

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 18 年度

修士論文

ガイド波を用いた先進グリッド構造の損傷診断手法の構築

2007 年 2 月提出
指導教員 武田 展雄 教授

56201 新井 健夫

目次

第1章	序論	1
1.1	先進グリッド構造(Advanced Grid Structure : AGS)	1
1.2	弾性波を用いた損傷診断	6
1.3	研究目的	9
1.4	本論文の構成	10
第2章	発振周波数の選定	12
2.1	ガイド波の速度分散性	12
2.2	既存の分散曲線導出法	14
2.3	有限要素解析による分散曲線の導出および発振周波数の検討	16
2.4	実験による発振周波数の検討	23
第3章	疎密波及び曲げ波の伝搬特性の評価	28
3.1	疎密波の伝搬特性の評価	28
3.1.1	交点における伝搬特性の評価	28
3.1.2	減衰性の評価	29
3.2	曲げ波の伝搬特性の評価	34
3.2.1	交点における伝搬特性の評価	34
3.2.2	減衰性の評価	34
3.3	まとめ	39
第4章	疎密波による損傷診断手法の提案と検証	41
4.1	繊維破断による伝搬特性の変化	41
4.1.1	繊維破断による透過波の変化	41
4.1.2	繊維破断による反射波の発生	42
4.2	スプリッティングによる伝搬特性の変化	46
4.3	格子とスキンの接着不良による伝搬特性の変化	49
4.4	リブ側面の剥離損傷による伝搬特性の変化	51
4.5	クラックの診断手法の提案と検証	55
4.5.1	手法の提案	55
4.5.2	手法の検証	57
第5章	曲げ波による損傷診断手法の提案と検証	59
5.1	繊維破断による伝搬特性の変化	59

5.2	スプリッティングによる伝搬特性の変化.....	62
5.3	格子とスキンの接着不良による伝搬特性の変化.....	65
5.3.1	健全時と接着不良発生時の受振信号の違い.....	65
5.3.2	健全な経路と接着不良が生じている経路での受振信号の違い.....	66
5.4	スキン接着不良の診断手法の提案と検証.....	69
5.4.1	手法の提案.....	69
5.4.2	実験結果に対する適用.....	70
第6章	結論.....	72
6.1	本研究で得られた成果.....	72
6.2	本研究からの今後の展開.....	74
附録A	圧電体について.....	75
A.1	圧電材料.....	75
A.2	圧電効果の原理.....	77
A.3	圧電効果の定式化.....	78
附録B	超音波の透過率とカップラントについて.....	81
附録C	正規分布による検定統計表の作成方法.....	86
参考文献	90
本研究に関する学会発表	92
謝辞	93

図目次

Fig. 1.1	航空機に対する複合材的用率の推移.....	3
Fig. 1.2	A350-900 およびBoeing 787 に用いられる構造材料の比較 (Copyright:www.NowHow.nl, 2006).....	3
Fig. 1.3	自動積層装置による積層方法.....	4
Fig. 1.4	本研究で用いた先進グリッド構造とその交点.....	4
Fig. 1.5	AGSのサイズパラメータ.....	5
Fig. 1.6	論文構成.....	11
Fig. 2.1	直交異方性棒中に生じる変形モード(左)と各モードの分散曲線(右).....	13
Fig. 2.2	分散曲線導出に用いた有限要素モデル.....	18
Fig. 2.3	入力波形.....	18
Fig. 2.4	異方性矩形断面棒における疎密波群速度分散曲線.....	19
Fig. 2.5	異方性矩形断面棒における曲げ波群速度分散曲線.....	19
Fig. 2.6	解析による疎密波受振信号の比較(60、80、100kHz).....	20
Fig. 2.7	解析による曲げ波受振信号の比較(40、60、80kHz).....	21
Fig. 2.8	ガイド波計測装置の概要.....	25
Fig. 2.9	発振周波数の検討のための試験概要.....	25
Fig. 2.10	実験による疎密波受振信号の比較(40、60、80kHz).....	26
Fig. 2.11	実験による曲げ波受振信号の比較(40、60、80kHz).....	27
Fig. 3.1	疎密波の交点における伝搬特性評価のための試験概要.....	30
Fig. 3.2	初期到達波の最大振幅値と到達時間の定義.....	30
Fig. 3.3	各計測点における初期到達波の比較.....	31
Fig. 3.4	各計測点における初期到達波最大振幅値の比較.....	32
Fig. 3.5	疎密波の減衰性評価のための試験概要.....	32
Fig. 3.6	AGSおよびUD材における初期到達波の比較.....	33
Fig. 3.7	曲げ波の交点における伝搬特性評価のための試験概要.....	36
Fig. 3.8	各計測点における初期到達波の比較.....	36
Fig. 3.9	各計測点における初期到達波最大振幅値の比較.....	37
Fig. 3.10	曲げ波の伝搬経路の説明図.....	37
Fig. 3.11	曲げ波の減衰性評価試験概略図.....	37
Fig. 3.12	各計測点における初期到達波の比較.....	38
Fig. 3.13	損傷診断のための疎密波計測方法案.....	40
Fig. 3.14	損傷診断のための曲げ波計測方法案.....	40

Fig. 4.1	繊維破断による疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図	44
Fig. 4.2	繊維破断によるクラックの導入方法	44
Fig. 4.3	発生した繊維破断によるクラック	44
Fig. 4.4	繊維破断による疎密波受振信号の変化	45
Fig. 4.5	繊維破断部からの反射波計測試験概略図	45
Fig. 4.6	繊維破断部からの反射波計測結果	45
Fig. 4.7	スプリッティングによる疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図	47
Fig. 4.8	スプリッティングの導入に用いた押し込み治具	47
Fig. 4.9	発生したリブ上面のスプリッティング	47
Fig. 4.10	スプリッティングの発生による疎密波受振信号の変化	48
Fig. 4.11	格子とスキンの接着不良による疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図	50
Fig. 4.12	接着不良発生による疎密波受振信号の変化	50
Fig. 4.13	リブ側面の剥離損傷の検討に用いる有限要素解析モデル	52
Fig. 4.14	リブ側面の剥離損傷導入部及び圧力付与の位置	53
Fig. 4.15	リブ側面の剥離損傷による受振信号の変化	54
Fig. 4.16	標準化値と確率密度の関係図	57
Fig. 4.17	疎密波群速度計測試験概略図	58
Fig. 4.18	疎密波の伝搬距離と伝搬時間の関係	58
Fig. 5.1	繊維破断による曲げ波伝搬特性の変化評価試験概略図	60
Fig. 5.2	繊維破断によるクラックの導入方法	61
Fig. 5.3	発生した繊維破断によるクラック	61
Fig. 5.4	繊維破断による曲げ波受振信号の変化	61
Fig. 5.5	スプリッティングによる疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図	63
Fig. 5.6	スプリッティングの導入に用いた押し込み治具	63
Fig. 5.7	発生したリブ上面のスプリッティング	63
Fig. 5.8	スプリッティングの発生による疎密波受振信号の変化	64
Fig. 5.9	格子とスキンの接着不良による曲げ波伝搬特性の変化評価試験概略図	67
Fig. 5.10	接着不良発生による曲げ波受振信号の変化	67
Fig. 5.11	健全な経路と接着不良発生経路での受振信号比較試験概略図	68
Fig. 5.12	各経路での初期到達波最大振幅値の比較	68
Fig. 5.13	繰り返し異常値検定の流れ	71
Fig. A.1	結晶構造	76
Fig. A.2	分極処理前と処理後	76
Fig. A.3	圧電気直接効果	77
Fig. B.1	平面音波の進行の説明図	81

Fig. B.2 二媒質間における入射、透過、反射波 84

表目次

Table 1.1	本研究に用いたAGS供試体のサイズ	5
Table 1.2	AGSのリブの材料物性値	5
Table 2.1	有限要素解析に用いた材料物性値	22
Table 2.2	有限要素解析の仕様	22
Table 4.1	各損傷、製造欠陥の疎密波による検知可能性	55
Table 4.2	計測点-入力点間距離	58
Table 5.1	繰り返し異常値検定に用いる閾値と被検定値	71
Table A.1	各圧電材料の圧電定数	80
Table B.1	各種媒質の固有音響インピーダンス	85

第1章

序論

1.1 先進グリッド構造(Advanced Grid Structure : AGS)

近年、異なる二つの材料を組み合わせ、それぞれの特徴を生かした複合材料の開発が進んでいる。特に航空宇宙分野をはじめとする先端的分野で、構造として応用される複合材のほとんどは、長繊維強化複合材料と呼ばれ、繊維が一方に配列した一方方向強化複合材料である。その中でも特に炭素繊維強化複合材料(Carbon Fiber Reinforced Plastic : CFRP)は、樹脂(エポキシ系の熱硬化性樹脂が主流)に炭素繊維を埋め込んだ複合材料で、繊維配向方向の比強度・比剛性に優れた材料であり、軽量化が特に重要となる航空宇宙構造用の材料として注目されている。ここ10年で、その使用率は飛躍的に増加している(Fig. 1.1参照)。ボーイング社の次世代航空機B787やエアバス社のA350 (Fig. 1.2参照)では、重量比率にして50%もの複合材料が使われている[1]。

このCFRPを用いた構造として、近年注目を集めている構造の一つに、CFRP先進グリッド構造(Advanced Grid Structure : AGS)がある。AGSは、正三角形が連続する構造であり、梁のみを用いて面内等方性を有する最もシンプルな構造である(それゆえIso”等しい”-gridと呼ばれている)。その特徴としては、CFRP一方材料のみで構成されているため単純な損傷しか生じないこと、機器類の着脱が簡単、メンテナンス性、フェールセーフ性などが挙げられる。

AGSは従来のSkin-Stringer-Frame構造と異なり、Skin-Stringer-Frame構造がそれぞれの部材毎に負担する荷重の種類を変え(航空機の胴体について言えば、スキンはトルクを、ストリンガーは曲げ荷重を、フレームは内圧を負担している)、役割分担をさせているのに対し、グリッド構造はそれをすべて一つの構造として負担する。

製造方法についても、Skin-Stringer-Frame構造は部材をそれぞれ別々に製造するが、Isogrid構造では基本的には一体成型となる。一般的なCFRP構造の製造方法と同じく、低粘度の樹脂を乾燥した繊維に含浸させ、所定の型に巻きつけることにより成形し(Filament Winding)、(熱硬化性樹脂、エポキシなどの場合は)加熱により硬化させる。現在では、金属型とシリコンゴムの型を組み合わせた成形法(Hybrid Tooling と呼ばれる)などが提案されている[2]。

本研究で用いるAGSは、まず材料として、幅6mmのT800H/E011604-1M(Bryte Technologies, Inc.)CFRPテーププリプレグを用いる。このテープをFig. 1.3の自動積層ロボットにより、周期的に0, +60, -60°という順番で積層を重ねる。それぞれの角度のテーププリプレグは、その交差する位置において互いに

重なり合う。この重なっている部分は、もし単純に積層を繰り返した場合、厚さが 3 倍になってしまう。これは、成形の観点からすると非常に問題があるとされている。この問題を解消するために、様々な交点の取り扱いについての検討もなされてきた[3][4]。本研究では、多くのグリッド構造でなされているものと同様、各交点においてオフセットを設け、最大でも積層の厚さが 2 倍にしかならないように工夫している(Fig. 1.4参照)。加工段階では、三角(六角)形状の、シリコンゴムで作られた熱膨張係数の高いブロックを三角(六角)形のスペースに挿入する。その状態でオートクレーブ内において加熱硬化させる。シリコンゴムの熱膨張により、AGSリブが高さ方向だけではなく側面からも圧縮力を受け、リブの幅はプリプレグの厚さの約半分となり、その代わりに高さが約 2 倍になる。

ここで、本研究で用いたAGS (Fig. 1.4参照) のサイズを、Fig. 1.5とTable 1.1 により示す。この供試体ではリブ毎に 34 枚の一方方向材プリプレグが高さ方向に積層されている。この材料物性をTable 1.2 に示す。本研究の実験では、AGS供試体としてこの供試体のみを用いる。尚、本研究では後述するガイド波を発振、受振する圧電素子を貼り付ける面を作るため、リブ端部を電動グラインダで切り落とし、紙ヤスリにより端面処理を行っている。

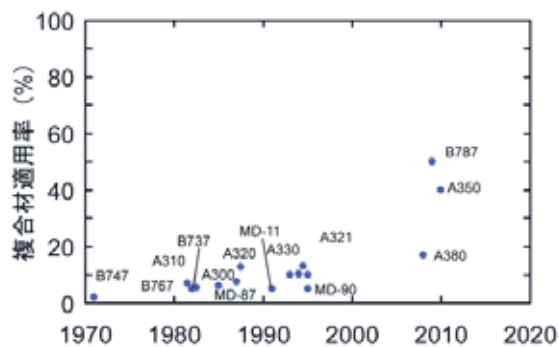
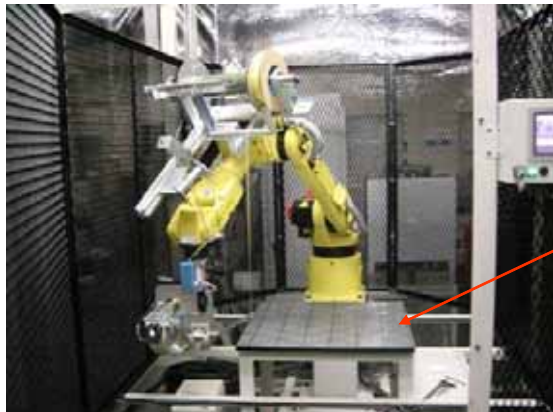


Fig. 1.1 航空機に対する複合材的利用率の推移



Fig. 1.2 A350-900 およびBoeing 787 に用いられる構造材料の比較 (Copyright:www.NowHow.nl, 2006)

自動積層装置(三菱電機(株)製作)



CFRP一方向材プリプレグを連続的に積層して製造

平らな机の上で積層



Fig. 1.3 自動積層装置による積層方法

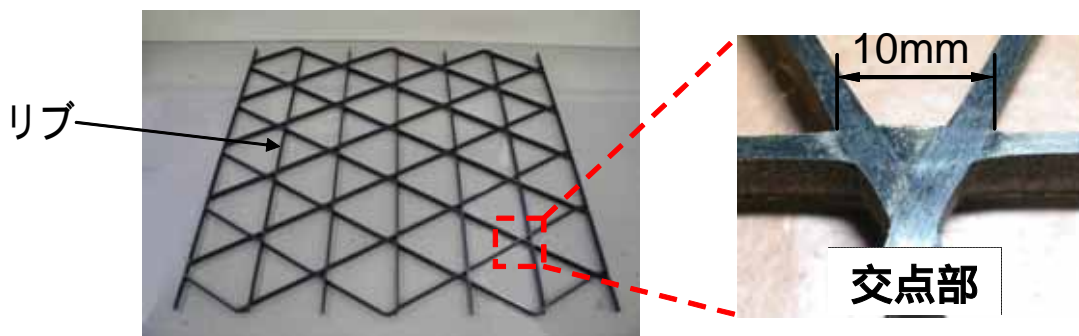


Fig. 1.4 本研究で用いた先進グリッド構造とその交点

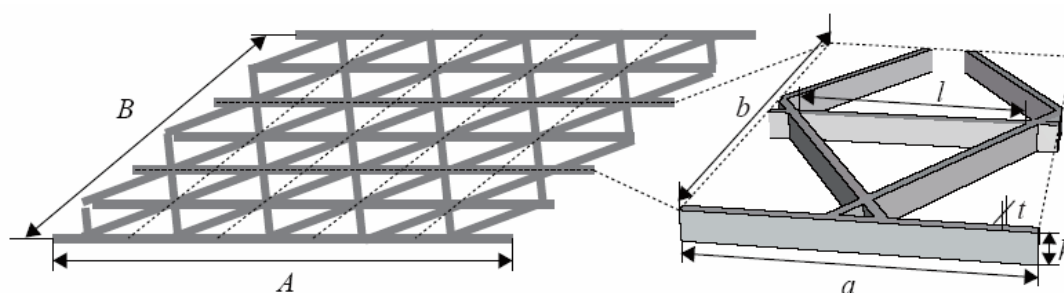


Fig. 1.5 AGS のサイズパラメータ

Table 1.1 本研究に用いた AGS 供試体のサイズ

A	527.0	(mm)
B	550.0	(mm)
a	105.8	(mm)
b	183.25	(mm)
l	84.7	(mm)
t	3.46	(mm)
h	10.25	(mm)

Table 1.2 AGS のリブの材料物性値

E_1	0deg. Tensile modulus	149	(GPa)
$G_{12}=G_{13}$	Shear modulus	3.25	(GPa)
$\nu_{12}=\nu_{13}$	Poisson's ratio	0.281	

1.2. 弾性波を用いた損傷診断

このように近年その需要が伸びているCFRPやAGSであるが、CFRPを材料として用いることには、その信頼性の面で様々な問題も存在する。その問題点としては

- ・炭素繊維と樹脂を複合させることにより、ある面では両者の利点を持つ新しい材料となったが、反面、そのどちらでもない複雑な材料となってしまったという側面もある(樹脂の脆化、熱安定性、界面劣化、予測困難な損傷過程)。
- ・異なる材料を複合することそのものが、不完全な材料となる危険性を多分にはらんでいる。熱膨張係数の違い、製造欠陥など)。

といったことが挙げられる。これらの問題は、CFRPやAGSがどれだけ優れた性質を持っている可能性があったとしても、その適用に対して大きな障壁となっている。そこで近年、CFRPの損傷診断に関する研究が盛んに行われている。

ここで損傷診断とは、機械・構造物などの対象物にセンサを設置して音や振動などの物理量を観測(センシング)し、その観測値をさまざまな信号処理手法を駆使して分析(信号処理)することによって、対象物に蓄積された損傷の程度を把握し健全性を判定(健全性判定)することをいう[5]。CFRPに対する損傷診断としては、目視(拡大鏡、内視鏡、光源、ビデオカメラなどによる検査も含む)以外に非破壊検査として超音波探傷やサーモグラフィ、アコースティックエミッションを利用した検査が行われている。これらの例を見るとわかるとおり、損傷診断におけるセンシングには、構造(材料)内部の様子を探るために、その内部まで到達し、あるいは浸透してそこからの情報を運んでくれる搬送波が多用される。搬送波としてはマイクロ波・赤外線・光・X線等の電磁波、および音波・超音波等の弾性波がよく用いられる。弾性波とは弾性体中を伝わる変形波で、弾性応力波、弾性ひずみ波とも呼ばれる[6]。どのような波動形態を用いるかは、被検査物の不均一性や減衰特性、対象とする損傷形態によって異なってくる。

その中でも弾性波(超音波)は、電磁波に比べて次のような相違点に起因する利点を有する[7]。まず電磁波に比べ弾性波は速度が遅く、金属で $0.5 \sim 1 \times 10^5$ 倍、空気中で 10^6 倍程度遅い。例えば距離3mを電磁波によりパルス反射法(素子から発振した超音波パルスが物体の境界面で反射して戻ってくる時間を用いて距離を計測する方法)で測ろうとすると、パルスの往復時間20ナノ秒程度を測る必要がある。これは現在の技術では不可能ではないが、どこでも簡単に測れる時間でもない。空気中の超音波であれば3mの往復時間20ミリ秒は手頃な測定時間なので空気中でのこの程度の距離の測定に超音波が広く実用されているわけである。また速度が上記のように遅いことから必然的に同じ周波数では波長が短いという相違点が生まれる。波長が短いことによって、パルス反射法では送信パルスの幅を狭くすることができ、小さな被測定物あるいは近距離の反射物でも測定の対象となし得、また伝搬方向の分解能が高められる。この他に液体・固体中の減衰が電磁波より少ないことが挙げられる。例えば水中での電磁波の透過性を考えてみると、極めて低い周波数(VLF)の電波が水中からの通信に使われているがそれ以外の周波数では電磁波は減衰が大きすぎ、計測への実用性は少ない。また固体中

では電磁波を通すものもあり、光弾性試験、マイクロ波透過試験など一部の計測分野では使われている。しかし特に金属は電磁波に対し不透明なので計測には使いがたい。それに対し、液体・固体中での超音波は周波数にもよるが比較的減衰が少なく、計測の分野では電磁波よりも広く使われている。更に、X線のような放射線障害の心配が無く、人体への安全性が高いことが挙げられる。例えば胃のX線透視検査1回に受ける放射線量は約0.5レムである。一般公衆の個人が1年間に受けてよいとされる線量限度0.5レムと同等である。できれば検査のための被曝は避けたい。このような理由から超音波による診断法が急速に発達した。

この弾性波を用いた損傷検知の研究は産業機器、各種プラント、建築物等、様々な分野を対象として行われている。例えば原子力プラントの供用期間中に発生が予想される疲労亀裂および応力腐食割れ等に対しては、傷の高さを精度良く測定することが要求される。米山は原子力発電プラントや化学プラントに多用されているオーステナイト系ステンレス鋼溶接部に対する超音波探傷方法を研究している。用いる中心周波数としては1.5~5MHzと高周波数であり、傷の高さを精度良く測定する代わりに極めて狭い範囲の点測定となっている[8][9]。また鉄道のレールの探傷では同様の高い周波数(2MHz等)を用いて行われているが、レール探傷車により在来線で20km/h、新幹線で45km/hの速度で走行しながら測定することにより長距離の探傷を可能にしている。このとき探触子とレールの間に1mmの水ギャップを設けて、音響的結合を滑らかにしている[10]。

