試料の厚さのみを変化させた場合 (ギター, ピアノ) と第1モードの共振周波数が一定となるように比動的ヤング率と試料の厚さを変化させた場合 (バイオリン), それぞれについて行った。

放射音圧レベルは, 基準値に対する相対値として評価した。基準値の計算には, 楽器響板用シトカスプルス材を想定した値を用いた。すなわち, 比重は0.4, E/γ は, 繊維方向では 2.5×10^{11} dyn/cm², 放射方向では 2.5×10^{10} dyn/cm², $E/\kappa G$ 値は, 繊維方向, 放射方向共に25, $\tan \delta_B$ は, 繊維方向では0.0057, 放射方向では0.0180とした。なお, 片持ちばりの形状は, バイオリン表板の形状を参考にして, 繊維方向試料に関しては, 32cm (長さ) \times 2cm (幅) \times 0.3cm (厚さ), 放射方向試料に関しては, 18cm (長さ) \times 2cm (幅) \times 0.3cm (厚さ) を基準値とし, 厚さのみを0.2~0.3cmの範囲で変化させた。

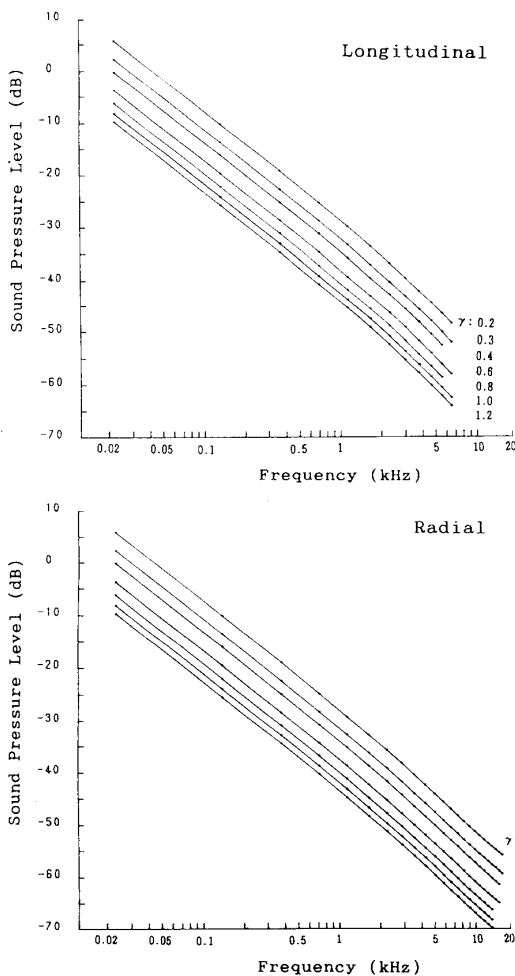


Fig. 2 The effect of specific gravity (γ) on the envelope of sound spectrum.
Note: Dots on the line denote resonance.

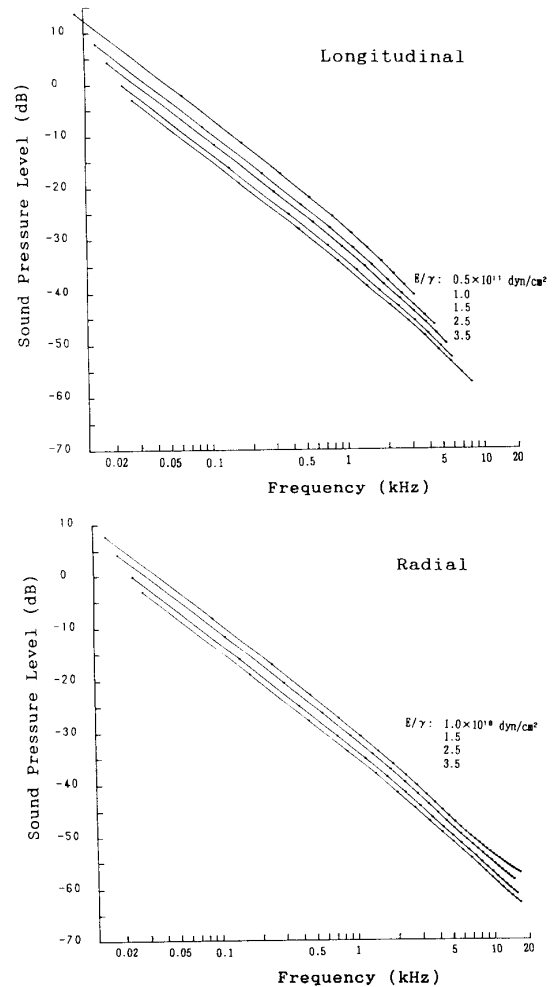


Fig. 3 The effect of specific dynamic Young's modulus (E/γ) on the envelope of sound spectrum.
Note: Dots on the line denote resonance.