このような探触子近傍における損傷検知の他、ガイド波を長距離伝搬させ、遠くの損傷を検知する研究も多く行われている。ガイド波とは、有限形状の物質中を伝搬する弾性波のことで、「平板や棒状材料、境界面を長手方向に伝搬する超音波モード」の意味として非破壊評価分野では用いられることが多く、その長手方向に伝搬する性質を用いて長尺材料の長距離高速非破壊評価に利用できる。平板中を伝搬するガイド波の一種としてLamb波がよく知られているが、実のところ、「ガイド波」という言葉は、Lamb波による平板材料の長距離非破壊評価の研究を、配管や鉄道レールなどの長尺構造材料へ拡張したときに必要となり使われるようになったものである[11]。このガイド波を利用した非破壊検査が石油精製、石油化学等のプラント内の配管に適用されている。永井らは約20~50kHzのTorsional-mode(ねじれモード)を使用し、配管に取り付けた探触子(探傷リング)から80m離れた腐食も反射波を利用してその検出が可能であることを示している。またこのTorsional-modeの特徴として、配管中の液体による減衰およびノイズ信号の発生がほとんどないことを挙げている[12]。永溝らは配管架台との配管接触部における隙間腐食を、中心周波数5MHzのSV波を円管周方向に伝搬させ、その透過波の振幅変化を調べることで検出する方法を試みている[13]。

また複合材料に対するガイド波を用いた損傷診断として、IpらはKevlar/epoxy製の薄い梁に対し、Lamb波の到達時間と伝搬速度を利用して、人工的に発生させた剥離の位置同定が行っている[14]。他方、Hawardらは、UAV(無人機)の翼構造を模擬した、skin-spar(ともにCFRP製)の接着部の製造時欠陥および運用時に発生した剥離を、ガイド波を用いて検知している。彼らはskin側に貼り付けた圧電素子によりガイド波を発振、受振し、損傷が生じた場合計測された信号の振幅が健全時よりも大きくなることを利用し、その検知を行っている[15]。またQingらは航空機等の大型構造物に対して、ガイド

波を統合されたアクチュエータ、センサのネットワークにより発振・受振し、健全時と受振信号が変化することを利用して損傷の有無、損傷の位置を同定するシステムも研究されている[16]。本研究で提案する損傷診断手法においてこれらの研究は大いに参考になるものとする。

1.3. 研究目的

1.1節で述べた先進グリッド構造(AGS)は前述の製造方法の開発等により、近年注目されるようになった構造であり、現在、航空機のウィングレットへの適用が検討されている。本研究ではこの構造の信頼性向上のため、ガイド波を用いた損傷診断手法を構築することを目的としている。

AGSの損傷診断の研究としては、FBG(Fiber Bragg Grating)センサを用いてリブの歪を計測し、損傷前後のひずみ変化から損傷診断を行う研究が既に行われている[17]。しかしこの方法では健全時からの歪の変化を調べるため、AGSに曲げ荷重等の大きな検査荷重をかけなければならない。この点を改善するものとして筆者は、AGSに貼り付けた圧電素子により構造の健全性を診断する手法を提案する。ガイド波は1.2節で示した利点を有し、本研究においてもこのガイド波による損傷診断の研究を参考に、構造中にガイド波を伝搬させ、複数の発振・受振素子から形成されるシステムにより、AGSに生じる損傷、欠陥の有無、位置同定を行う損傷診断手法の実現を目指す。

尚、この損傷診断手法では、基本的にガイド波はAGS中の格子部を伝搬すると仮定する。そして格子部がCFRP一方向材梁の組み合わせで構成されていることを考慮し、梁構造を伝搬する波として最も単純な、疎密波・曲げ波、を用いることとした。

ここでガイド波による損傷診断をAGSに適用する利点を、以下に挙げる。

- ・ 構造全体が細長いリブの組み合わせで構成されており、弾性波の伝搬経路が制限されるため、他の三次元弾性構造に較べて減衰が小さく、その結果、より大きなサイズに適用可能である。
- ・ 特に疎密波は、繊維方向に媒質が振動するため、減衰を抑えられる。

これらの利点を利用し、AGSに対する損傷診断手法を検討することとした。

1.4. 本論文の構成

本論文の構成は以下のようにした。Fig. 1.6 にこの構成を図示する。

第2章では、AGS に疎密波および曲げ波を伝搬させる上で最適な発振周波数を選定するため、まず AGS のリブ断面と同様の矩形断面棒を三次元的に有限要素法によりモデル化し、動的 FEA により発振周波数を検討することとした。解析では群速度分散曲線を求めた上でさらに、実際に受振点においてどのような波形が得られるかその傾向を詳細に評価することとし、周波数を決定した。そして解析で決定された発振周波数を検証するため、実験により AGS 供試体に様々な発振周波数の疎密波、曲げ波を伝搬させその受振信号を評価した。

第3章では、AGS を伝搬する疎密波、曲げ波の特性を評価した。特に、各ガイド波のエネルギーが、AGS の交点から周囲の各リブへの程度の割合で分散していくのか評価した。また交点の存在の影響による各ガイド波のエネルギーの減衰についても評価した。そして最後に、それらの検討で明らかになった疎密波、曲げ波の特性を比較し、AGS の損傷診断においてそれぞれの波をどのように計測するのか、その方法を提案した。

第4章では、AGS 中に生じる様々な種類の損傷(製造欠陥、運用欠陥)により、計測される疎密波にどのような変化が現れるのかを実験・解析を用いて評価し、各損傷の、疎密波を用いての検知可能性を議論した。そして、検知可能であるとわかった損傷のうち特に繊維破断によるクラックに注目して、その損傷診断手法を提案し、提案した手法を実験により検証した。

第5章では、第4章同様、AGS 中に生じる様々な種類の損傷(製造欠陥、運用欠陥)に対して、曲げ波を用いた損傷診断システムを提案・検証した。損傷により、計測される曲げ波にどのような変化が現れるのかを実験・解析を用いて評価し、各損傷の、曲げ波を用いての検知可能性を議論した。そして、検知可能であるとわかった損傷のうち特に格子部とスキンの接着不良に注目して、その損傷診断手法を提案し、提案した手法を実験により検証した。

以上の結果より、第6章においてガイド波を用いた先進グリッド構造中の損傷診断手法について総括を行った。

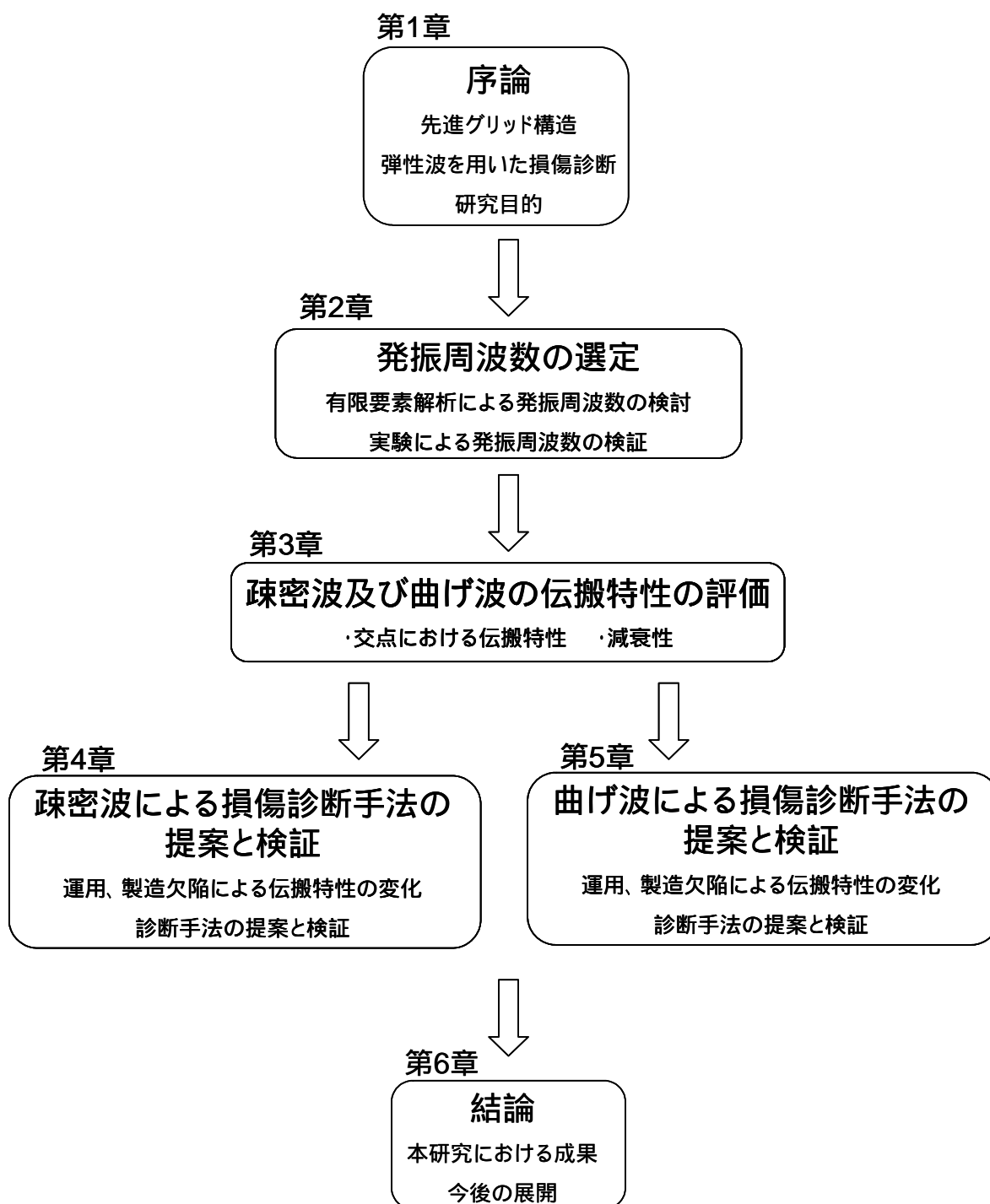


Fig. 1.6 論文構成

第2章

発振周波数の選定

本章では、まず損傷診断にガイド波を用いる際にどのような観点で発振周波数を決定すれば良いかを述べ、この観点から、分散曲線を求めることの重要性を示す。次に、AGS におけるガイド波の分散曲線を求めるにあたり、本研究では“矩形断面を持つ CFRP 一方向材中を伝搬するガイド波”の分散曲線を求めればよいと考え、AGS のリブ断面と同様の矩形断面棒を三次元的に有限要素法によりモデル化し、動的 FEA により検討することとした。解析では群速度分散曲線を求めた上でさらに、実際に受振点においてどのような波形が得られるかその傾向を詳細に評価することとし、この解析ひとつで様々な要因を一度にまとめて考慮して周波数を決定した。そして解析で決定された発振周波数を検証するため、AGS 供試体に様々な発振周波数により疎密波、曲げ波を伝搬させその受振信号を評価した。

2.1 ガイド波の速度分散性

理想的な発振周波数とは、“その周波数で加振した場合に、入力波形と同じ形をしたガイド波のみが発生し、減衰を除いて、どこまでもその形を維持して伝搬する”ような周波数と言える。ただし現実には様々な要因によって、伝搬するガイド波の波形は変化する。一般に、ガイド波の伝搬速度は周波数に依存する。これを“周波数による速度分散性”、あるいは単に“分散性”、と呼ぶ。ある周波数の周りで速度変化が大きい場合、実際に投入されるエネルギーの周波数がどうしても幅を持ってしまうことから、この分散性により様々な速度の波が伝搬されるため、観測される波形が、入力した波形を時間方向に間延びさせたような波形となってしまう。この現象により、観測波形から波の伝搬時間の決定が困難となる。よって、周辺の周波数での速度変化が小さい周波数、すなわち、分散性の小さい周波数を選択する必要がある。さらにこの速度分散性は、物体内部の変形モード毎に異なる。そのため、上記の問題はさらに複雑になる。そこで発振周波数は、一般的に、以下の2点から決定される。

- ・なるべく複数のモードが存在しないこと。
- ・注目するモードについて分散性が小さいこと。

以上の検討は、周波数と伝搬速度の関係を表した分散曲線を用いてなされる。Fig.2.1に、一例として、異方性矩形断面を持つ棒構造の分散曲線を示す[18]。図中の左側の図は、異方性矩形断面中に生じる変形モードの幾つかを列挙したものであり、右側のグラフは各モードの分散性をあらわしている。グラフの横軸は断面中の異なる二辺の長さのうち短いほう(a)を波長(λ)で除した値であり、縦軸は、波の速

度(c)を基本速度(c_3)で除したものである。このグラフを見ると、 a/λ が小さい領域では、存在するモード数が少ないこと、さらにその領域では各モードの速度の違いが大きいためモードを分割して評価できること、またその領域において分散性の小さいモードは二つほどしかないこと、などがわかる。

以上のように、分散曲線を得ることによって、特定の变形モードを利用するためには、どの周波数を用いると都合がいいのかを議論することができる。

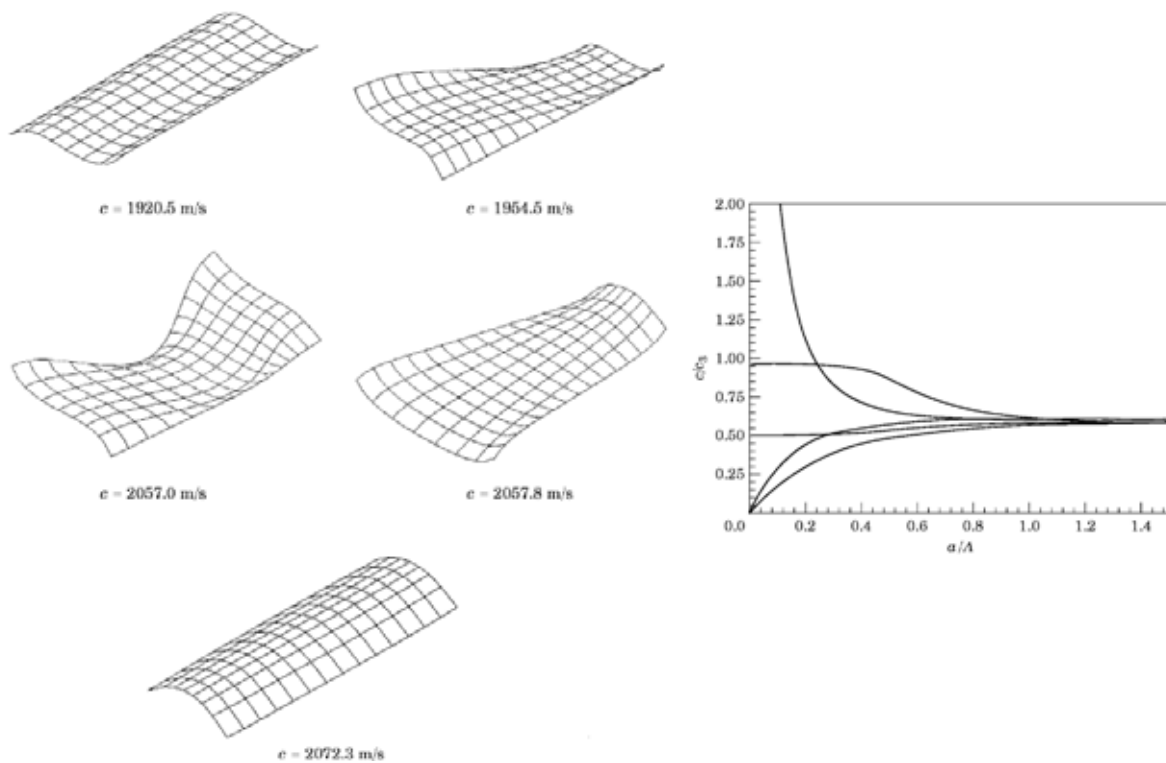


Fig. 2.1 直交異方性棒中に生じる变形モード（左）と各モードの分散曲線（右）

2.2 既存の分散曲線導出法

AGS中を伝搬するガイド波の分散曲線を厳密に求める場合には、交点の不連続性による影響まで含めて考える必要があり、非常に複雑になる。また系全体に対して交点が占める割合が非常に小さい場合、特にガイド波の波長が交点のサイズに較べて十分に大きいならば、分散曲線の検討にあたり交点の存在を無視して考えて問題ないと考えられる。そこで本研究では、AGSが矩形断面を持つCFRP一方向材の繰り返しで構成されていることより、“矩形断面を持つCFRP一方向材中を伝搬するガイド波”の分散曲線を求めることとし、交点は分散性に影響を与えないと考える。棒を伝搬するガイド波についての分散曲線の導出法には様々なものがあるが、大別して、変形及び波の伝搬について特定の仮定をして運動方程式の厳密解を得る方法と、物体を有限要素法などにより離散化して直接運動方程式の近似解を得る方法、の二種類がある。

厳密解を得る方法を考える場合は、基本的に波が定常的に伝搬している(無限の過去から無限の未来まで定常的に続いている)と考える。この場合、波は常に物体中に存在しており、それに対してエネルギーを積算したときに初めて波が可視化されると考えていることになる。この方法を用いた、棒状の物体の分散曲線の導出方法としては、Chreeらにその端を発する[19]。彼らは円断面を持つ無限に長い棒について、棒の変形を軸方向変位のみですべて表した次元モデルを用いて厳密に解いている。

また本研究では特に、異方性を有する材料についての分散曲線を求める必要がある。Morse[20]は直交異方性かつ面内等方性(Hexagonal elastic symmetry)の円断面棒の軸方向に沿って伝搬する疎密波の厳密解を得ている。またMirsky[21]は、直交異方性円断面棒における軸対称な振動に対し厳密解を得ている。

しかしながら著者が知る限り、現段階では、矩形断面をもつ異方性材料に関しての厳密な分散曲線を得る解析解は得られていない。また以上のような厳密解を求める方法においては、三次元棒の変形を軸方向の変数のみで表現して考えている。そのためこの理論は、波長が棒の断面方向の辺の長さに比べ十分長い場合のみ適用可能である。

以上のような厳密解は、より現実に即すよう改良されるに従って導出が困難となり、それにもかかわらず常に仮定や解の予測を必要としてしまう。その対極として、近似解ではあるが基礎式をそのまま解くことにより解を得る方法というものが存在する。Nigroらは、直交異方性矩形断面棒における疎密波の伝搬に関してRayleigh-Ritz法を用いて種々の材料に対し分散曲線を計算している[22]。彼はまた等方性棒の断面の辺の比 b/a が0.125以下の場合において得られた分散曲線と、無限平板の理論(Lamb波)で求めた分散曲線がよく一致することを示している。彼は同様の手法で曲げ波、捻り波に対しても位相速度分散曲線を得ている。Mazuchは、Rayleigh-Ritz法を用いる代わりに有限要素法をもちいて断面を離散化し、無限に長い棒中を定常的に伝搬するガイド波の分散曲線を計算している[18]。

これらの近似解法においては、結局のところ、無限に長い棒である点、定常的に伝搬している波である点を仮定して解を求めていることになる。これは、“分散曲線を得る”という観点から考えれば十分である。そのため今日の周波数の検討は、一般的にはまず前述のような様々な手法を用いて分散曲

線を得、その分散曲線から用いるガイド波の周波数にあたりをつけ、その他の要因(棒が有限である点や、反射による影響、初期の局所的な過信の影響など)はこの理論とは別に検討がなされてきた。しかしながら、実際に行うべきことは分散曲線を得ることではなく、”その周波数で加振した場合に、入力波形と同じ形をしたガイド波のみが発生し、減衰を除いて、どこまでもその形を維持して伝搬する”ような周波数を決定することである。そこで本研究では、昨今の近似解、特に、有限要素解析(FEA)の隆盛・汎用化の背景を鑑み、特定の矩形断面棒を三次元的に有限要素法によりモデル化し、動的FEAにより発振周波数を検討することとした。その利点は、どれだけ複雑な形状であっても(近似解ではあるが)分散曲線を基礎式から得ることができる点のみならず、既存の分散曲線を考える際に無視していたような要因も含めてどのようなガイド波が伝搬されるのかを調べることができる点にある。そこで、群速度分散曲線を求めた上でさらに、実際に受振点においてどのような波形が得られるかその傾向を詳細に調べることにし、この解析ひとつで様々な要因を一度にまとめて考慮して周波数を決定した。

2.3 有限要素解析による分散曲線の導出および発振周波数の検討

動的な問題(運動方程式)の有限要素解析にあたり、本研究では構造が比較的複雑である場合に有効とされる陽解法を用いることとした。

Fig. 2.2に、用いた解析モデルを、疎密波・曲げ波についてそれぞれ示す。材料物性は、本研究で用いたAGS供試体のリブの物性を与えることとし、Table 2.1にその値をまとめた。

用いたモデルの形状は、断面はAGSのリブと同様の3.46mm × 10mmとし、軸方向長さに関しては、疎密波検討用モデルでは7500mm、曲げ波検討用モデルでは発振周波数が10kHz以上の場合は1000mmとし、それよりも低い場合は振動時間が長くなり、長さが1000mmでは初期到達波と発振部他端からの反射波が重なるため2000mmとした。

解析におけるCFRP一方向梁のモデル化には、8節点の6面体要素を用い、計算の高速化のため低減積分を行うこととした。さらに低減積分時に問題となるアワーグラスモードが発生してしまう問題については、アワーグラス剛性を導入することにより抑制している。疎密波の検討に用いたモデルは、1軸方向に2分割、2軸方向に6分割、3軸方向に5000分割し、要素数は60,000、節点数は105,021とした。一方、曲げ波の検討に用いたモデルは、1軸方向に1分割、2軸方向に20分割、3軸方向に2000分割し(1.5 ~ 6kHzの周波数検討時は4000分割)、要素数は40,000、節点数は84,042(1.5 ~ 6kHzの周波数検討時は要素数80,000、節点数168,042)とした。