結果および考察

比重, E/γ , $\tan \delta_B$ および $E/\kappa G$ 値を独立に変化させて計算した音響スペクトルのエンベロープを Fig. 2~5 に示す。また, 試料の厚さのみを変化させた時のスペクトルエンベロープの変化を Fig. 6 に, 第1モードの共振周波数が一定となるように E/γ および試料厚さを変化させた時のスペクトルエンベロープの変化を Fig. 7 に示す。

前報¹⁾で測定した放射方向試料の音響スペクトルのピークレベルは, Fig. 8 に示すように, 周波数に対してほぼ直線的に低下した。これに対して, 計算により求めた音響スペクトルでは, ピークレベルの減少は, 繊維方向試料, 放射方向試料共に, 周波数の対数に対して直線的であった。前報の実験では, 試料全体からの放射音を測定しているために, 高次モードになり, 振動の腹の数が増大して, 音源が分散すると, 音響スペクトルには, それら音源の干渉の影響も含まれるようになる。実測と理論計算との差異は, このような干渉の影響によるものと推測される。

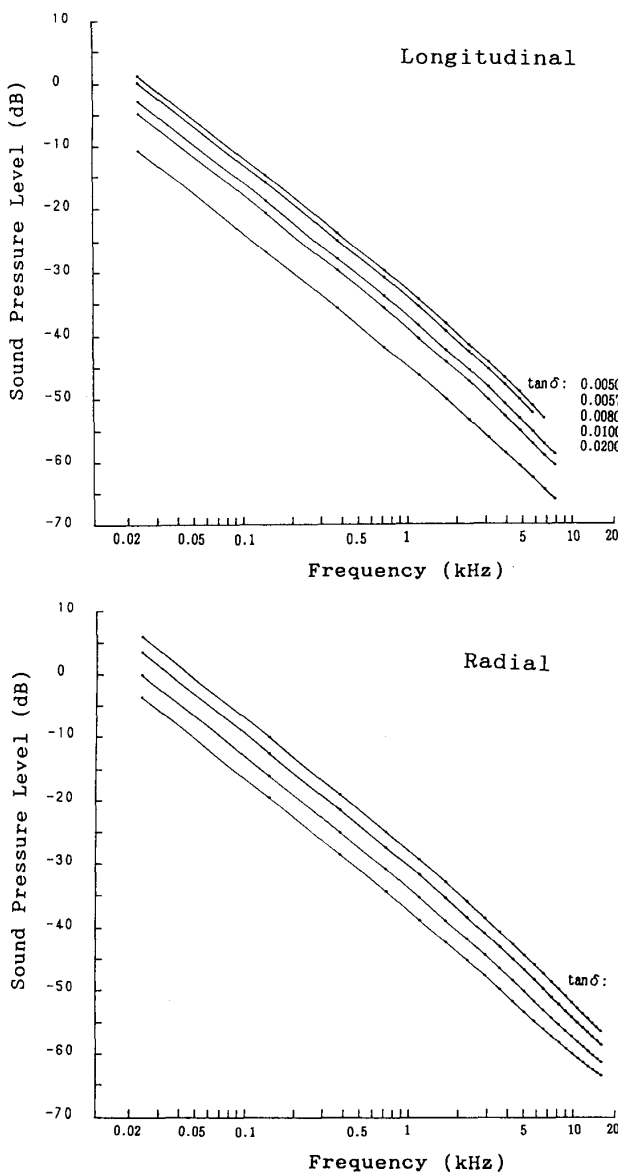


Fig. 4 The effect of $\tan \delta$ on the envelope of sound spectrum.
Note: Dots on the line denote resonance.