解析における初期・境界条件であるが、疎密波については棒の端面に、曲げ波については図中に示した位置に、Fig. 2.3に示した波形の圧力を与えている。この発振波形は、正弦波三周期にHamming窓関数をかけあわせた波形となっている。ハミング窓とは、次式で与えられる窓関数のことで波形端部での急激な変化によって様々な周波数の波が励起されてしまう点を抑制するための手段である。(2.1)式は、本研究で用いた入力波形を表す離散型の関数である。式中、{ }内がHamming窓関数を表している。

$$W(n) = \left\{ 0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi n}{N}\right) \right\} \times \sin\left(3 \times \frac{2\pi n}{N}\right) \quad (2.1)$$

ここで N は全体の総サンプル数を表し、 n は離散サンプルで、その値の範囲は0から N となる。また、与える圧力の大きさであるが、附録Aの(A.14)上式において $S=0$ の場合について行列表示した、

$$\begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{22} \\ T_{33} \\ T_{23} \\ T_{13} \\ T_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

を用いて考える。この式に本研究で用いた圧電素子の圧電応力定数 $e_{33}=17.2\text{C/m}^2$ と電場 $E_3=4.5 \times 10^3\text{V/m}$

を用いれば、素子軸方向の最大垂直応力 $T_{33}=7.7 \times 10^4 \text{N/m}^2$ と求まる。そして圧電素子-接着剤間、および接着剤-AGS間で圧力がどれだけ減衰するかを(B.30)式の音圧の透過率を用いて計算し、最終的に解析において与える発振圧力の最大値を、 $P=2.7 \times 10^4 \text{N/m}^2$ とした(尚、計算にはTable B.1の値の他、圧電素子の密度 $=7.4 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ と軸方向弾性率 $=4.9 \times 10^{10} \text{N/m}^2$ を用いた)。

受振波形の評価には、疎密波については発振端部から4500mm、5500mmの距離における1軸方向の垂直応力成分 S_{11} を用い、曲げ波については発振側端部から400mm、800mmの距離における3軸方向の垂直応力成分 S_{33} を用いることとした。以上の解析を、汎用有限要素法ソフトウェアABAQUS(ABAQUS Inc.)を用いて行った。得られた波形については、その包絡線を計算し、初期到達波の包絡線が最大値をとる(到達エネルギーが最大となる)時刻をガイド波の到達時刻とすることとした。そして、受振位置の距離の違いとそれによる到達時刻の違いから、ガイド波の群速度を計算した。以上の計算を複数の周波数について行うことにより、分散曲線を得ることとした。上述の解析条件を、Table 2.2にまとめた。

Fig. 2.4、Fig. 2.5に、疎密波曲げ波についてそれぞれ得られた分散曲線を示す。Fig. 2.4を見ると、AGS中を伝わる疎密波については400kHzまでの周波数範囲では群速度はほぼ一定であることがわかり、分散性はほとんどないといえる。よって、分散性の観点からすると疎密波については、どの周波数を用いてもよいことがわかる。またFig. 2.5を見ると、20kHz以下の領域において周波数により速度が大きく変化することがわかる。つまり、20kHz以下では分散性が強いので、分散性の観点からすると、20kHz以上の周波数を用いるのが妥当であると結論付けられる。

さらに、Fig. 2.6、Fig. 2.7に、疎密波曲げ波について実際に計算により得られた波形を、三つの異なる周波数についてそれぞれ示す。Fig. 2.6を見ると、60kHzでは入力波形と類似の波形が受振されていることがわかるが、周波数が高くなるにつれてその形が後ろに尾を引くような形に波形が乱れていることがわかる。これは、周波数を上げることにより、疎密波の変形以外の変形モードが生成されるようになることを意味している。特に、100kHzでは最初のモードの後に複数のモードが確認できる。よって、出来る限り純粋な疎密波を生成させるには60kHz周辺以下の発振を行うことが最適であると考えられるが、周波数が高いほど時間分解能はよいことも勘案すると、疎密波の発振周波数としては80kHz程度でも、そこまでいろいろな変形モードが見られないことから、疎密波の発振周波数としては80kHzがよいと考えられる。一方、曲げ波についてもFig. 2.7を見ると、疎密波の場合と同様、発振周波数が60kHz以上になると、複数のモードが生成されているのがわかる。よって、曲げ波の発振周波数としては40kHzがよいと考えられる。

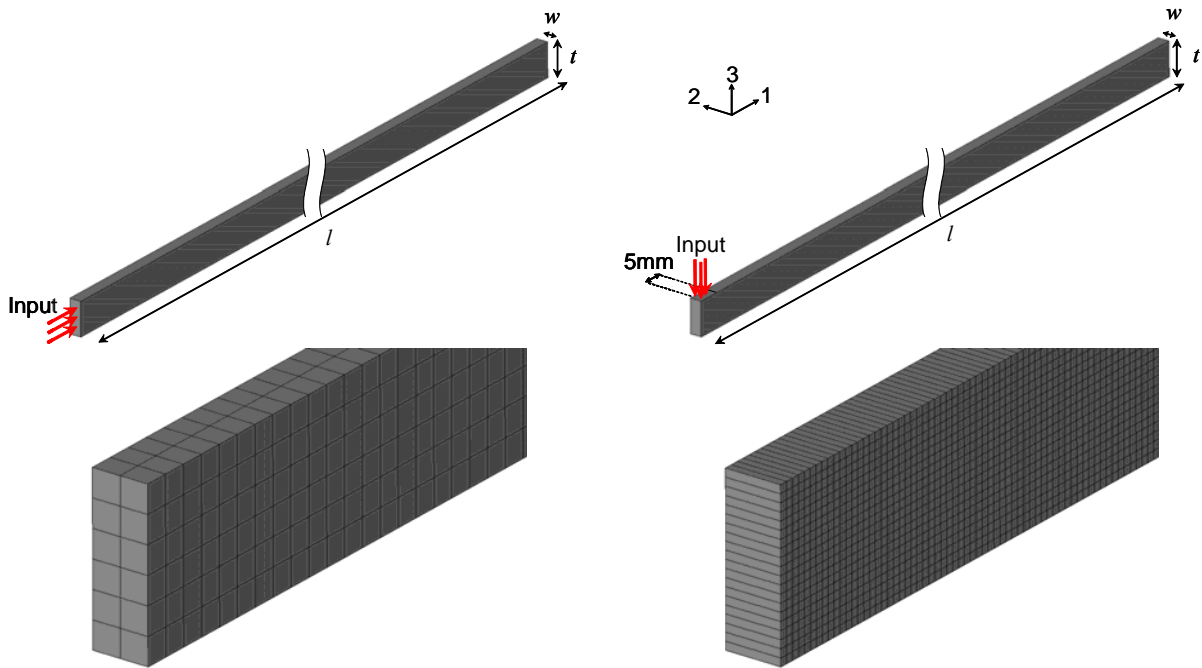


Fig. 2.2 分散曲線導出に用いた有限要素モデル

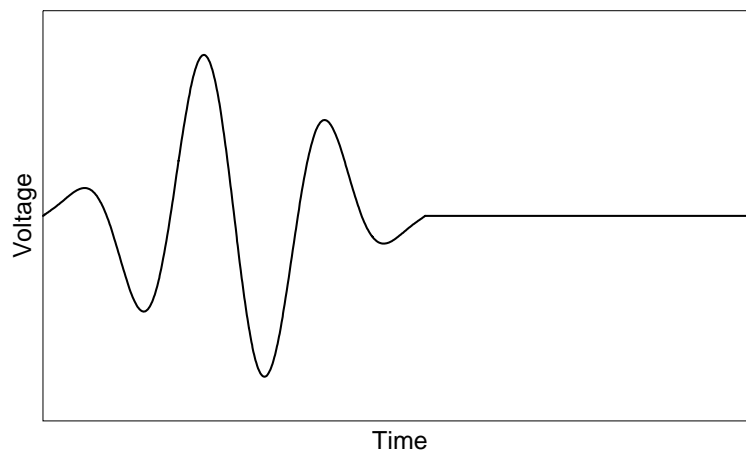


Fig. 2.3 入力波形

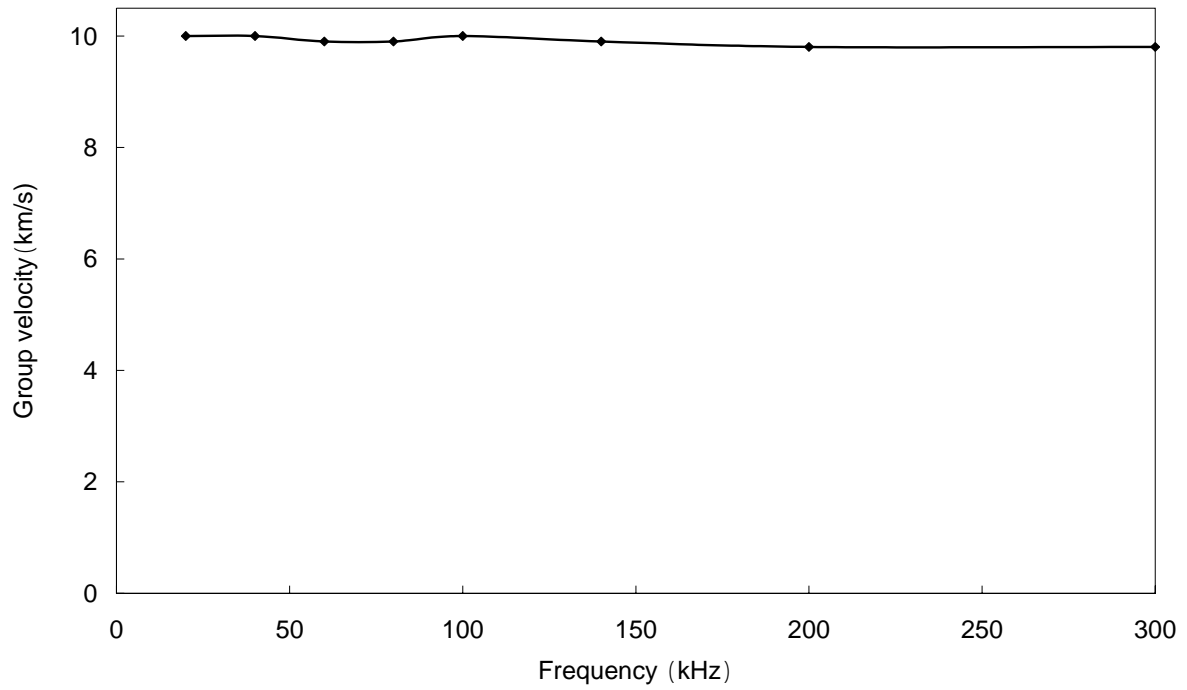


Fig. 2.4 異方性矩形断面棒における疎密波群速度分散曲線

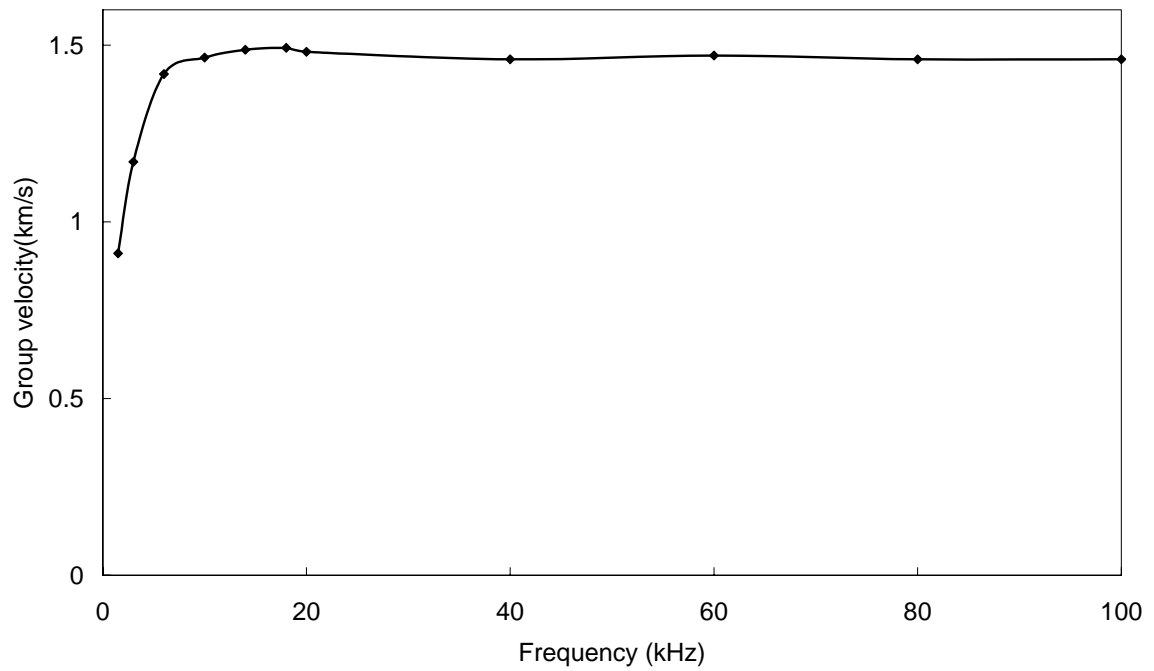


Fig. 2.5 異方性矩形断面棒における曲げ波群速度分散曲線

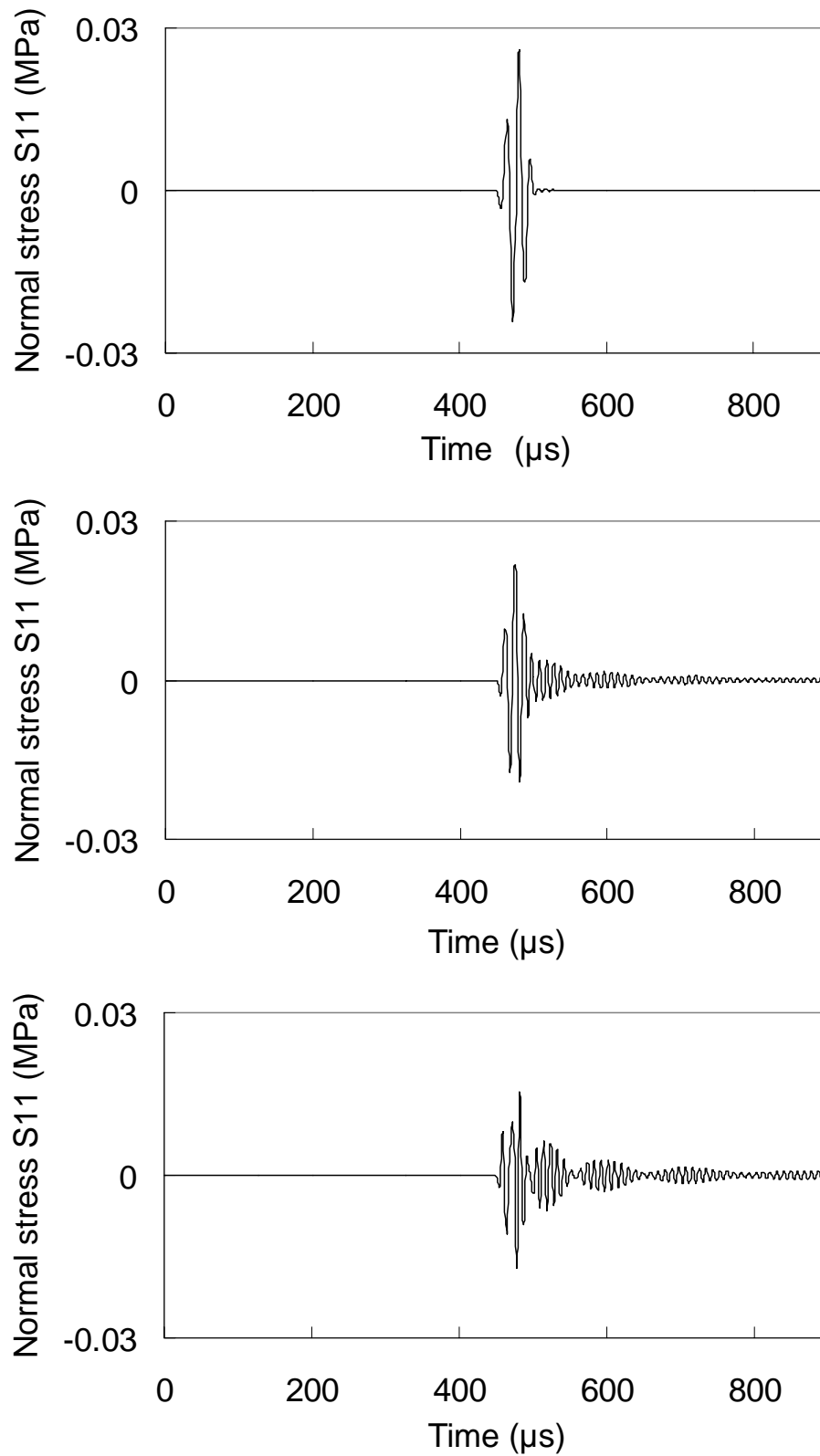


Fig. 2.6 解析による疎密波受振信号の比較 (60、80、100kHz)

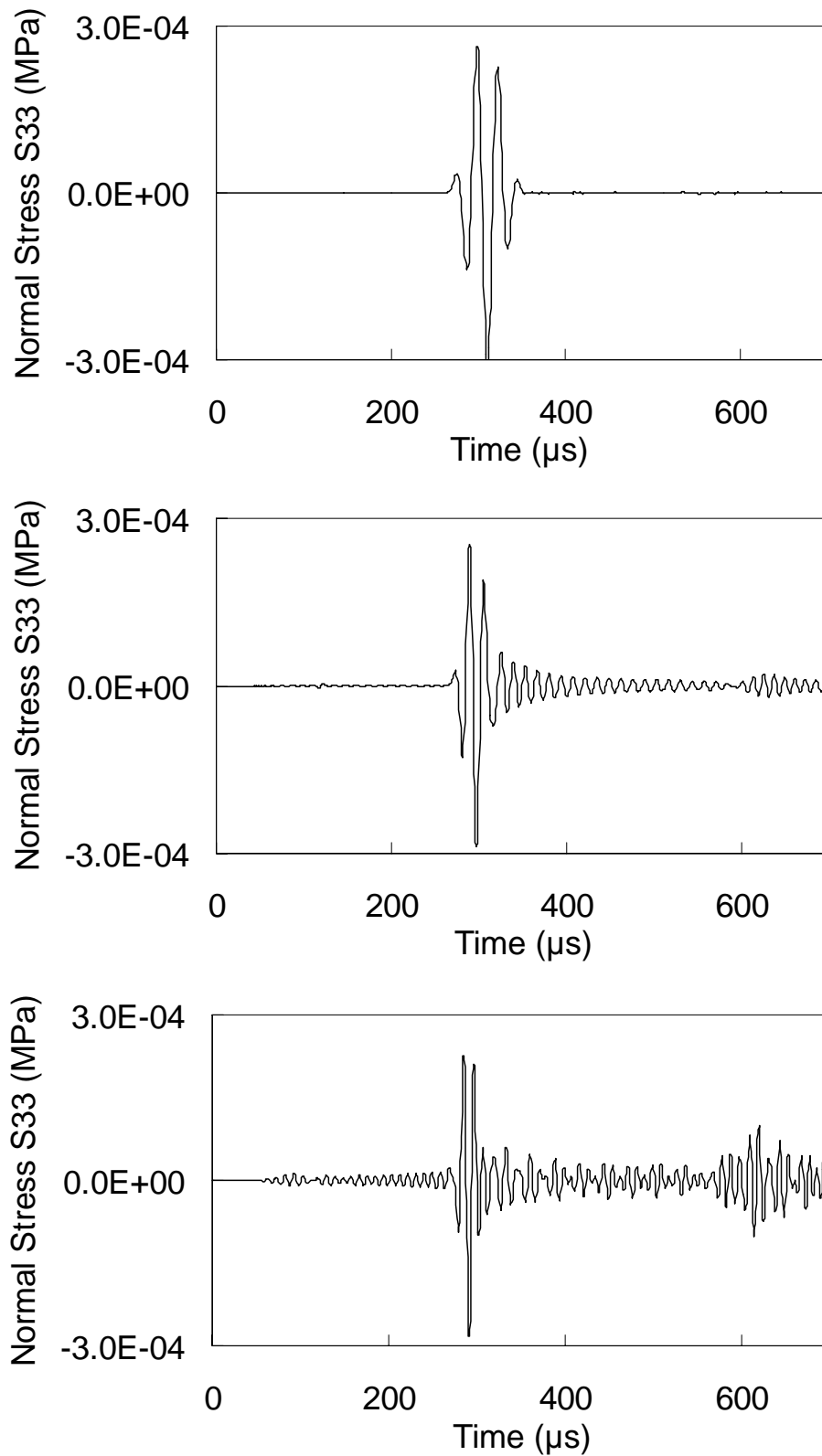


Fig. 2.7 解析による曲げ波受振信号の比較 (40、60、80kHz)

Table 2.1 有限要素解析に用いた材料物性値

E_{11}	(GPa)	149
E_{22}	(GPa)	7.65
G_{12}	(GPa)	3.25
G_{23}	(GPa)	2.57
ν_{12}		0.281
ν_{23}		0.49
ρ	(kg/m ³)	1500