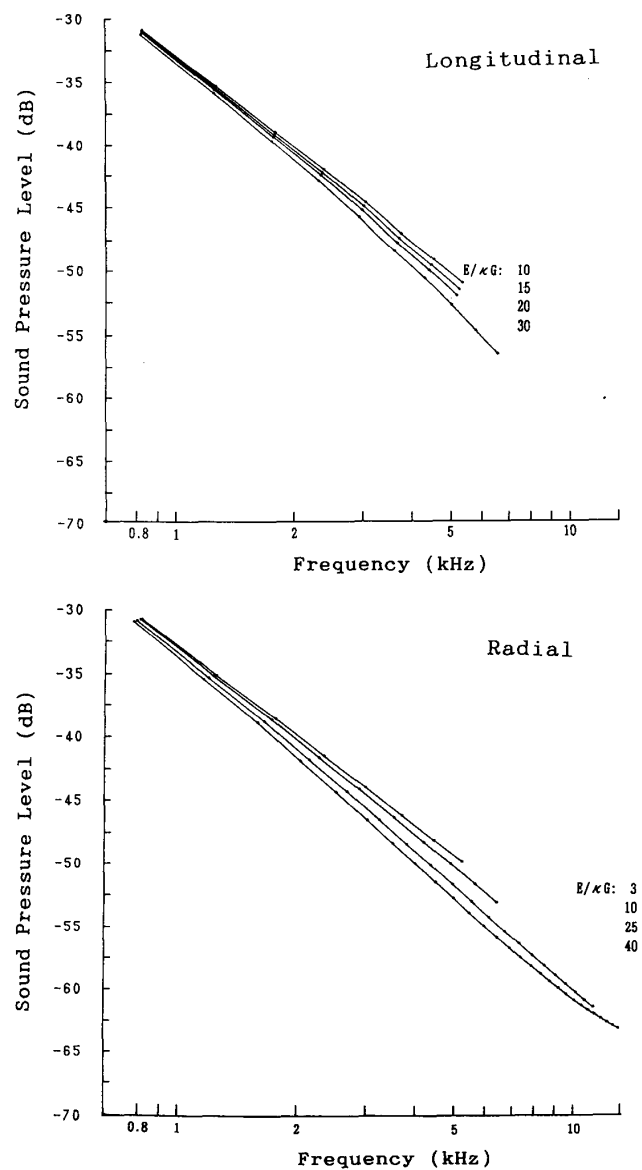


Fig. 5 The effect of $E/\kappa G$ on the envelope of sound spectrum above 4th mode.
Note: Dots on the line denote resonance.

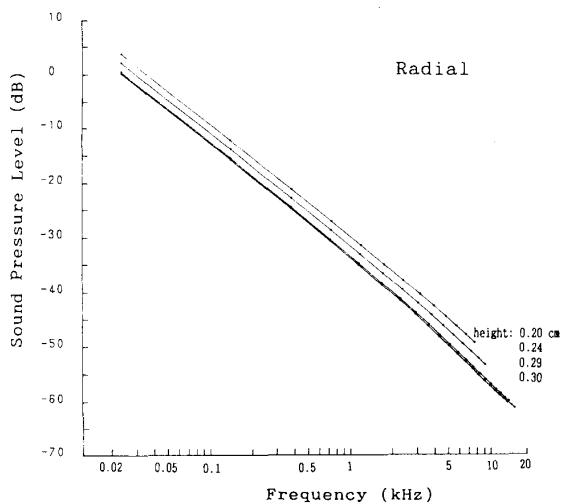
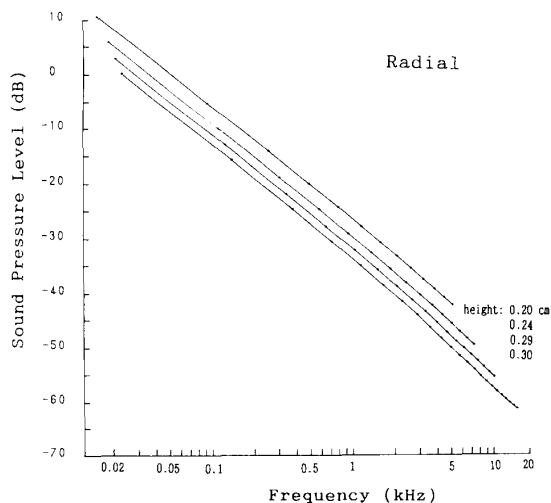
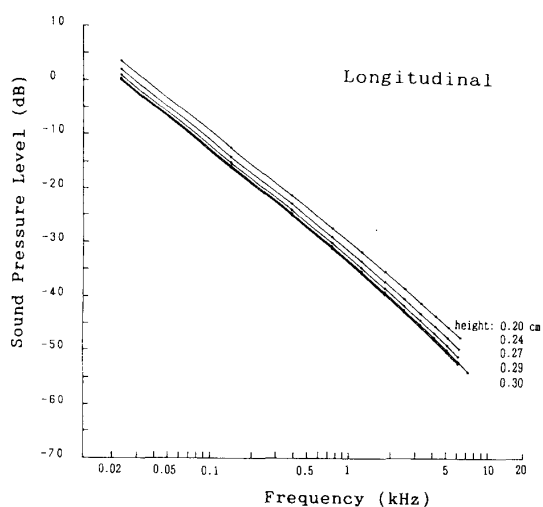
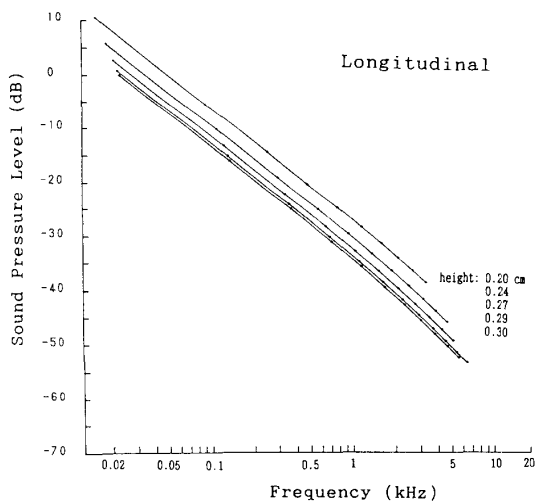


Fig. 6 The effect of height (h) on the envelope of sound spectrum when the value of E/γ is constant.
 Note: Dots on the line denote resonance.

Fig. 7 The effect of height (h) on the envelope of sound spectrum when the resonance frequency of 1st mode is constant.
 Note: Dots on the line denote resonance.

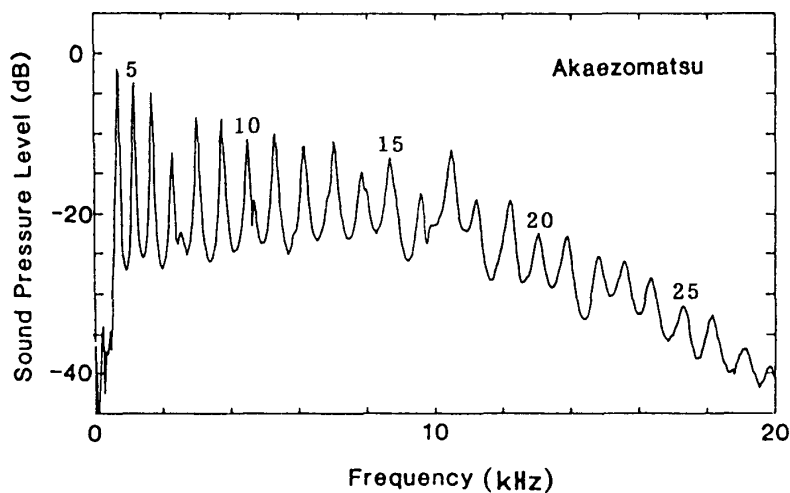


Fig. 8 Example of sound spectrum obtained experimentally¹⁾.
 Note: Numerals above peaks are mode numbers.

1. 1次モードにおける音響変換効率

音圧レベル (PL) と各因子との関係は、1次モードの振動では、曲げ変形について求められた音響変換効率⁸⁾ (弦から与えられた振動エネルギーが、木材から音として放射される際の効率の指標) と一致し、次式で表わされた。これは、1次モードでは、たわみ変形におけるせん断変形の寄与が少ないことによる。

$$PL \text{ (dB)} = -A \log (\gamma \times \tan \delta_B \times h \times \sqrt{E/\gamma}) \quad (28)$$

ここで、 A は定数。

(28) 式から、各因子の単位変化量当りの音圧レベル変化は、比動的ヤング率におけるそれを1とすると、 $\tan \delta$ 、比重、厚さのそれは共に2となることがわかる。低周波側の音響変換効率は、比動的ヤング率よりも、比重や $\tan \delta$ の変化によって大きく変化し、また、厚さの低減によっても、 $\tan \delta$ や比重と同じ変化率で、それらと同等に音響変換効率を向上できるといえる。しかし、楽器用材では、上級材ほど $\tan \delta$ の小さい性質が求められていること、表板の厚さを薄くすることで音量は増大するが、音の張りや力強さは失われることがバイオリン製作者によって指摘されていること等から、響板中での振動エネルギー損失を低減して音響変換効率を向上させる場合 ($\tan \delta$ の減少) と、響板を振れやすくして、あるいは、たわみやすくして音響変換効率を向上させる場合 (比重あるいは響板厚さの減少) とでは、バイオリンやピアノの音質変化が異なると推測される。音響変換効率の向上と音質変化との関係については、弦、駒、響板ならびにそれらの境界で生じる振動エネルギー損失を考慮した、総合的な評価が必要であろう。