Table 2.2 有限要素解析の仕様

	疎密波	曲げ波
断面寸法 $w \times t$ (mm ²)	3.46×10	
長さ l (mm)	7500	1000(10kHz以上の周波数検討時) 2000(1.5～6kHzの周波数検討時)
インクリメント (s)	1×10^{-7}	4.3×10^{-8}
線形粘性パラメータ	0.06	
二次粘性パラメータ	1.2	
要素の種類	三次元ソリッド要素(8節点6面体要素)	
低減積分要素に対するアワーグラス制御	累積粘弾性形式	
要素数	60,000	40,000(10kHz以上の周波数検討時) 80,000(1.5～6kHzの周波数検討時)
節点数	105,021	84,042(10kHz以上の周波数検討時) 168,042(1.5～6kHzの周波数検討時)
ガイド波発生方法	最大値27(kPa)でFig. 2.3の信号をFig. 2.2の位置に付与	
発振周波数 (kHz)	20～300	1.5～100
ガイド波受振の評価に用いた物理量	1軸方向垂直応力	3軸方向垂直応力
受振位置(ガイド波入力端より、mm)	4500, 5500	400, 800

2.4 実験による発振周波数の検討

以上のとおり解析により決定された発振周波数を検証するため、実際に、AGS 供試体に様々な発振周波数で疎密波、曲げ波を伝搬させ、その受振信号を評価した。

試験概要

Fig. 2.8に本研究で用いたガイド波計測装置の概要を示す。これらの装置を用い以下の手順でガイド波を発生・計測した。まずPCで作成された発振波形をFunction Generatorに送り、信号を電圧信号に変換し、電気アンプで増幅した。次に圧電素子によってその電圧信号を圧力信号に変換し、圧電素子を接着した供試体にガイド波を伝搬させた（圧電素子の作動原理については、附録Aで、また圧電素子の接着に用いる接着剤（カップラント）の役割については附録Bで詳述する）。そして供試体に貼り付けた他の圧電素子によりガイド波を受振し、圧力信号を電圧信号に変換し、その強度をオシロスコープにより時系列データとして高速計測した。このオシロスコープでの計測ではアンプからの信号をトリガーとした。尚、計測される電圧信号の強度は小さいもので数十(mV)になる。対して、オシロスコープで計測時に混入する電機ノイズは大体数十(mV)である。そこで、ノイズを除去するために、アベレーシングを行った。これは、一定回数以上のガイド波の入力及び計測を行い、それらを平均化するという手法で、有意な信号は常に残るが、ノイズは除去されるという方法である。

Fig. 2.9 左図は、試験の概略図であり、疎密波、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。試験においては、計測機器等の振動の影響を防ぐため、Fig. 2.9 右上に示すように供試体を天井より紐で吊ることとした。疎密波、曲げ波の入力には、80kHz 共振型の圧電素子（0.08Z5D-LYX(C-6)、富士セラミックス製）を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた（Fig. 2.9 右中央、右下参照）。また入力信号は、Fig. 2.3 に示した波形の電気信号（正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの）を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。そして発振周波数に関しては、疎密波の発振に 40、60、80kHz を、曲げ波の発振に 40、50、60kHz を用いた。尚、計測ではアベレーシング回数を 1024 回とした。試験では、各発振周波数で計測された受振信号を比較することで、発振周波数の選定を行った。

試験結果

Fig.2.10、2.11 に疎密波、曲げ波について計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。Fig.2.10 をみると、発振周波数が 40kHz の場合初期到達波のあとにもう一つ波が到達しているが、これは 2.2.3 項で得られた疎密波群速度から、一度計測点に到達した波が更に往復してきたものと考えられる（これを第二波と呼ぶことにする）。2.3 節の解析結果においては発振周波数が 60kHz の場合、確認できるモードは 1 つしかなかったが、実験における 60kHz においては初期到達波と第二波の間に 40kHz の場合には見られなかった波が到達しており、これは初期到達波とは異なる変形モードの波であると考えられる。この試験結果から考えると、出来る限り純粋な疎密波を生成させるには 40kHz 周辺以下の発振

を行うことが最適であると考えられるが、周波数が高いほど時間分解能はよいこと、損傷の影響を受けやすいという面で損傷検知により適していることも勘案すると、疎密波の発振周波数としては80kHz程度でも、そこまでのいろいろな変形モードが見られないことから、疎密波の発振周波数としては80kHzがよいと考えられる。一方、Fig.2.11の曲げ波の結果についても見ると、発振周波数が50kHz以上になると、解析での傾向と同様に、複数のモードが生成されているのがわかる。よって曲げ波の発振周波数としては40kHzがよいと考えられる。

以上の解析および実験での検討より、本研究における疎密波の発振周波数としては80kHz、曲げ波の発振周波数としては40kHzを用いることとした。

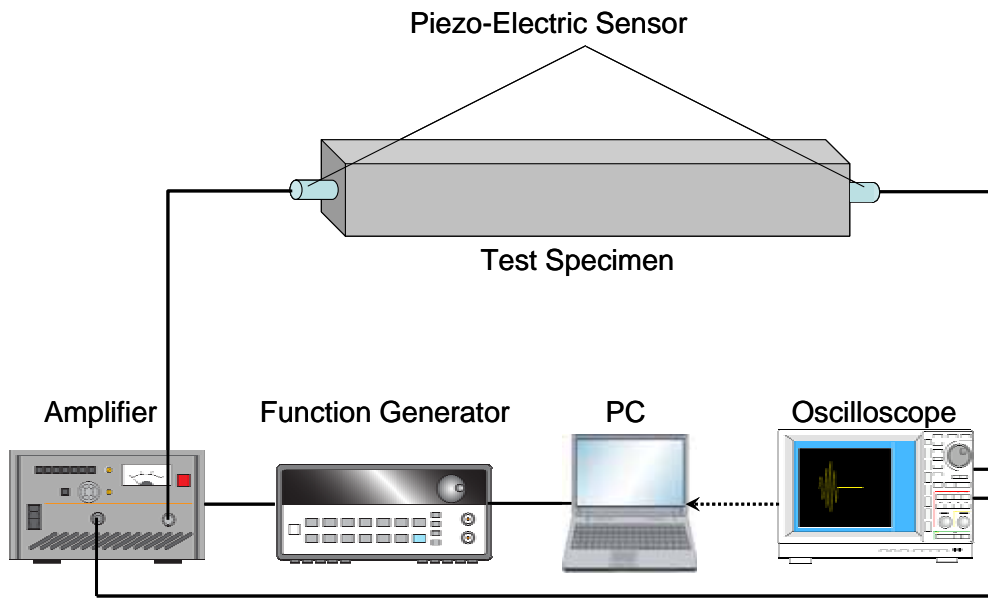


Fig. 2.8 ガイド波計測装置の概要

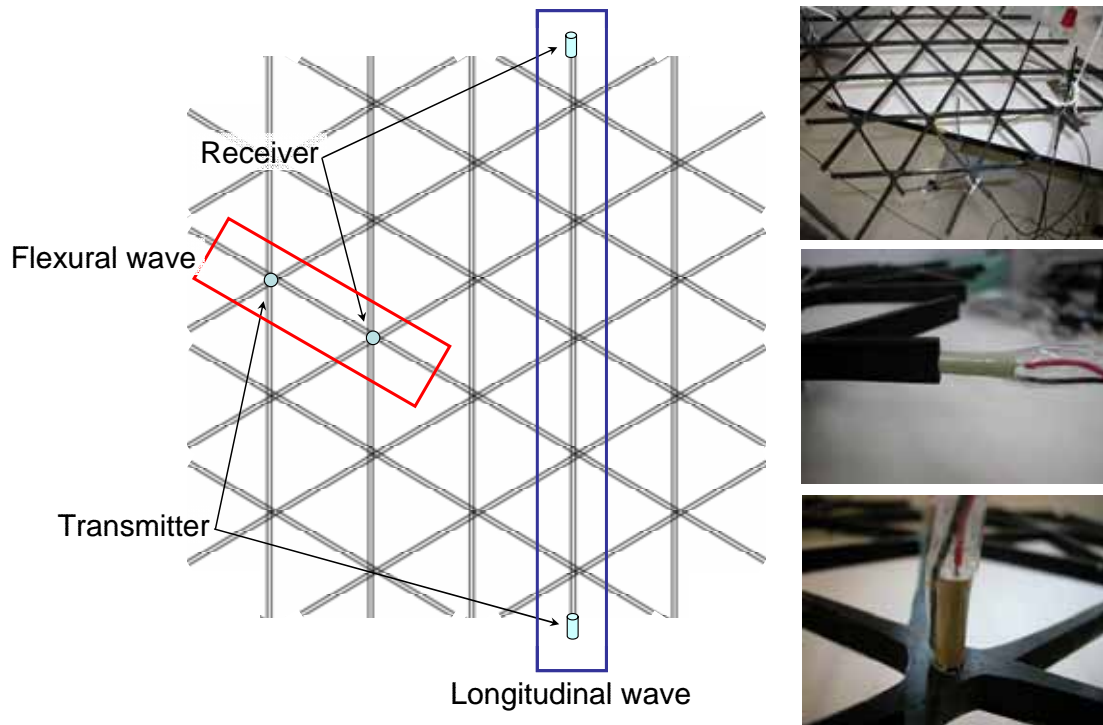


Fig. 2.9 発振周波数の検討のための試験概要

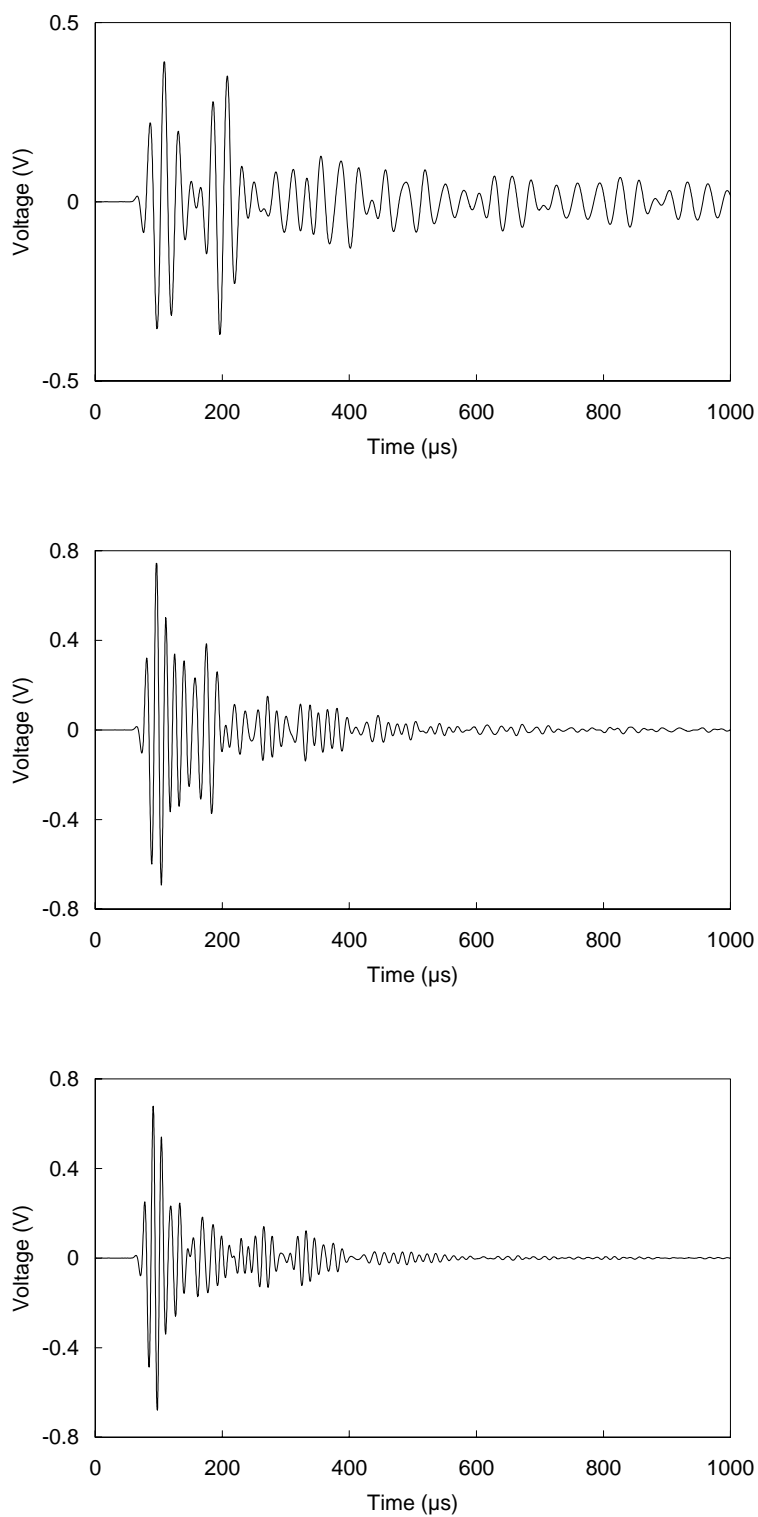


Fig. 2.10 実験による疎密波受振信号の比較 (40、60、80kHz)

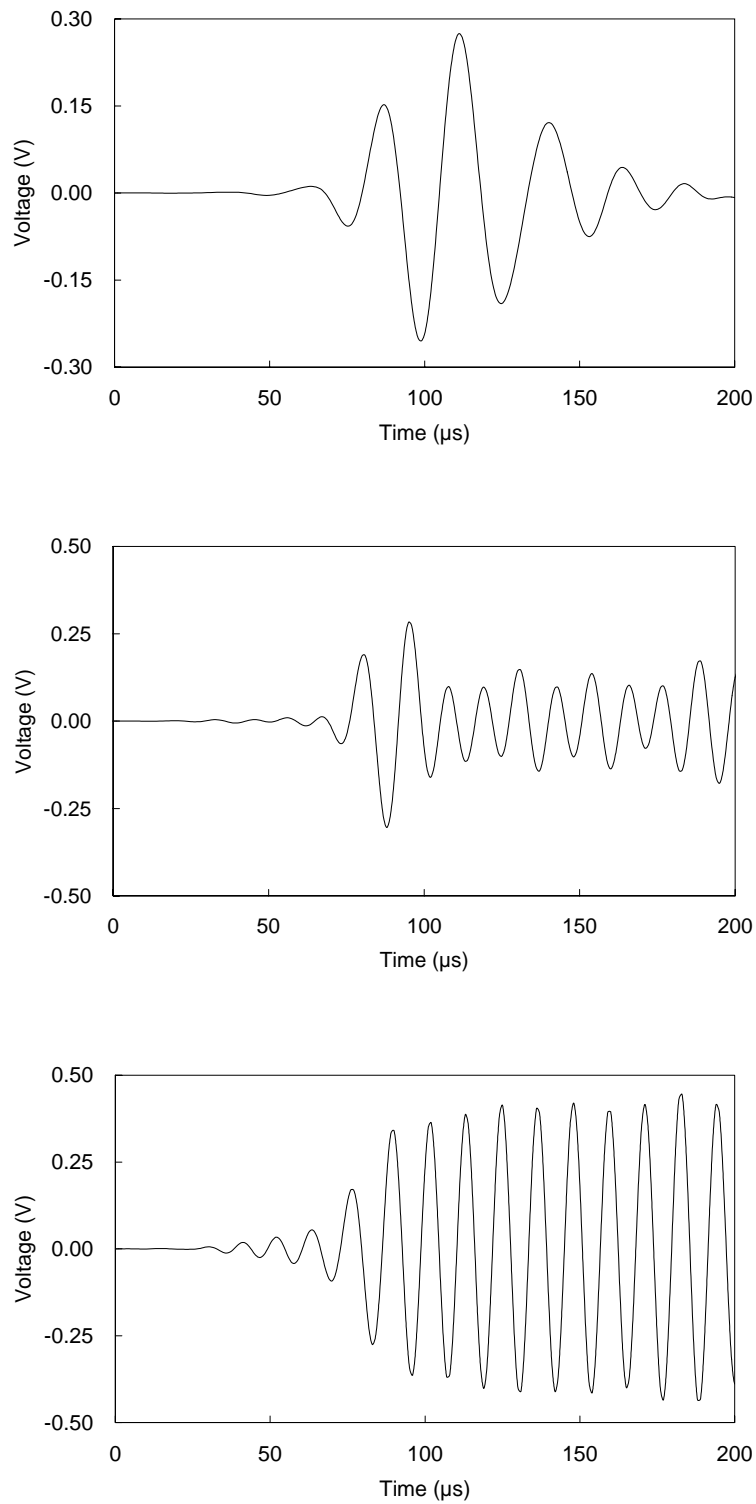


Fig. 2.11 実験による曲げ波受振信号の比較 (40、60、80kHz)

第3章

疎密波及び曲げ波の伝搬特性の評価

本章では、疎密波および曲げ波に関して、その先進グリッド構造（AGS）における伝搬特性を評価する。AGS にガイド波を伝搬させたという研究は、未だ報告されておらず、この特性を明らかにする必要がある。具体的にはまず、各ガイド波のエネルギーが、AGS の交点にから周囲の各リブへの程度の割合で分散していくのか実験により評価する。また交点の存在の影響による各ガイド波のエネルギーの減衰について評価する。そして最後に、それらの検討で明らかになった疎密波、曲げ波の特性を比較し、AGS においてそれぞれの波に適した計測方法を提案する。

3.1 疎密波の伝搬特性の評価

3.1.1 交点における伝搬特性の評価

試験概要

本試験では Fig. 2.8 に示したガイド波計測装置を用いた。これらの装置により次の手順でガイド波を発生・計測した。まず PC で作成された発振波形を Function Generator に送り、信号を電圧信号に変換し、電気アンプで増幅した。次に圧電素子によってその電圧信号を圧力信号に変換し、圧電素子を接着した供試体にガイド波を伝搬させた。そして供試体に貼り付けた他の圧電素子によりガイド波を受振し、圧力信号を電圧信号に変換し、その強度をオシロスコープにより時系列データとして高速計測した。このオシロスコープでの計測ではアンプからの信号をトリガーとした。尚、計測される電圧信号の強度は小さいもので数十(mV)になる。対して、オシロスコープで計測時に混入する電機ノイズは大体数十(mV)である。そこで、ノイズを除去するために、アベレージングを行った。これは、一定回数以上のガイド波の入力及び計測を行い、それらを平均化するという手法で、有意な信号は常に残るが、ノイズは除去されるという方法である。

Fig.3.1 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。試験においては、計測機器等の振動の影響を防ぐため、Fig.3.1 右上に示すように供試体を天井より紐で吊ることとした。疎密波の入力には、80kHz 共振型の圧電素子（0.08Z5D-LYX(C-6)、富士セラミック製）を用い、これを図中の Transmitter とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた（Fig.3.1 右下参照）。入力信号は、Fig.2.4 に示した波形の電気信号（正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの）を用いた。発振周波数は2章で検討したとおり 80kHz とした。また電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。本試験

では、Fig.3.1 に示すように疎密波の計測をリブの端部ではない部分で行うため、圧電素子ではなく、Fiber Bragg grating (FBG) センサを用いて各リブの軸方向ひずみを計測することとした([15]参照)。このFBG センサは光ファイバでできており、入射した光の反射光の波長変化を利用してひずみを計測するものである。尚、計測ではFBG を用いる都合上、アベレーシング回数を 65536 回とした。

試験では、交点において疎密波がどのように進むのかを調べるため、Fig.3.1の3箇所の計測点A、B、Cで得られた初期到達波の最大振幅値 V_p を比較した。 V_p はFig.3.2に示すように、受振波形に対しヒルベルト変換を用いて包絡線を求め、図のように決めることとした。

実験結果

Fig.3.3 に各計測点で計測された電気信号の時系列変化を示す。計測点Bでの初期到達波に他の波が重なっているが、これは疎密波入力点の他端から反射してきた波だと考えられる。Fig.3.4 にこれらのグラフから求めたA、B、C各点での V_p を示す。グラフを見ると、計測点Bでの振幅が最も大きい。このことからAGSを伝搬する疎密波は、交点部において直進する傾向があることがわかる。この結果より、リブ直線上を伝搬するエネルギーが他の経路へ伝搬するエネルギーよりも大きくなるということが考えられる。これは疎密波の振動方向が、減衰係数が小さい(媒質の内部摩擦や粘性の影響による波動エネルギーの減衰が小さい)炭素繊維の方向と平行であるためと考えられる。

3.1.2 減衰性の評価

試験概要

本試験ではAGS 供試体の他、AGS の交点の影響を取り除いた比較供試体として、リブと同様の断面形状のCFRP 矩形断面一方向材(UD 材)を用いた。UD 材はCFRP プリプレグ(T800H/3631, Toray Inc.)を 0° 方向に45層積層し、作製した。またその端部はダイヤモンドカッターで切り落とし、紙ヤスリにより端面処理を施した。

本試験では3.1.1項での疎密波の直進性の評価に用いた試験装置と同じものを用いた。

Fig.3.5 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。疎密波の入力には、3.1.1項でも用いた80kHz 共振型の圧電素子を用い、これを図中のAGS およびUD 材それぞれのTransmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig. 2.3 に示した波形の電気信号(正弦波三周期にHamming 窓関数を掛けたもの)を用い、発振周波数は2章で検討したとおり80kHzとした。そして電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を1024回とした。

試験では、同様の条件で疎密波をAGSとUD材に対して伝搬させ、それらの初期到達波最大振幅値 V_p (Fig. 3.2 で定義)を比較することで、AGSの交点部の影響による疎密波の減衰について調べた。

試験結果

Fig.3.6 にAGSおよびUD材における疎密波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。これらのグラフより V_p を求めると、UD材では4.23V、AGSでは0.92Vであった。この結果から、UD材に比べAGSにおいては疎密波の減衰が大きいことがわかる。この原因として、

- ・ 伝搬経路中の複数の交点において疎密波のエネルギーが分岐していく。
- ・ 音響インピーダンスがリブと交点で異なるため、交点で疎密波の反射や散乱が生じる。

の2点が考えられる。以上の結果から、疎密波はAGSの交点において減衰しやすいということがわかった。

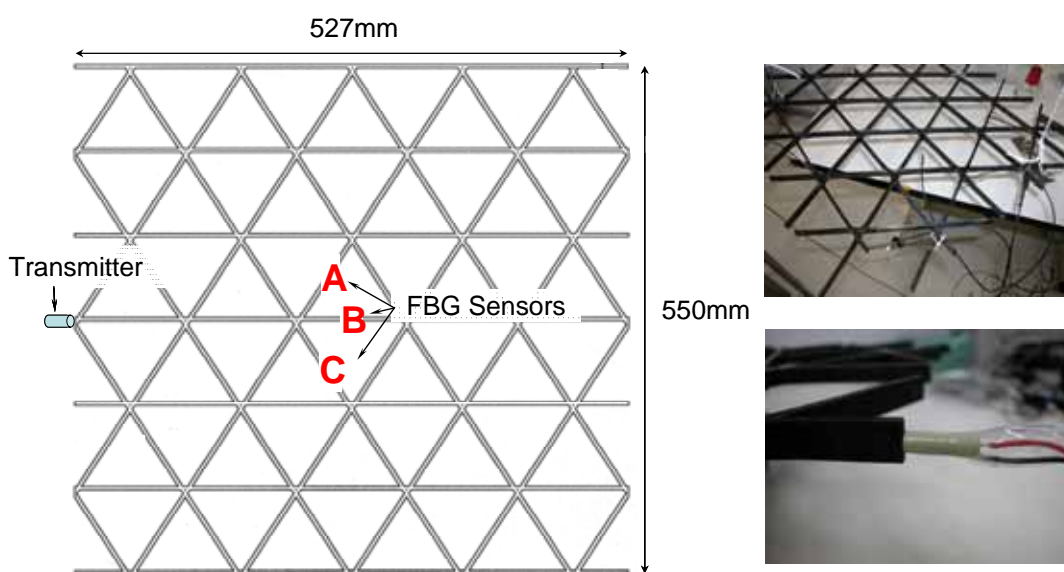


Fig. 3.1 疎密波の交点における伝搬特性評価のための試験概要

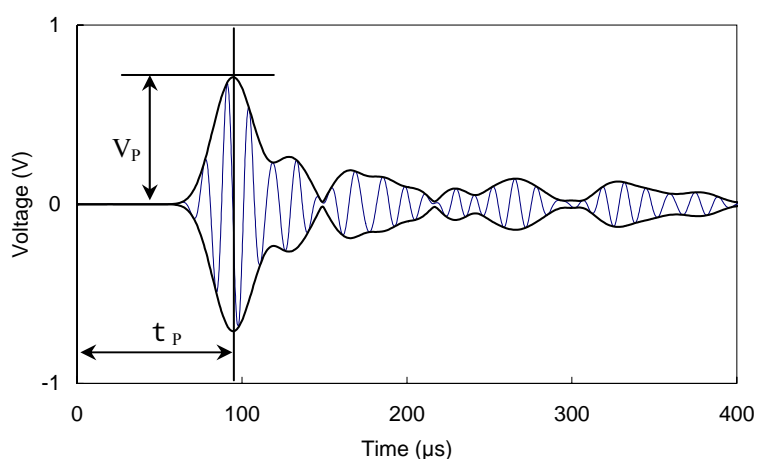


Fig. 3.2 初期到達波の最大振幅値と到達時間の定義

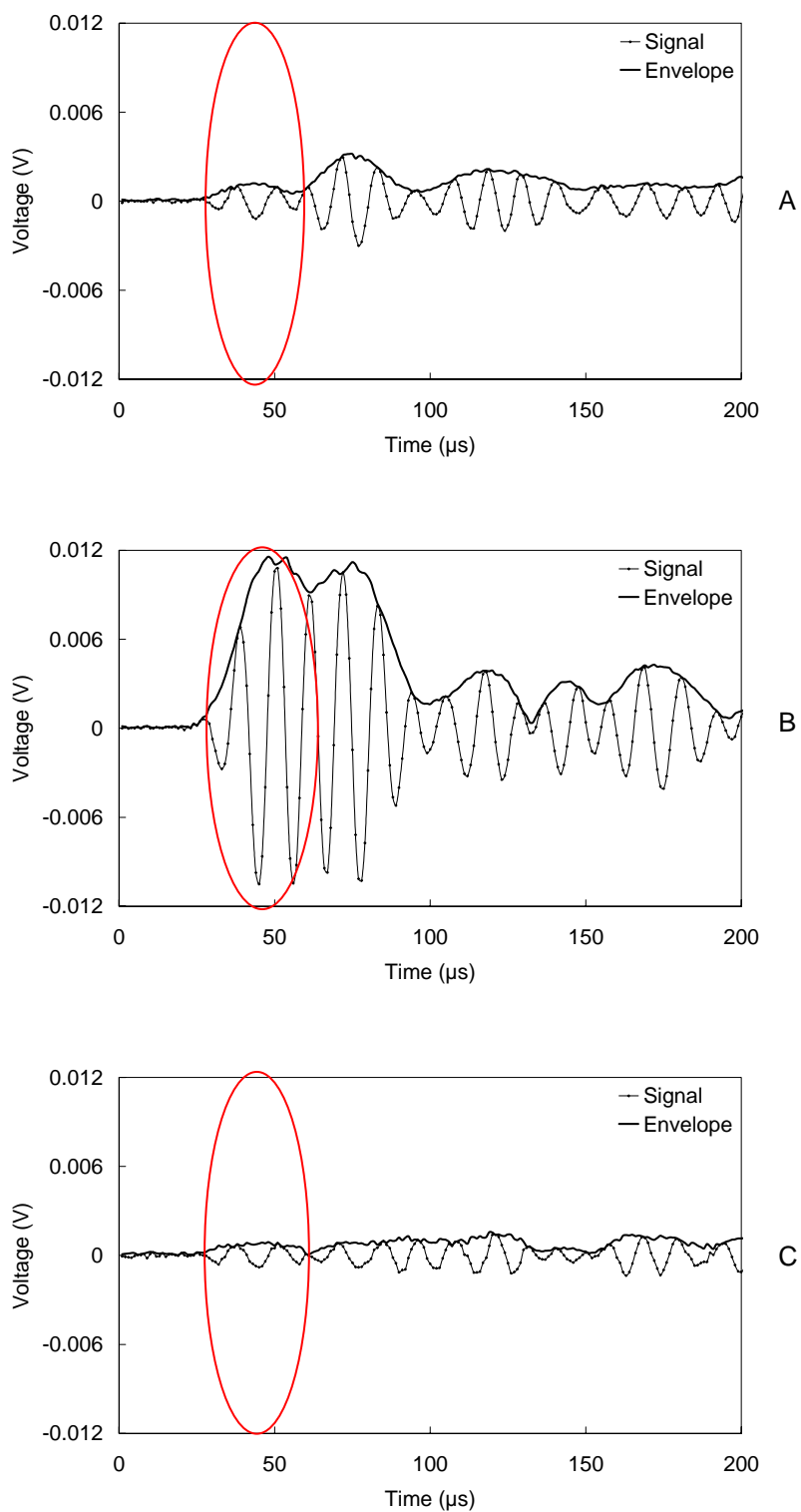


Fig. 3.3 各計測点における初期到達波の比較

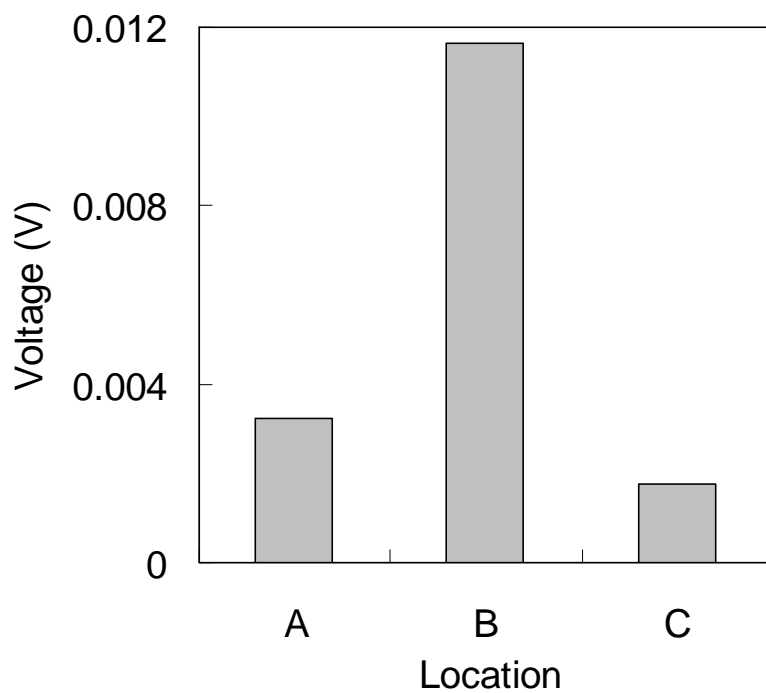


Fig. 3.4 各計測点における初期到達波最大振幅値の比較

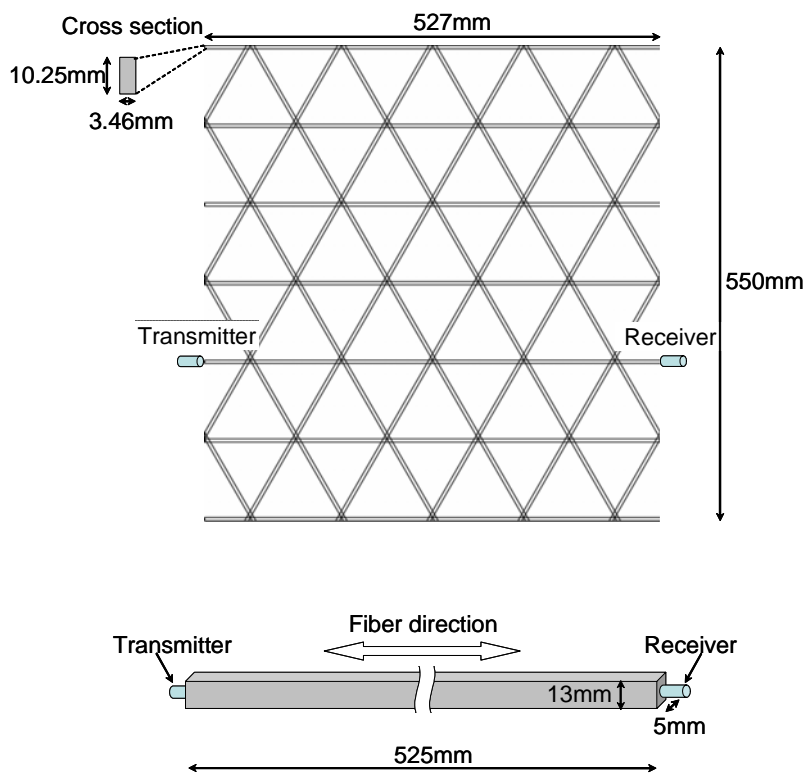


Fig. 3.5 疎密波の減衰性評価のための試験概要

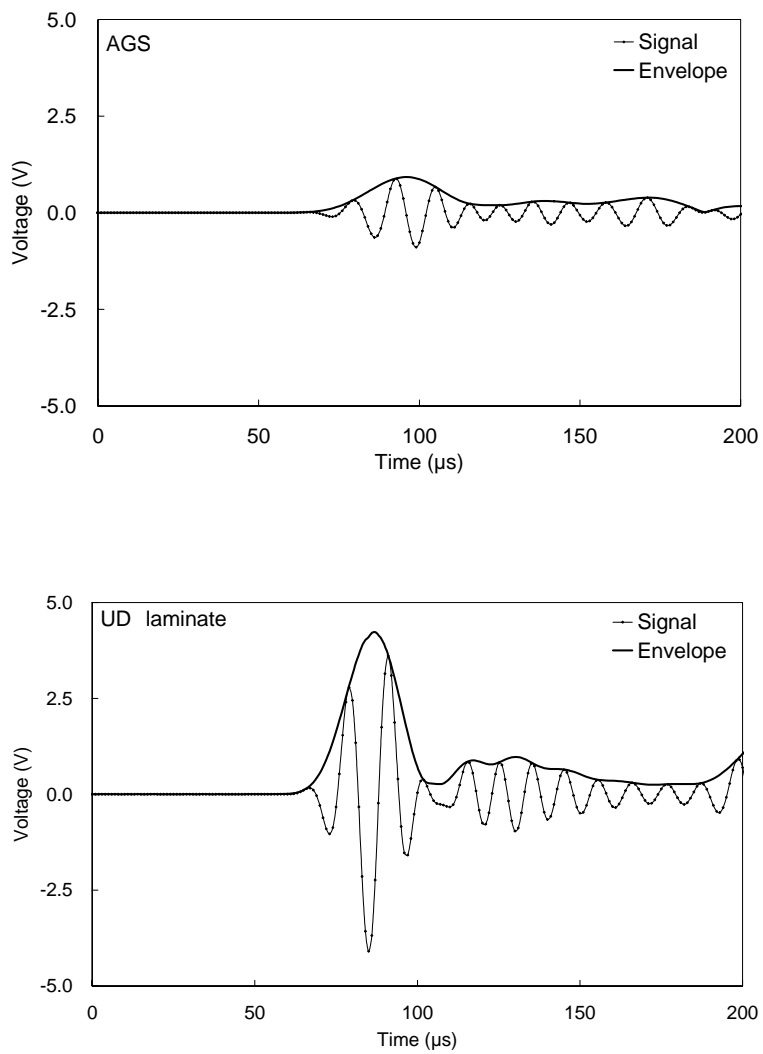


Fig. 3.6 AGS および UD 材における初期到達波の比較

3.2 曲げ波の伝搬特性の評価

3.2.1 交点における伝搬特性の評価

試験概要

本試験では、3.1.1項での疎密波の直進性の評価に用いた計測装置と同じものを使用した。

Fig.3.7 左図は、試験の概略図であり、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。曲げ波の入力には、3.1.1項でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中のTransmitter、Receiverとある位置に瞬間接着剤により貼り付けた（Fig.3.7右図参照）。また入力信号は、Fig. 2.3に示した波形の電気信号（正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの）を用い、発振周波数は2章で検討したとおり40kHzとした。そして電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を1024回とした。

試験では、Fig. 3.7中の計測点a～fにおいて計測された信号の初期到達波最大振幅値 V_p （Fig. 3.2で定義）を比較し、交点より周囲の各リブへ伝搬するエネルギーの割合を検討した。

試験結果

Fig. 3.8に6点a～fで計測された電気信号の時系列変化、特に初期到達波の部分を示す。これらのグラフでは実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。更にこれらのグラフから得られる各リブでの V_p をFig.3.9に示す。これをみると、どの計測点においても V_p の大きさは等しい。このことから曲げ波は全ての方向に均等に伝搬していくことがわかった。

このように交点から曲げ波が全方向に均等に伝搬していく場合、例えばFig.3.10においてA点より発振した波をB点で受振するとのようにリブ直線上に配置した圧電素子で発振、受振した場合、初期到達波についてはその伝搬経路が1つ（発振点、受振点を結ぶ線分）に限定できるが、それ以降に到達した波の伝搬経路は限定されない。つまり受振信号の情報を用いて、伝搬経路中の損傷を有する経路を特定するためには、経路の特定できる初期到達波を調べればよいといえる。以上より曲げ波の受振波形においてはその初期到達波のみに着目するべきであることがわかった。

3.2.2 減衰性の評価

試験概要

本試験では、3.1.1項での疎密波の直進性の評価に用いた計測装置と同じものを使用した。

Fig.3.11は、試験の概略図であり、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。曲げ波の入力には、3.1.1項でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中のTransmitter、Receiver（a～d点）とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig. 2.3に示した波形の電気信号（正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの）を用い、発振周波数は2章で検討したとおり40kHzとした。そして電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を1024回とした。

試験では、曲げ波の入力点から 105、210、315、420mm 離れた位置での弾性波強度を調べ、AGS 中を伝搬する曲げ波が、その伝搬過程においてどの程度減衰するのかを評価した。

試験結果

Fig.3.12 に a~d 点で計測された電気信号の時系列変化を示す。グラフ右に示した(a)、(b)、(c)、(d) は Fig.3.11 中の受振点に対応する。Fig.3.12 をみると曲げ波は大きく減衰しており、特に受振点 c、d ではほとんど信号が見えない。この原因として、

- ・ 3.2.1 項で示したように曲げ波は交点で各方向に均等に伝搬することで、交点において直進するエネルギーが大きく低下するため。
- ・ 曲げ波は減衰係数の大きい樹脂間のせん断力によって伝搬するため。