さらに、(28) 式から、ローズウッドやカエデなどトウヒ属の2倍近い比重を有している裏板用材は、音響変換効率が表板用材より劣っていることがわかる。加えて、バイオリンでは、表板が0.2~0.3cm程度の厚さに加工されるのに対して、裏板は0.3~0.5cm程度の厚さに削られる。振動板の厚さが厚いほど音響変換効率は低下するので (Fig. 6)、裏板には音響変換効率に優れた性質は求められていないといえる。言い替えば、楽器音への裏板用材の音響特性の寄与は、表板用材のそれに比べて小さく、裏板用材には、片岡ら⁹⁾が推測しているように、主として、強度や美観などの性質が求められていると考えられる。

厚さの影響に関しては、繊維方向、放射方向ともに、厚さを0.3cmから0.2cmまで減少させると、ピークレベルは約7dB増大したが (Fig. 6)、第1モードの共振周波数を等しくして、0.3cmから0.2cmまで試料厚さを減少させた場合では、その増大の程度はいずれの

方向でも約4dBまでに減少した (Fig. 7)。さらに、後者の条件下では、試料厚さの平方根に反比例して、 E/γ が増大するために、 E/γ の大きな材ほどピークレベルは増大する結果となった。これは、厚さを一定として E/γ を変化させた時のピークレベル変化と厚さの関係とは逆の傾向である。バイオリンのように低周波側の共振周波数をそろえて加工する場合は、比動的ヤング率の大きな材ほど高い音響変換効率を得られるといえる。

2. 音響スペクトルエンベロープの変化

低次モードから高次モードに至るまでの共振周波数及びピークレベルの変化について見ると、Fig. 2~5に示すように、比重、 $\tan \delta_B$ の変化では、エンベロープの傾き、共振周波数はいずれも変化せず、 $E/\kappa G$ 値の増大に伴って、エンベロープの傾きが増大することがわかった。繊維方向試料では、 $E/\kappa G$ 値が10から30まで変化すると、7kHz近辺では約3.5dBの差が、また、放射方向試料では、 $E/\kappa G$ 値が3から30まで変化すると、約3dBの差が認められた。これらの差は、前報で実験的に得られた値より小さい。例えば、前報の放射方向試料における結果では、 $E/\kappa G$ 値が26.3のアカエゾマツ材と同じく3.0のミズメ材と比較すると、7kHz近辺で、理論計算で得られた値の2倍程度、約6dBの差が認められた。このような実測結果と理論計算との差異は、前述した干渉の影響に起因するものと考えられる。

共振周波数は、高周波側になるほど、Euler-Bernoulli式で計算した共振周波数値に対して、低周波側へ移動した。その変化の程度は、 $E/\kappa G$ 値の大きな試料ほど大きく、結果として、 $E/\kappa G$ 値の大きな試料ほど、単位周波数範囲内に現れるピーク数が増大した。この傾向は、放射方向試料についての実測結果と一致した。

$E/\kappa G$ 値の増大にともないエンベロープの傾きが増大する機構について検討する。繊維方向試料において、 $\tan \delta_B$ 値と $\tan \delta_S$ 値とを共に等しく0.005として、 $E/\kappa G$ 値を10から30まで変化させたところ、スペクトルエンベロープの傾きはほとんど変化しなかった。したがって、繊維方向試料では、 $\tan \delta_B$ 値と $\tan \delta_S$ 値との差が大きいため、せん断変形の寄与が増すにつれて見かけの $\tan \delta$ が増大し、スペクトルエンベロープの傾きは増大すると考えられる。一方、放射方向試料に関しては、 $\tan \delta_B$ 値と $\tan \delta_S$ 値とを共に0.018として、 $E/\kappa G$ 値を3から30まで変化させても、Fig. 5と同様の結果が得られた。放射方向試料の $\tan \delta_S/\tan \delta_B$ 程度では、せん断変形の寄与の増大に伴う見かけの $\tan \delta$ 変化が小さく、スペクトルエン