といったことが考えられる。これらの結果から曲げ波は疎密波に比べ、長距離伝搬に用いるのは適さないということが言える。

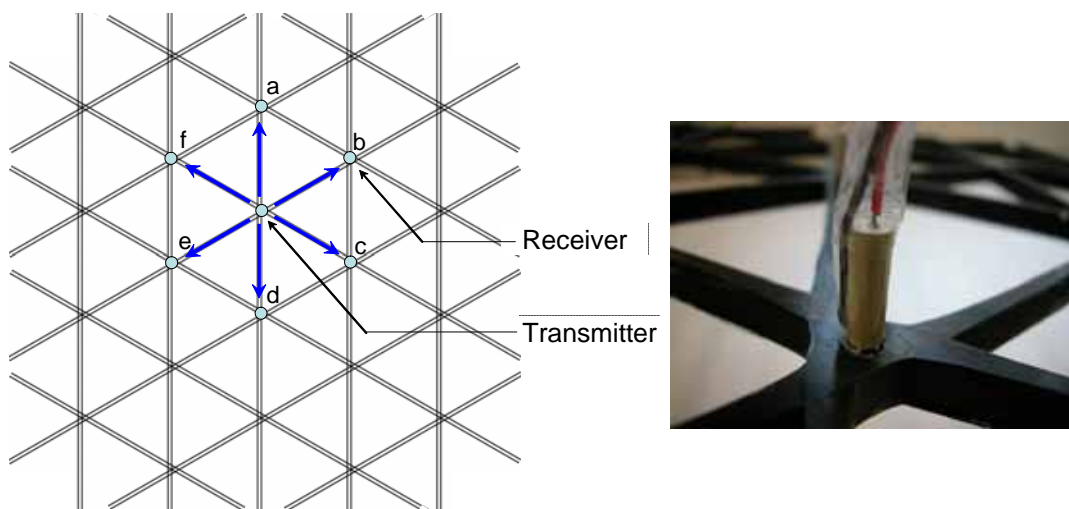


Fig. 3.7 曲げ波の交点における伝搬特性評価のための試験概要

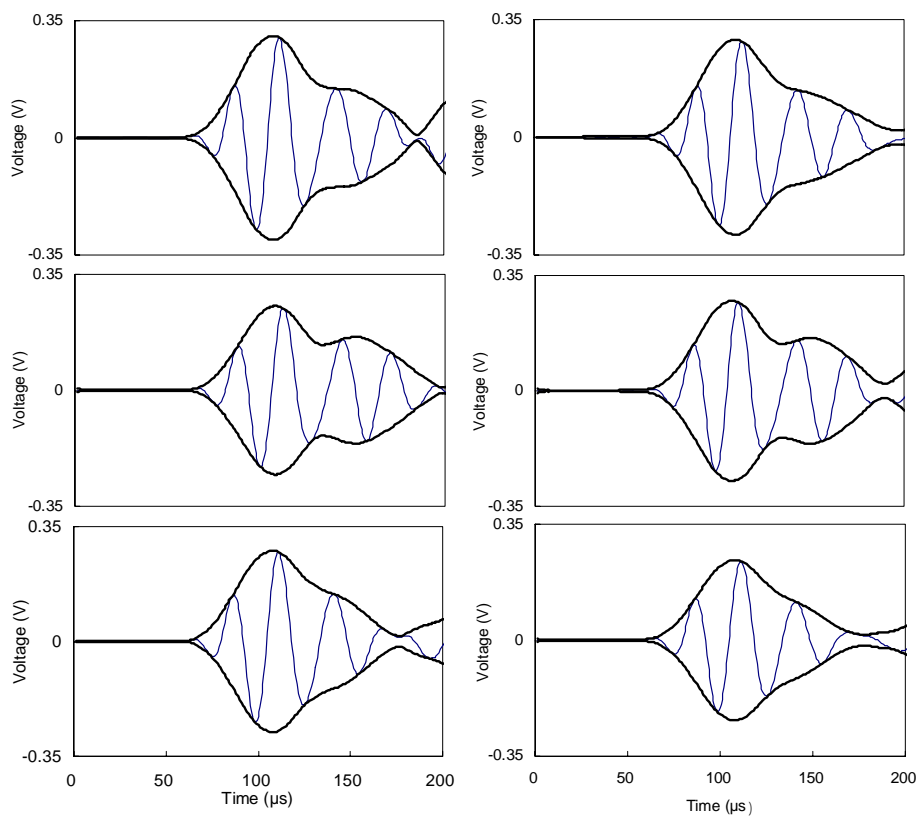


Fig. 3.8 各計測点における初期到達波の比較

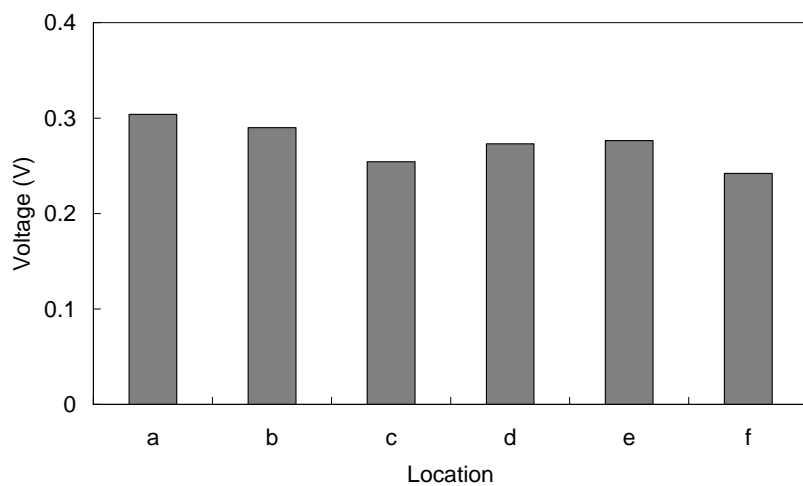


Fig. 3.9 各計測点における初期到達波最大振幅値の比較

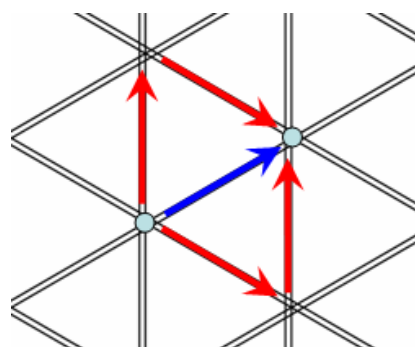


Fig. 3.10 曲げ波の伝搬経路の説明図

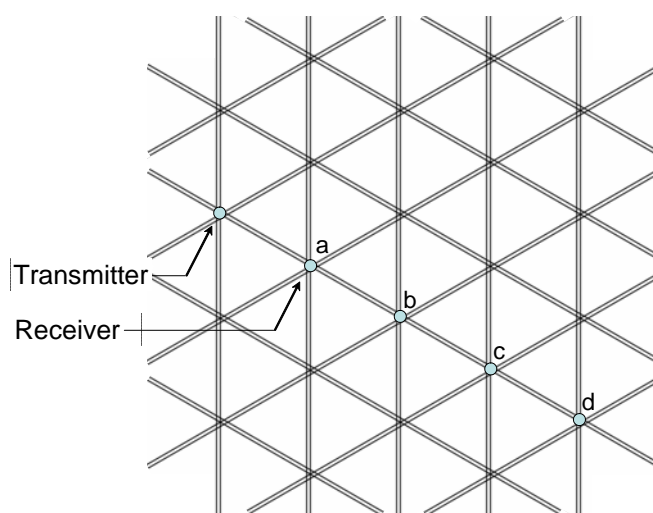


Fig. 3.11 曲げ波の減衰性評価試験概略図

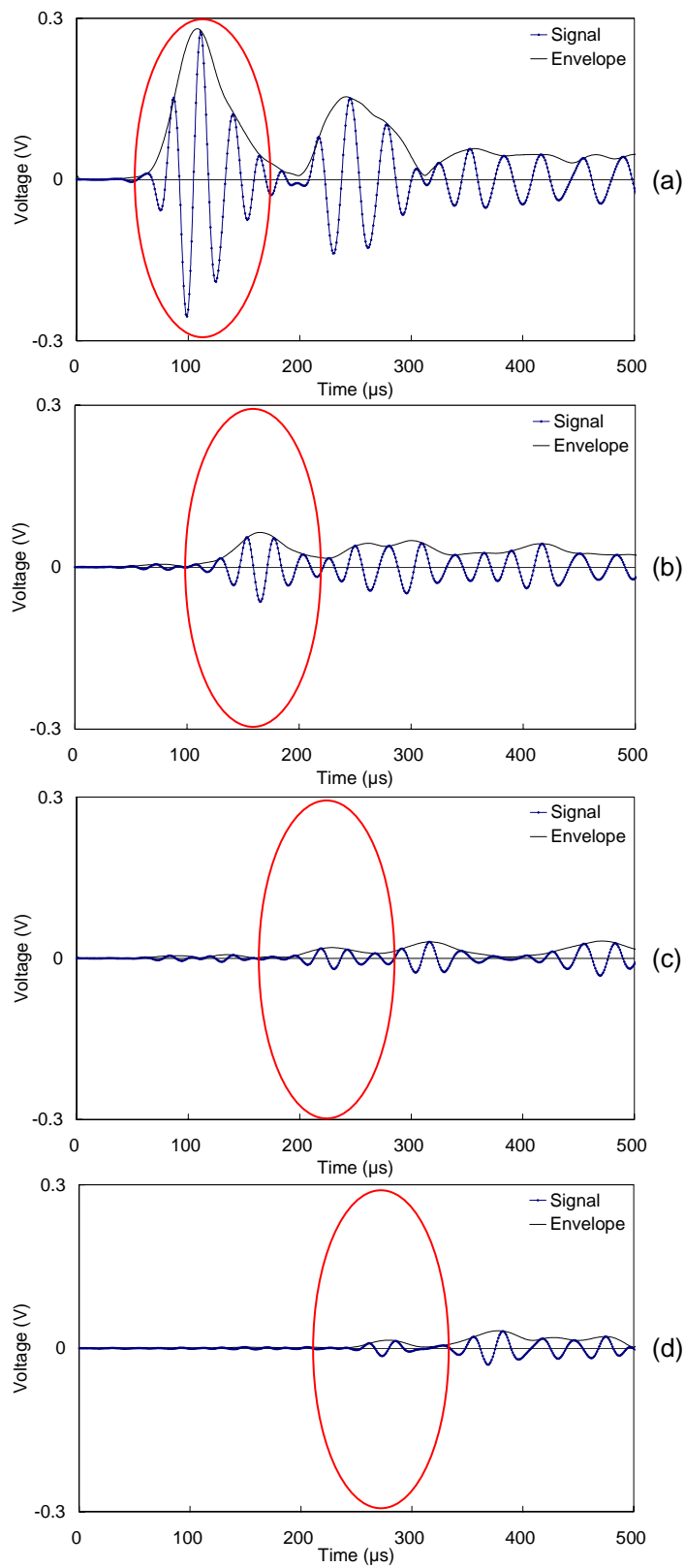


Fig. 3.12 各計測点における初期到達波の比較

3.3 まとめ

本章では、疎密波および曲げ波の交点における伝搬特性と減衰性について調べた。ここでこれらの結果を改めて、疎密波と曲げ波とを対比しつつ、まとめる。

まず疎密波の交点における伝搬特性としては、直進しやすいことがわかった。他方、曲げ波は疎密波と対称的に、交点から周囲すべてのリブに、均等にエネルギーが分散することが明らかになった。

また減衰性に関しては、疎密波、曲げ波ともに交点において直進するエネルギーが減衰しやすいことがわかった。しかし、上記の曲げ波の交点における伝搬特性と、変形モードが樹脂のせん断剛性に依存するため減衰が大きくなってしまふという2つのことから、曲げ波の方がより減衰しやすいと考えられる。

このように疎密波、曲げ波は全く異なる伝搬特性をもっているため、損傷検知に使用する際にそれぞれ異なる適用方法を検討する必要があると言え、例えば疎密波ではリブ端部に貼り付けた圧電素子により線状の領域を損傷診断するのに対して、曲げ波は AGS 交点上に均等に配置した圧電素子により面状の領域を診断する、といった方法が考えられる。

以上の伝搬特性を踏まえて、AGS における疎密波、曲げ波の計測方法を提案する。

疎密波の場合、直進しやすいことから、例えば Fig. 3.13 のように発振用圧電素子を配置し、各素子を貼り付けたリブの直線経路上の損傷をそれにより診断する方法がよいと考えられる。尚、受振用圧電素子の配置としては2通りが考えられる。一つは、診断に損傷部の透過波を用いる案で、発振用圧電素子を貼り付けた端部とは反対の端部に配置するものである。もう一つは損傷部からの反射波を用いる案で、発振用圧電素子を貼り付けた端部と同じ端部に配置するものであり、どちらを選択するかは対象とする損傷によって決定すればよいと考えられる。

また曲げ波の場合、長距離伝搬には適さないが、交点から全方向に均等に伝搬する性質を有するので、例えば Fig. 3.14 のように圧電素子を配置し、リブ2本分離れた圧電素子により曲げ波を発振、受振し、その伝搬経路中の損傷を、受振した初期到達波を調べることで診断する方法がよいと考えられる。

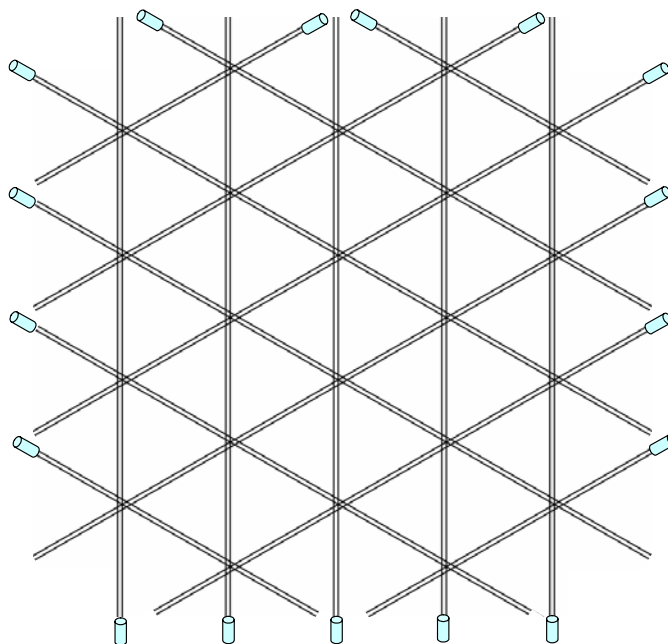


Fig. 3.13 損傷診断のための疎密波計測方法案

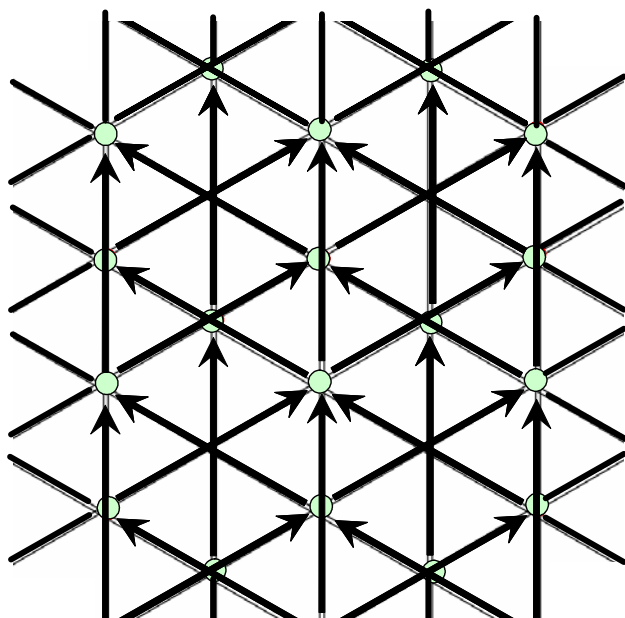


Fig. 3.14 損傷診断のための曲げ波計測方法案

第4章

疎密波による損傷診断手法の提案と検証

損傷診断システムで検知すべき運用欠陥は、スキンのないAGSの場合、リブの繊維破断によるクラックやリブ上面のスプリッティング、スキン付AGSの場合は、リブ側面の剥離損傷であることが、先行研究[24]で明らかになっている。一方、AGSの製造欠陥として格子とスキンの接着不良が生じる可能性が考えられる。そこで本章ではこれらの欠陥を人工的に発生させ疎密波を伝搬させた場合の受振信号の変化を調べた。尚、疎密波の発振、受振は3.3節で提案した圧電素子の配置方法に基づき行った。また本研究では、供試体の数の制約からリブ側面の剥離損傷については、解析モデルにより検討することとし、それ以外に関しては実験により検討することとした。

4.1 繊維破断による伝搬特性の変化

リブの繊維破断によるクラックが生じた場合、疎密波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の試験を行った。

4.1.1 繊維破断による透過波の変化

試験概要

本試験では Fig. 2.8 に示したガイド波計測装置を用いた。これらの装置により次の手順でガイド波を発生・計測した。まず PC で作成された発振波形を Function Generator に送り、信号を電圧信号に変換し、電気アンプで増幅した。次に圧電素子によってその電圧信号を圧力信号に変換し、圧電素子を接着した供試体にガイド波を伝搬させた。そして供試体に貼り付けた他の圧電素子によりガイド波を受振し、圧力信号を電圧信号に変換し、その強度をオシロスコープにより時系列データとして高速計測した。このオシロスコープでの計測ではアンプからの信号をトリガーとした。尚、計測される電圧信号の強度は小さいもので数十(mV)になる。対して、オシロスコープで計測時に混入する電機ノイズは大体数十(mV)である。そこで、ノイズを除去するために、アベレージングを行った。これは、一定回数以上のガイド波の入力及び計測を行い、それらを平均化するという手法で、有意な信号は常に残るが、ノイズは除去されるという方法である。

Fig. 4.1 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。試験においては、計測機器等の振動の影響を防ぐため、Fig. 4.1 右上に示すように供試体を天井より紐で吊ることとした。

疎密波の入力には、80kHz 共振型の圧電素子（0.08Z5D-LYX(C-6)、富士セラミックス製）を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig.2.3 に示した波形の電気信号（正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの）を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。そして発振周波数は、2 章で決定した 80kHz を用いた。尚、計測ではアベレーシング回数を 1024 回とした。

試験では、健全時と損傷時の受振信号の変化を調べるため、まず損傷のない状態で疎密波の信号を計測した。次にリブの繊維破断によるクラックを Fig. 4.1 に示す位置に導入した。損傷の導入は、Autograph(AG-I、島津製作所、Fig. 4.2 左)を用い、三点曲げにより損傷を導入することとした。Fig. 4.2、Fig. 4.3 はそれぞれ、三点曲げ試験の概要、試験により発生した繊維破断によるクラックを表す。尚、三点曲げ試験中も圧電素子は貼り付けたままにした。そして損傷発生後に、再度、疎密波の信号を計測し、損傷を発生させる前後で信号がどのように変化したのか調べた。

試験結果

Fig. 4.4 に疎密波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。これらのグラフでは、無損傷の状態では計測されたデータと、ガイド波の伝搬経路中に繊維破断によるクラックが存在する状態で計測されたデータを比較している。これを見ると、繊維破断発生後の初期到達波最大振幅値 V_p (Fig.3.2 で定義) が低下していることがわかる。損傷の発生前後に計測した信号の V_p をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Damage} とし、その比 $(V_{Damage})/(V_{Intact})$ を計算すると、0.62 であった。これは疎密波の振動方向が破断面にほぼ垂直であり、損傷部において疎密波が反射したためと考えられる。

以上よりリブの繊維破断の検知には疎密波を用いることが有効とわかった。

4.1.2 繊維破断による反射波の発生

4.1.1 で示したように、リブの繊維破断によるクラックの発生により、疎密波が損傷部で反射することが予想される。このことを確認するため以下の実験を行った。

試験概要

本試験では、4.1.1 項での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 4.5 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。この計測点の位置は、損傷が発生した場合に損傷部で反射した疎密波を計測することを考え、決定した。疎密波の入力には、4.1.1 項でも用いた 80kHz 共振型の圧電素子を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は Fig.2.3 に示した波形の電気信号(80kHz の正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を 1024 回とした。試験では、反射波信号を得るため、損傷が生じている状態で計測した信号から、損傷のない状態で計測した信号を差し引くことを考えた。そこで次のような計測を行った。まず損傷

のない状態で疎密波の信号を計測した（これを基準信号 $y = A(t)$ とする）。次にこれと同じ条件で再び信号を計測した（これを $y = B(t)$ とする）。そしてリブの繊維破断によるクラック（Fig. 4.3 参照）を Fig. 4.5 中に示す位置に発生させた。ここでは繊維破断を発生させるため、低速衝撃荷重を与える代わりに静的押し込み試験を行った。その後再度、信号を計測した（これを $y = C(t)$ とする）。そして損傷部で反射した疎密波の信号を得るため、基準信号と、損傷を導入した後に計測した信号の差 $y_{\text{Damage}}(t) \equiv C(t) - A(t)$ を求めた。また比較のため健全状態で計測した $y = B(t)$ と基準信号の差 $y_{\text{Intact}}(t) \equiv B(t) - A(t)$ も求めた。

試験結果

Fig. 4.6 に得られた $y = y_{\text{Intact}}(t)$ 、 $y = y_{\text{Damage}}(t)$ を示す。 $y = y_{\text{Damage}}(t)$ は損傷を入れる前に得た波形と、損傷を入れた後に得た波形の差をとることで、損傷部で反射した疎密波の信号を求めたものである。 $y = y_{\text{Intact}}(t)$ を見るとわかるように、損傷がない場合の信号は基準信号との差がほとんどないが、 $y = y_{\text{Damage}}(t)$ が示すように損傷がある場合の信号は、基準信号と大きな振幅差が生じることがわかる。これは、リブの繊維破断によるクラックが存在した場合、損傷部で疎密波が反射し、その信号が基準波形との差となって計測されたためと考えられる。

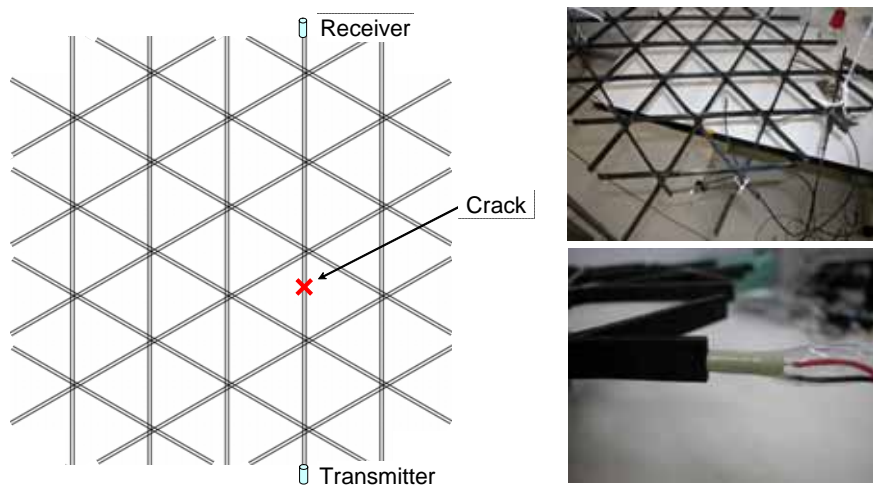


Fig. 4.1 繊維破断による疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図



Fig. 4.2 繊維破断によるクラックの導入方法

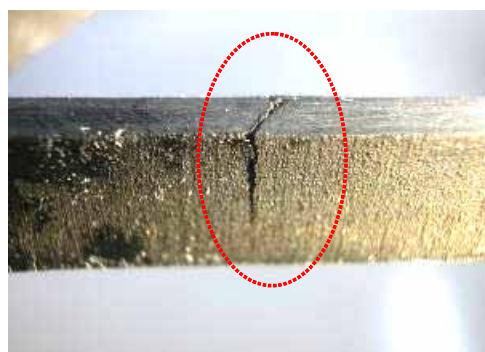


Fig. 4.3 発生した繊維破断によるクラック

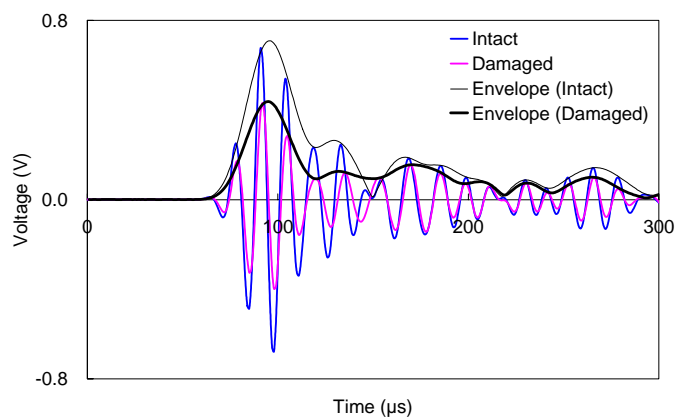


Fig. 4.4 繊維破断による疎密波受振信号の変化

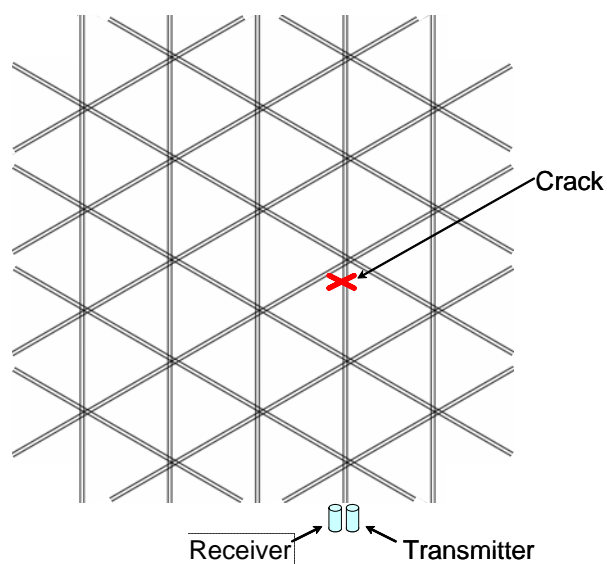


Fig. 4.5 繊維破断部からの反射波計測試験概略図

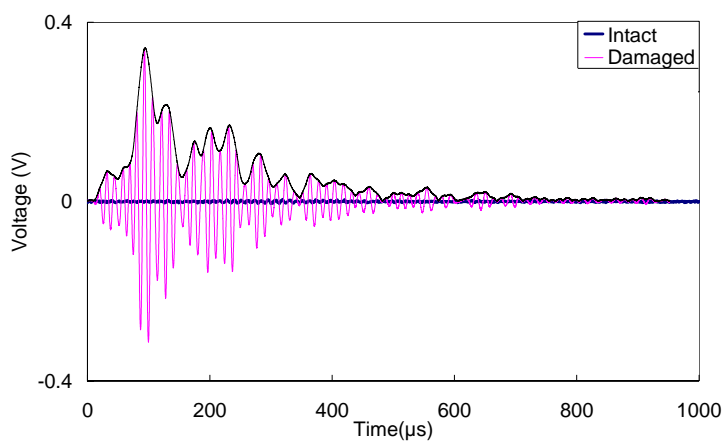


Fig. 4.6 繊維破断部からの反射波計測結果

4.2 スプリットングによる伝搬特性の変化

リップ上面にスプリットングが生じた場合、疎密波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の実験を行った。