ベロープの傾きにあまり影響を及ぼさないといえる。しかし、放射方向試料は、 E/γ が繊維方向試料のその1/10程度であることから、同一周波数帯域では、繊維方向試料よりも試料厚さに対する節線間距離の比が小さくなり、せん断変形の影響を受けやすい。すなわち、せん断変形有意の高次モードが相対的に低周波側へ移動しやすい。したがって、せん断変形による振幅が曲げ変形によるそれより小さいために、放射方向試料では、 $E/\kappa G$ 値の大きな材ほどスペクトルエンベロープの傾きは大きくなると推測される。以上のことより、繊維方向試料、放射方向試料いずれにおいても、せん断変形が生じやすい試料ほどスペクトルエンベロープの傾きは大きくなるが、その機構は方向によって異なるといえる。また、 $E/\kappa G$ 値以外に、 $\tan \delta_s / \tan \delta_b$ 値によっても、スペクトルエンベロープの傾きを大きく変化させられる。これは、化学的処理や物理的処理による木の音色のコントロールを考える上で有用な知見である。

結 語

木材の音響変換効率の向上には、比重の低下、比動的ヤング率の減少、 $\tan \delta$ の減少および厚さの減少が有効である。ただし、バイオリンのように試料厚さを変えて低周波側の共振周波数を一定にする場合では、比動的ヤング率の大きな材ほど高い音響変換効率を得られる。一方、スペクトルエンベロープの傾きは、 $E/\kappa G$ 値および $\tan \delta_s / \tan \delta_b$ 値が大きな樹種ほど大きい。このことから、 $E_L/\kappa G_{LT}$ 、 $E_R/\kappa G_{RT}$ 値が共に大きいトウヒ属の木材は、楽器響板に用いられると、弦の振動の音への変換に際して、高音域を押し低音域を強調するフィルター特性を示すといえる。弦の振動は高調波を多く含むので、そのまま増幅された場合、人間の聴覚にとって非常に耳障りな音となる⁹⁾。楽器響板用材が持つこのようなフィルター特性は、弦の振動を人間にとって心地よい音に変換する役割を果たしていると考えられる。

引 用 文 献

- 1) 矢野浩之・山田 正(1985):木の音色に関する研究(第1報), 木材半径方向の音響スペクトルについて, 木材学会誌, 31,719-724.
- 2) 得丸英勝(1973):"振動論", コロナ社, p.153.
- 3) H. F. オルソン(1979):"音響工学", 誠文堂新光社, p.9-11.
- 4) 片岡明雄・小野晃明(1976):"楽器響板用シトカスブルース材の動力的性質", 木材学会誌, 22, 436-443.

- 5) 小野晃明(1981):"ピアノ響板用材の選別とその動力的性質との関連", 材料, 30, 719-724.
- 6) Teruaki O. (1980):"The Dynamic Rigidity Modulus and Internal Friction of Several Woods in Torsional Vibration", *Mokuzai Gakkaishi*, 26,139-145.
- 7) 矢野浩之・山田 正(1985):木材半径方向の動力的性質, 木材学会誌, 31,222-230.
- 8) 田中千秋・中尾哲也・高橋 徹(1987):"木材の音響特性(第1報), 衝撃音について, 同上, 33, 811-817.
- 9) 持田康典(1987):"音をつくる", 日本工業新聞社, p.124.

Summary

The dependence on frequency of sound pressure level radiated from the free end of a cantilever was calculated using viscoelastic timoshenko equation. The effects of specific gravity (γ), specific dynamic Young's modulus (E/γ), $\tan \delta$, value of $E/\kappa G$ and height of beam (h) on the sound spectrum for longitudinal and radial specimens were also estimated in a wide frequency range.

At lower frequencies, where shearing deformation is negligible, the sound pressure level (PL) could be represented by the following formula:

PL (dB) = $-A \log (\gamma \times \tan \delta \times h \times \sqrt{E/\gamma})$ where, A is constant.

With elevation of vibration mode, peak sound pressure level decreased linearly as frequency increased logarithmically. The degree of decreased in peak level in both longitudinal and radial specimens was independent of variations in γ and $\tan \delta$, whereas it was magnified with increasing value of $E/\kappa G$. It is speculated that $E/\kappa G$ contributes to the tone quality of radiated sound from wood in proportion to a share of shearing deformation in the deflection of beam.