試験概要

本試験では、4.1.1項での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 4.7は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。ガイド波の入力には、4.1.1項でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中のTransmitter、Receiverとある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号はFig.2.3に示した波形の電気信号(80kHz正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を1024回とした。

試験では、健全時と損傷時の受振信号の変化を調べるため、まず損傷のない状態で疎密波の信号を計測した。次にリップの上面にスプリットングをFig. 4.7に示す位置に導入した。損傷の導入方法は、基本的に4.1.1節で示した方法と同様で、押し込み治具(直径3mm)のみFig. 4.8に示すものに変更した。Fig. 4.9は試験により発生したスプリットングを表す。そして損傷発生後に、再度、疎密波の信号を計測し、スプリットングを発生させる前後で信号がどのように変化したのか調べた。

試験結果

Fig. 4.10に疎密波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。これらのグラフでは、無損傷の状態では計測されたデータと、ガイド波の伝搬経路中にスプリットングが存在する状態で計測されたデータを比較している。これを見ると、損傷の導入前後でほとんど信号が変化していないことがわかる。損傷の発生前後に計測した信号の初期到達波最大振幅値 V_p (Fig.3.2で定義)をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Damage} とし、その比 $(V_{Damage})/(V_{Intact})$ を計算すると、疎密波の場合、1.00であった。これは疎密波の振動方向がスプリットングの破面に平行なため、損傷部で反射、散乱がほとんど生じなかったためと考えられる。

以上の結果から疎密波によるスプリットングの検知は困難と考えられる。

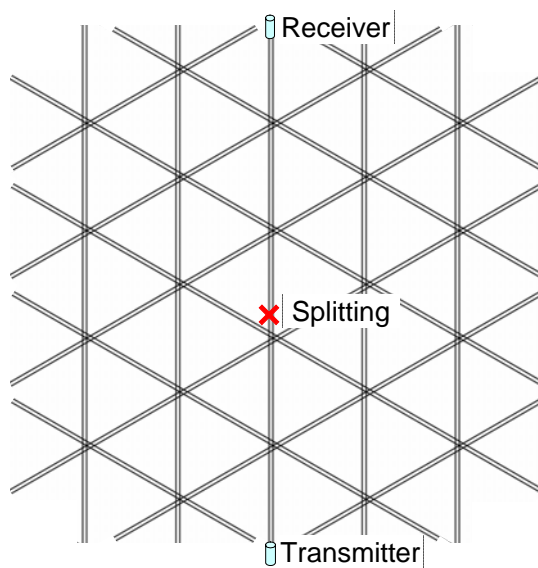


Fig. 4.7 スプリッティングによる疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図



Fig. 4.8 スプリッティングの導入に用いた押し込み治具

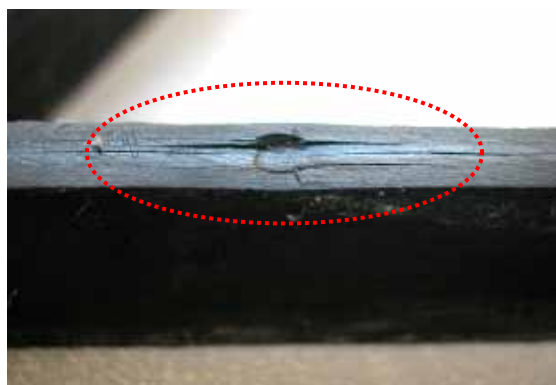


Fig. 4.9 発生したリブ上面のスプリッティング

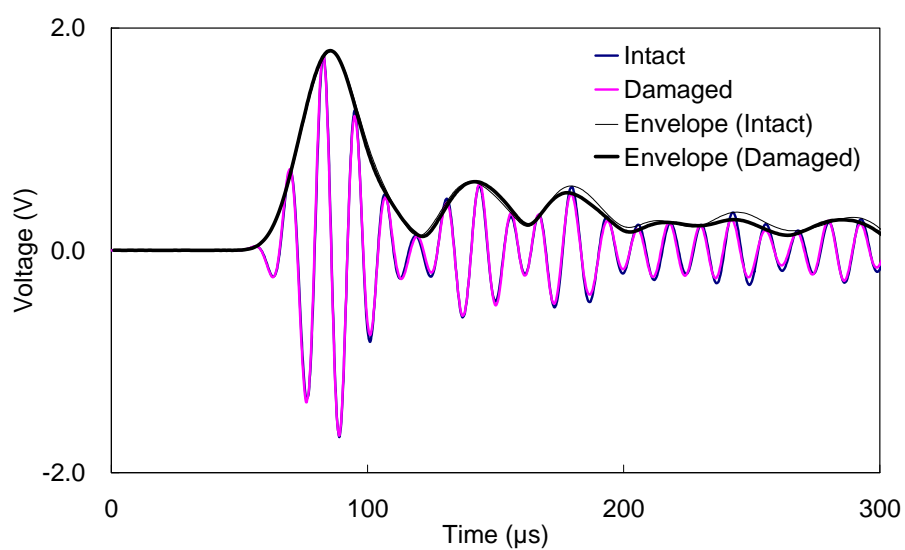


Fig. 4.10 スプリッティングの発生による疎密波受振信号の変化

4.3 格子とスキンの接着不良による伝搬特性の変化

格子部とスキンの接着不良が生じた場合、疎密波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の実験を行った。

試験概要

本試験では、4.1.1 項での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 4.11 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。ガイド波の入力には、4.1.1 項でも用いた 80kHz 共振型の圧電素子を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig.2.3 に示した波形の電気信号（80kHz 正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの）を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。計測ではアベレージング回数を 1024 回とした。尚、スキンとしては、一般的な航空機の表皮として用いられる材料として、アルミ板（0.5mm 厚）を用いた。

試験では、まず接着不良がない状態として上記のスキンを Fig. 4.11 に示す位置にカップラント（HIGHZ、SONOTECH INC.）によって接着した。接着では、一定の接着力を保つため、スキン上部に一定の錘を載せることとした。この状態で疎密波の信号を計測した。次に一度スキンを剥がし、Fig. 4.11 に示す部分のカップラントを拭き取って、スキンをもとの位置に貼り付け、再度疎密波を計測した。これらの計測で得られた信号を比較することで、格子部とスキンの接着不良の発生による信号の変化を調べた。

試験結果

Fig. 4.12 に疎密波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。このグラフでは、スキンが完全に接着されている状態で計測されたデータとスキン未接着の領域がある状態で計測されたデータを比較している。これをみると、接着不良部の導入により初期到達波最大振幅値 V_p （Fig.3.2 で定義）が大きくなっているのがわかる。接着不良の導入前後に計測した信号の V_p をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Debond} とし、その比 $(V_{Debond})/(V_{Intact})$ を計算すると、1.54 であった。

これは次のように説明できる。格子にスキンを貼り付けた場合、弾性波のエネルギーは一部スキン側に流れ、格子を伝搬する弾性波エネルギーが低下する。ここに接着不良部が存在した場合、完全に貼り付いている場合よりもスキン側に流れ込む弾性波エネルギーは少なくなり、結果、格子を伝搬するエネルギーが増加するため、上記のよう V_p が増加したと考えられる。

以上より、 V_p を調べることにより格子部とスキンの接着不良の検知が可能であると考えられる。

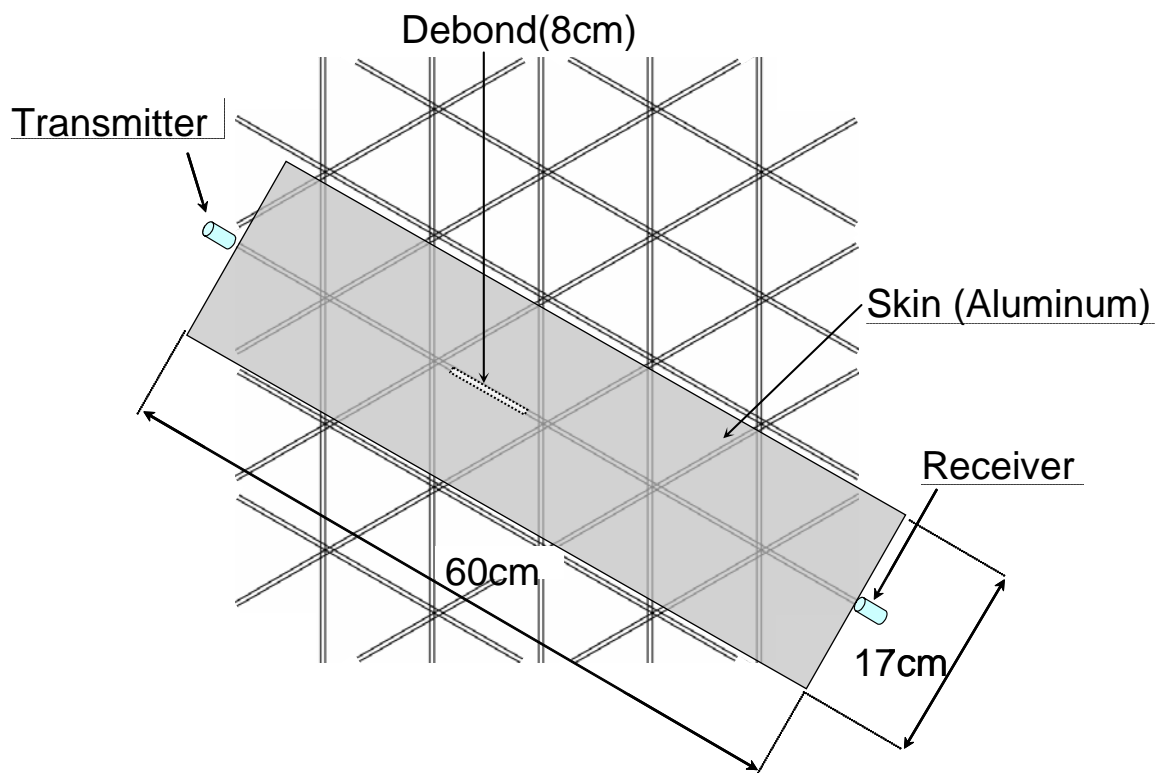


Fig. 4.11 格子とスキンの接着不良による疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図

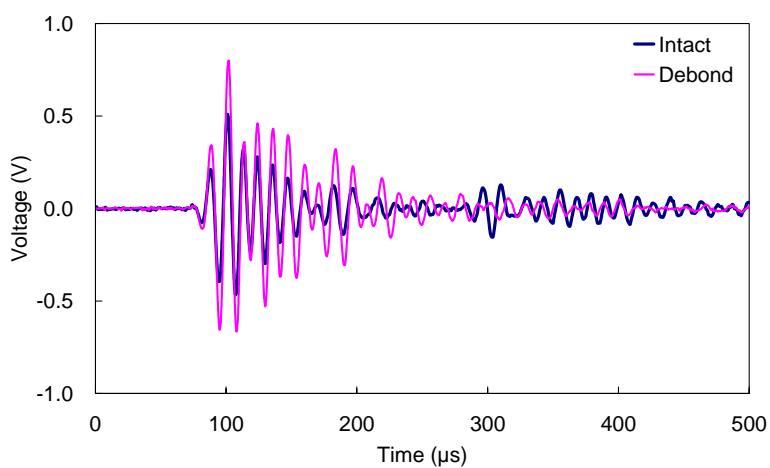


Fig. 4.12 接着不良発生による疎密波受振信号の変化

4.4 リブ側面の剥離損傷による伝搬特性の変化

リブ側面に剥離損傷が生じた場合、疎密波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の解析を行った。

解析方法

本章冒頭で述べたとおり、供試体数の制約から、リブ側面の剥離損傷に関しては有限要素解析(FEA)を用いて検討を行った。解析には動的陽解法を用い、汎用有限要素解析ソフトウェアABAQUSを用いて行った。Fig. 4.13に、解析モデルを示す。材料定数は、AGSのリブについて2.3節で用いた材料の物性(Table 2.1参照)をリブの局所座標系を考慮しつつ、工学定数により与えた。一方交点部については、積層が二倍に、すなわち繊維が培存在していることから、剛性は両積層板の剛性の重ね合わせになると考え、一般弾性定数によるテンソル表記 $[D_{ijkl}]$ を用いて、

$$[D_{ijkl}]_{cross} = [D_{ijkl}]_0 + [D_{ijkl}]_p$$

とした。またスキンはアルミとしYoung率 = 70GPa、Poisson比 = 0.3、密度 = 2700kg/m³を与えた。

AGS格子部、接着層、スキンは全て8節点の6面体要素を用いてモデル化し、計算の高速化のため低減積分を行うこととした。さらに低減積分時に問題となるアワーグラスモードが発生してしまう問題については、アワーグラス剛性を導入することにより抑制している。構造全体は、Fig. 4.13に示したとおり、厚さ方向を6分割、リブ幅方向を2分割、リブ長手方向は1.5mm間隔の分割とした。また接着層、スキンは、全て厚さ方向は分割なし(1要素)としている。ただし交点部においては、材料物性的にも構造的にも不連続かつ複雑な形状なため、図のようにより詳細に要素分割を行った。そして交点部付近は、リブ部と交点部の粗密をつなぐために、五面体(三角柱)要素を用いてモデル化した。損傷は、Fig. 4.14に示した位置に、二重節点によりリブ側面の剥離損傷による不連続面を作成することで模擬した。

解析における初期・境界条件は2.3節と同様に、リブ端部にFig. 2.3に示した波形の圧力を、発振圧力の最大値 $P=2.7 \times 10^4$ (Pa)としてFig. 4.14中の矢印で示したリブ端部に与えている。発振周波数は、2章で検討したとおり、80kHzとした。受振弾性波の評価には、リブ端部に貼り付けた圧電素子による計測を模擬するため、発振部の他端の要素での軸方向応力 S_{11} を用いることとした。また健全時と損傷時の受振弾性波の変化を調べるため、損傷のないモデルも作成し同様に解析を行った。得られた波形については、その包絡線を計算し、伝搬してきた弾性波エネルギーを定量的に評価することとした。

解析結果

Fig. 4.15は、得られた軸方向応力の時間変化である。またグラフには、軸方向応力の時間変化に対して、Hilbert変換を利用して計算された包絡線も載せてある。グラフを見ると、弾性波の位相、エネルギー(波形の振幅)どちらの点についても、損傷の発生前後でほとんど変化がない。この結果は、リブ側面の剥離損傷が疎密波伝搬に対して影響を与えないことを意味する。すなわち、疎密波を用いてリブ側面の剥離損傷を検知することは難しいと考えられる。

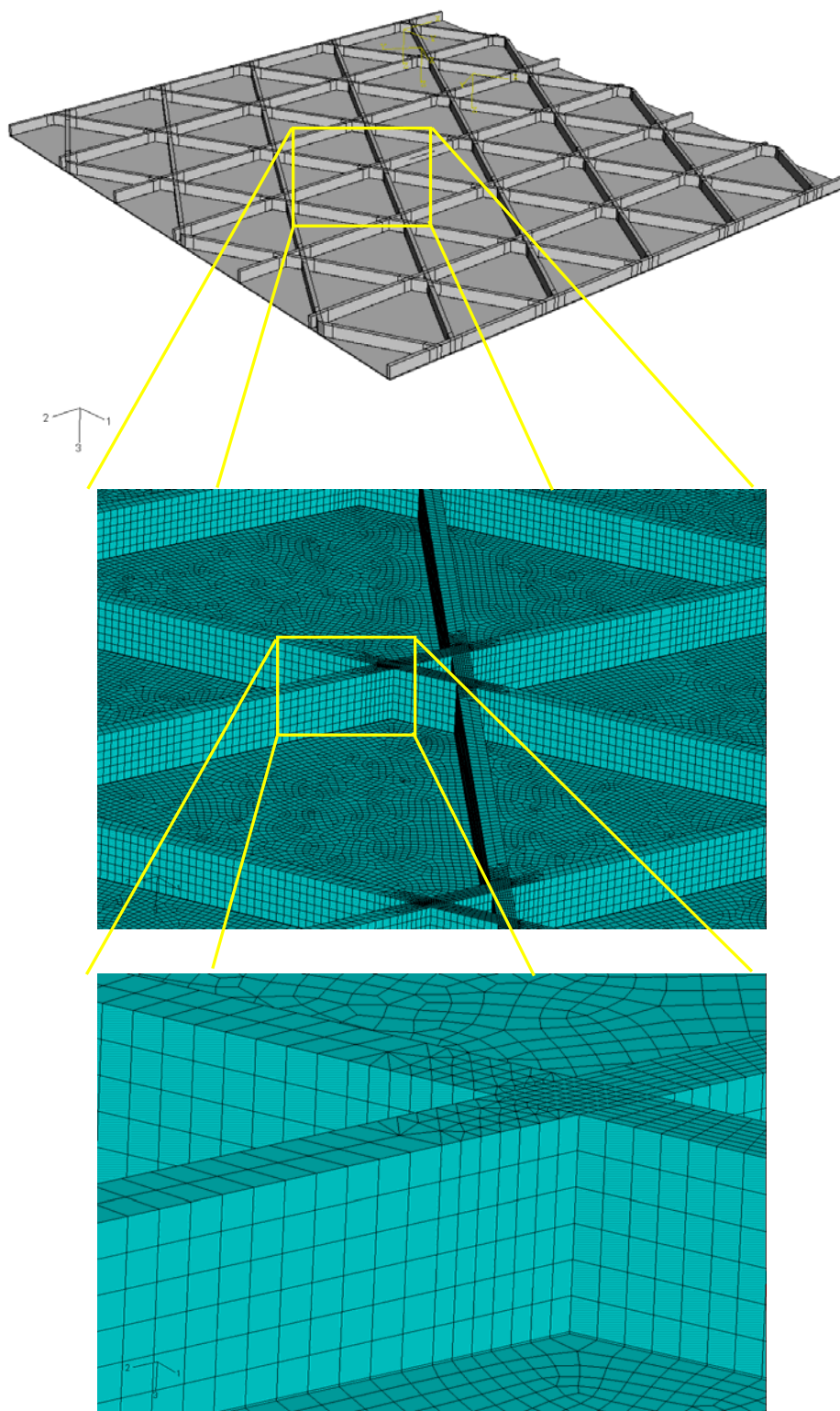


Fig. 4.13 リブ側面の剥離損傷の検討に用いる有限要素解析モデル

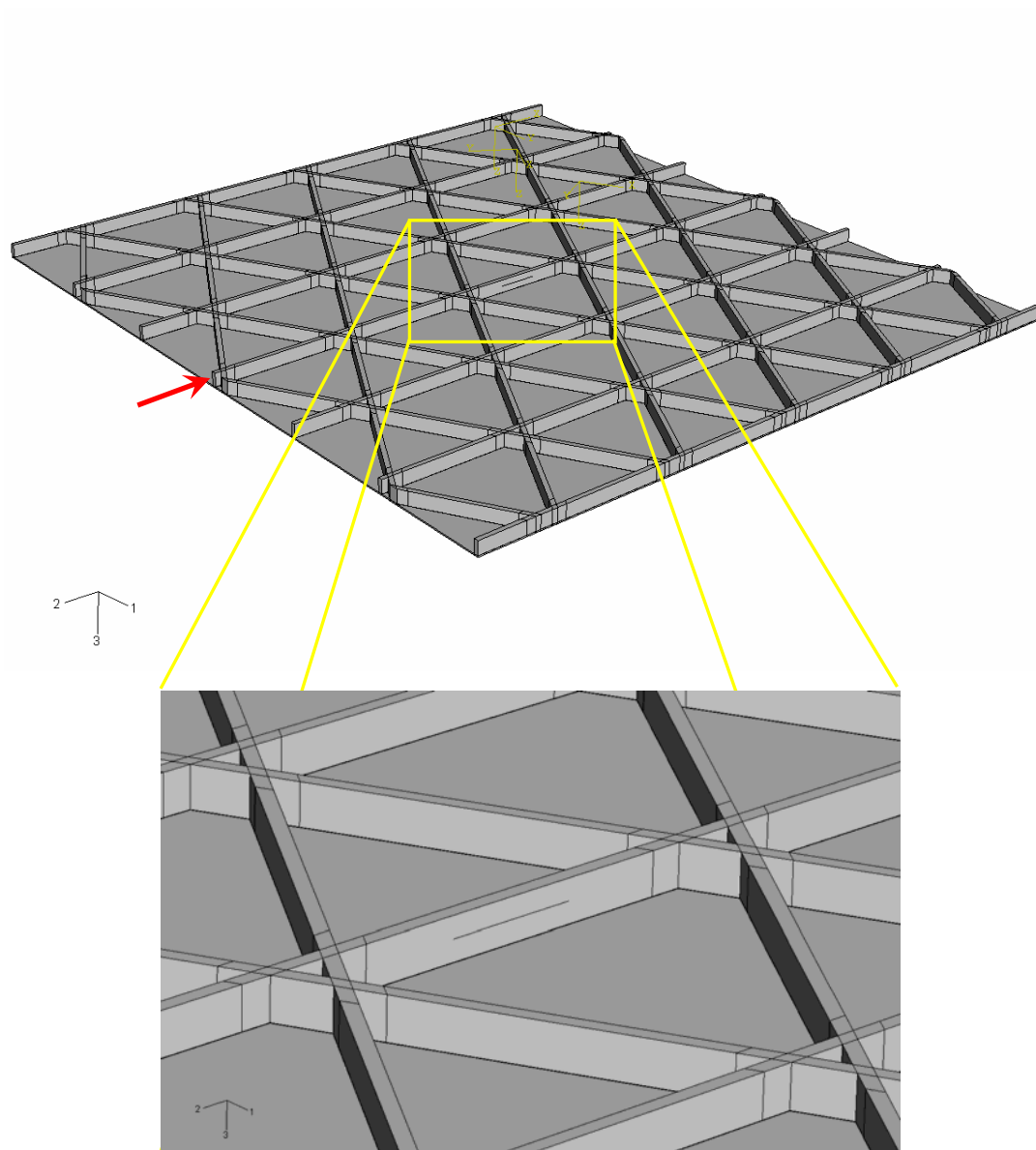


Fig. 4.14 リブ側面の剥離損傷導入部及び圧力付与の位置

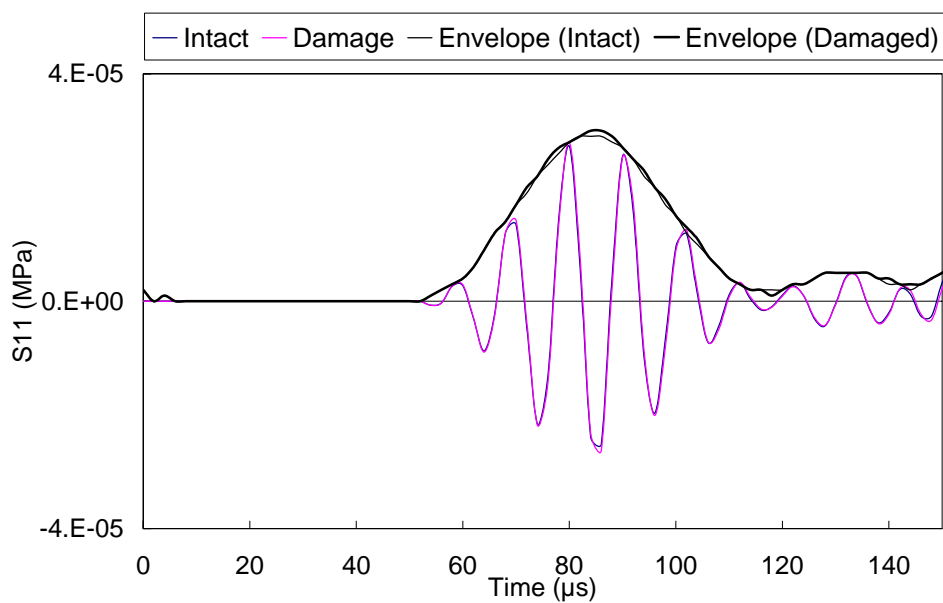


Fig. 4.15 リブ側面の剥離損傷による受振信号の変化

4.5 クラックの診断手法の提案と検証

本章では、3つの損傷（リブの繊維破断によるクラック、リブ上面のスプリッティング、リブ側面の剥離損傷）と1つの製造欠陥（格子部とスキンの接着不良）の発生により、疎密波の受振信号がどのように変化するか検討を行った。その検討結果を改めて Table 4.1 にまとめる。この表においてはその損傷・欠陥を検知できる可能性があるものを表し、×はその検知が困難であるものを表す。この表に示したように、疎密波で損傷・欠陥を検知できる可能性があるものはリブの繊維破断によるクラック、および、格子部とスキンの接着不良である。本節では、このうちリブの繊維破断によるクラックを、疎密波を用いて検知し、更にその位置同定を行うことを目的とした。

本節ではまず、繊維破断によるクラックを検知する統計的手法と、損傷の位置同定を行う手法を提案する。この位置同定手法には、疎密波の伝搬時間と伝搬距離の関係を知る必要があり、この関係を実験的に求めることも行った。そしてそれらの手法を 4.1.2 項で得られた試験結果に適用し、手法の有効性を確認した。

Table 4.1 各損傷、製造欠陥の疎密波による検知可能性

欠陥の種類	検知可能性
繊維破断	
スプリッティング	×
スキンの接着不良	
リブ側面の剥離損傷	×

4.5.1 手法の提案

統計的検知手法

繊維破断によるクラックの有無を自動的に診断する手法を検討する。本研究では統計的手法として異常値検定を行うことを考える。異常値検定とは、「取得データの中に存在している異常値を見つけ出すために、データ集合全体がある分布に所属していると仮定してデータを検定し、その検定に外れたデータを異常値と判断する」ものである。

4.1.2項において明らかとなったように、健全な場合の受振信号と基準信号との差はほとんど生じないが、繊維破断によるクラックが生じた場合、受振信号と基準信号に大きな振幅差が生じる。このことは統計学的な観点から言えば、それらの値の大きいデータ $y = y_{\text{Damage}}(t)$ が、データ $y = y_{\text{Intact}}(t)$ に比べて異常値であると考えられることができる。

また、健全な場合の受振信号と基準信号との差はきわめて小さく、計測誤差との区別が難しいと考えられる。これらは温度・湿度・計測器の誤差によって不可避な誤差である。よって、これらの誤差に埋もれてしまうようなデータであれば計測誤差と同等に扱ってよいと本研究では考える。

ここで一般的に計測誤差は、上記のように様々な要因が重なるために、最終的に正規分布をされるといわれる。以上の点から、本研究では異常値以外のデータが正規分布に従うと考える。そして、この異常値データを認識する手法として、次に述べる異常値判定方法を提案した。

まず 4.1.2 項で定義した $y = y_{\text{Intact}}(t)$ の離散データ y_i^{Intact} (但し、 $i=1,2,\dots,200$ 、 $t=0\sim 200\mu\text{s}$) は非常に小さく、その値は計測誤差に埋もれるとし、正規分布をすると仮定する。ここで y_i^{Intact} の標本平均 \bar{y} と、標本標準偏差 σ を求めておく。そして $y = y_{\text{Damage}}(t)$ の離散データ y_i^{Damage} を標準化した値 Z が

$$|Z| = \left| \frac{y_i^{\text{Damage}} - \bar{y}}{\sigma} \right| \geq 4 \quad (4.1)$$

となる場合を、損傷ありと判定することとした。尚、 $|Z|=4$ は Fig. 4.16 に示すように標準正規分布の両側 99.996% 点であり、この範囲から外れたものを異常値、つまり損傷ありと判断する。

位置同定手法

4.1.2 項の Fig. 4.6 から $y = y_{\text{Damage}}(t)$ の振幅が最大となる時間を信号の包絡線から求めることで、電気信号を入力し始めてから、疎密波が入力点と損傷部との間を往復して計測点に戻ってくるまでに要した時間を知ることができると考えられる。この時間の情報と、疎密波の伝搬距離と伝搬時間の関係が分かれば、損傷部の位置を計算により求めることができると考えられる。そこで以下の実験によりその関係を求めた。

(a) 試験方法

本試験では、4.1.1 項での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 4.17 は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。疎密波の入力には、80kHz 共振型の圧電素子を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。尚、リブの上面に貼り付けた圧電素子 (図中 d、e) は Poisson 効果を利用し疎密波の信号を計測することを考え、配置した。入力信号は、Fig. 2.3 に示した波形の電気信号 (80kHz の正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの) を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。そして各入力点から発振された疎密波をリブ直線上に配置した圧電素子により計測し、Fig. 3.2 で定義される初期到達波の到達時間を調べ、伝搬距離との関係を求めた。尚、発振点から受振点までの距離は Table 4.2 に示すとおりである。

(b) 試験結果

Fig. 4.18 に得られた疎密波の伝搬距離と到達時間の関係を示す。5 点のデータから最小二乗法により近似直線を求め、伝搬距離 $D(\text{mm})$ と初期到達波伝搬時間 $t_p(\mu\text{s})$ の関係は

$$D = 9.66t_p - 474 \quad (4.2)$$

で表されることがわかった。

4.5.2 手法の検証

まず、提案した統計的損傷診断手法を 4.1.2 項の Fig. 4.7 で得られた $y = y_{\text{Intact}}(t)$ と $y = y_{\text{Damage}}(t)$ に対して適用し、損傷が判定できるかどうか検証した。

y_i^{Intact} から求めた標本平均 \bar{y} 、標本標準偏差 σ と y_i^{Damage} を(5.1)式に代入し、 $|Z|$ を求めたところ、 $|Z|$ は最大で約 261 となった。この結果から圧電素子を貼り付けたリブ直線上に損傷が存在すると判定された。

次に、損傷の存在が確認されたので、損傷部の位置同定を行う。Fig.4.8 において $y = y_{\text{Damage}}(t)$ の振幅が最大となる時間を求めると $t_p=94.3(\mu\text{s})$ とわかり、これと(5.2)式で表される疎密波の初期到達波伝搬時間 t_p と伝搬距離 D の関係より、リブ端部から繊維破断までの往復距離が 438mm、つまり端部から 219mm と計算された（実際は 240mm）。実際の位置との差が 21mm あるがリブ 1 本の長さが 105mm ということ を考慮すると、損傷が発生したリブの特定は可能であると考えられる。

以上より提案した統計的異常値検知手法と位置同定手法により損傷の有無の検知、および、損傷の存在するリブの特定ができることがわかった。

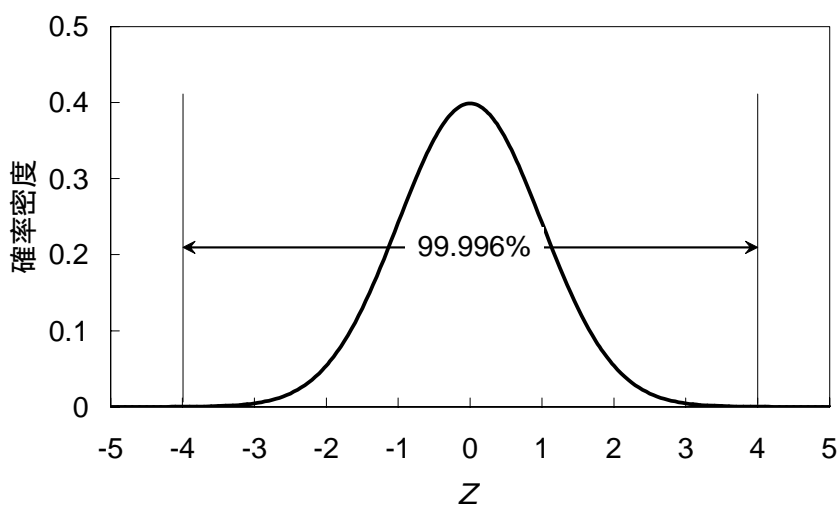


Fig. 4.16 標準化値と確率密度の関係図

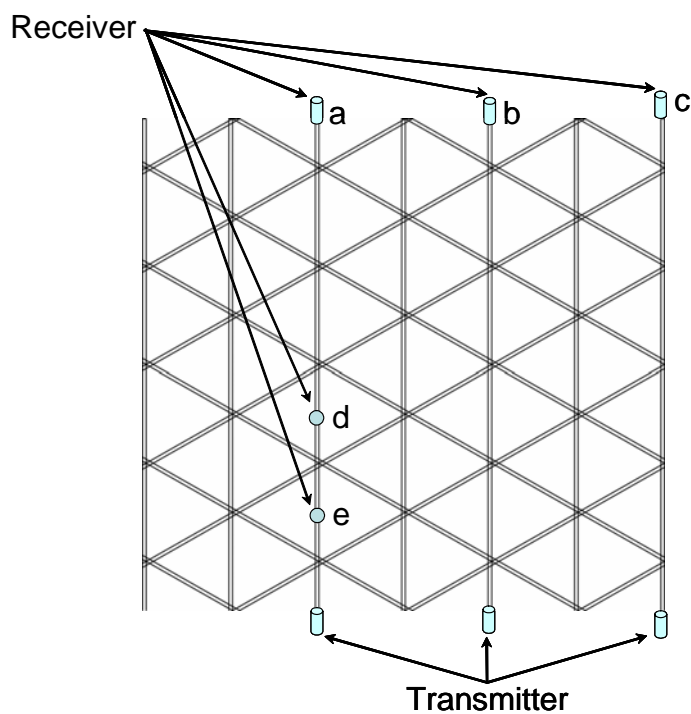


Fig. 4.17 疎密波群速度計測試験概略図

Table 4.2 計測点-入力点間距離

	a	b	c	d	e
Distance (mm)	505.5	505.5	527.0	198.3	96.5

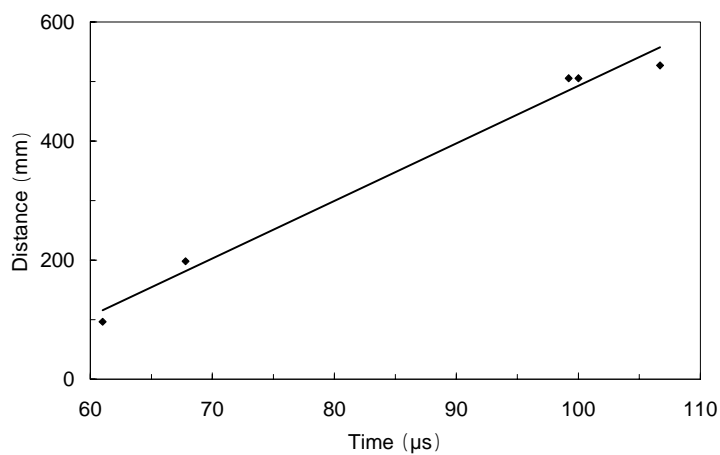


Fig. 4.18 疎密波の伝搬距離と伝搬時間の関係

第5章

曲げ波による損傷診断手法の提案と検証

本章では、4章と同様に、損傷診断システムで検知すべき運用欠陥のうち、リブの繊維破断によるクラック、リブ上面のスプリットングを、製造欠陥としては格子とスキンの接着不良を人工的に発生させ、曲げ波を伝搬させた場合の受振信号の変化を調べた。

5.1 繊維破断による伝搬特性の変化

リブの繊維破断によるクラックが生じた場合、曲げ波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の試験を行った。

試験方法

本試験では Fig. 2.8 に示したガイド波計測装置を用いた。これらの装置により次の手順でガイド波を発生・計測した。まず PC で作成された発振波形を Function Generator に送り、信号を電圧信号に変換し、電気アンプで増幅した。次に圧電素子によってその電圧信号を圧力信号に変換し、圧電素子を接着した供試体にガイド波を伝搬させた。そして供試体に貼り付けた他の圧電素子によりガイド波を受振し、圧力信号を電圧信号に変換し、その強度をオシロスコープにより時系列データとして高速計測した。このオシロスコープでの計測ではアンプからの信号をトリガーとした。尚、計測される電圧信号の強度は小さいもので数十(mV)になる。対して、オシロスコープで計測時に混入する電機ノイズは大体数十(mV)である。そこで、ノイズを除去するために、アベレージングを行った。これは、一定回数以上のガイド波の入力及び計測を行い、それらを平均化するという手法で、有意な信号は常に残るが、ノイズは除去されるという方法である。

Fig. 5.1 は、試験の概略図であり、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。試験においては、計測機器等の振動の影響を防ぐため、供試体を天井より紐で吊ることとした。曲げ波の入力には、80kHz 共振型の圧電素子(0.08Z5D-LYX(C-6)、富士セラミックス製)を用い、これを図中の Transmitter、Receiver とある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig.2.3 に示した波形の電気信号(40kHz 正弦波三周期に Hamming 窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が 75V となるよう増幅した。尚、計測ではアベレージング回数を 1024 回とした。

試験では、健全時と損傷時の受振信号の変化を調べるため、まず損傷のない状態で曲げ波の信号を

計測した。次にリブの繊維破断によるクラックを Fig. 5.1 に示す位置に導入した。損傷の導入は、Autograph(AG-I、島津製作所、Fig. 4.2 左図参照)を用い、三点曲げにより損傷を導入することとした。Fig. 5.2、Fig. 5.3 はそれぞれ、三点曲げ試験の概要、試験により発生した繊維破断によるクラックを表す。尚、三点曲げ試験中も圧電素子は貼り付けたままにした。そして損傷発生後に、再度、曲げ波の信号を計測し、損傷を発生させる前後で信号がどのように変化したのか調べた。

試験結果

Fig. 5.4 に曲げ波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。これらのグラフでは、無損傷の状態では計測されたデータと、ガイド波の伝搬経路中に繊維破断によるクラックが存在する状態で計測されたデータを比較している。これを見ると、ほとんど振幅には変化がないことがわかる。ここで損傷の発生前後に計測した信号の V_p をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Damage} とし、その比 $(V_{Damage})/(V_{Intact})$ を計算すると、1.00 であった。これは、曲げ波は繊維破断の破断面に平行に振動するため、損傷部で、曲げ波の反射、散乱がほとんど生じなかったためと考えられる。

以上の結果より、曲げ波を用いてリブの繊維破断によるクラックを検知するのは困難と考えられる。

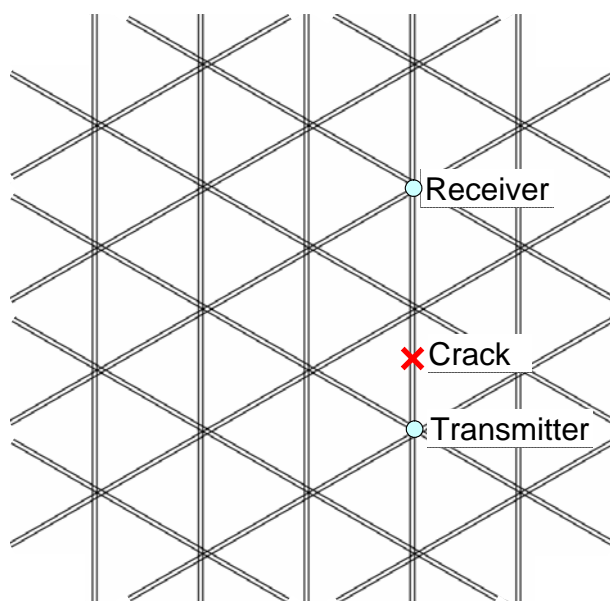


Fig. 5.1 繊維破断による曲げ波伝搬特性の変化評価試験概略図



Fig. 5.2 繊維破断によるクラックの導入方法

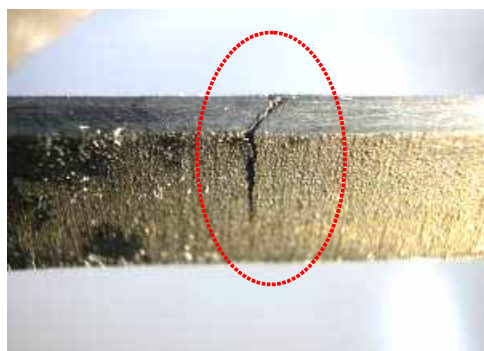


Fig. 5.3 発生した繊維破断によるクラック

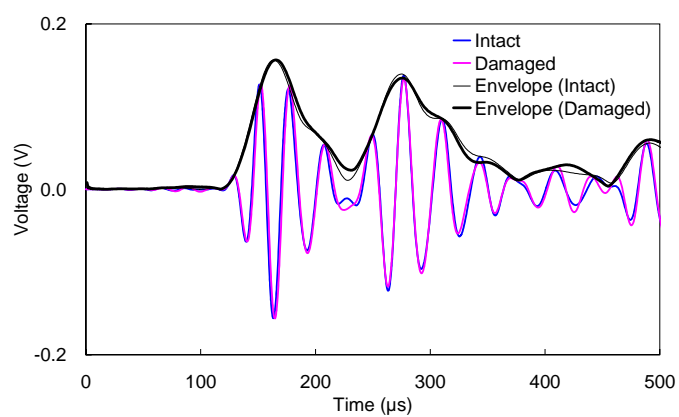


Fig. 5.4 繊維破断による曲げ波受振信号の変化

5.2 スプリットングによる伝搬特性の変化

リップ上面にスプリットングが生じた場合、曲げ波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の実験を行った。

試験方法

本試験では、5.1節での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 5.5は、試験の概略図であり、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。曲げ波の入力には、5.1節でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中のTransmitter、Receiverとある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号はFig.2.3に示した波形の電気信号(40kHz正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。尚、計測ではアベレーシング回数を1024回とした。

試験では、健全時と損傷時の受振信号の変化を調べるため、まず損傷のない状態で曲げ波の信号を計測した。次にリップの上面にスプリットングをFig. 5.5に示す位置に導入した。損傷の導入方法は、基本的に5.1節で示した方法と同様で、押し込み治具(直径3mm)のみFig. 5.6に示すものに変更した。Fig. 5.7は試験により発生したスプリットングを表す。そして損傷発生後に、再度、曲げ波の信号を計測し、スプリットングを発生させる前後で信号がどのように変化したのか調べた。

試験結果

Fig. 5.8に曲げ波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。このグラフでは、無損傷の状態で計測されたデータと、ガイド波の伝搬経路中にスプリットングが存在する状態で計測されたデータを比較している。これを見ると、損傷の導入前後でほとんど信号が変化していないことがわかる。ここで損傷の発生前後に計測した信号の初期到達波最大振幅値 V_p (Fig.3.2で定義)をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Damage} とし、その比 $(V_{Damage})/(V_{Intact})$ を計算すると、曲げ波の場合、0.92であった。これは曲げ波の振動方向がスプリットングの破面に平行なため、損傷部で反射、散乱がほとんど生じなかったためと考えられる。

以上の結果から曲げ波によるスプリットングの検知は困難と考えられる。

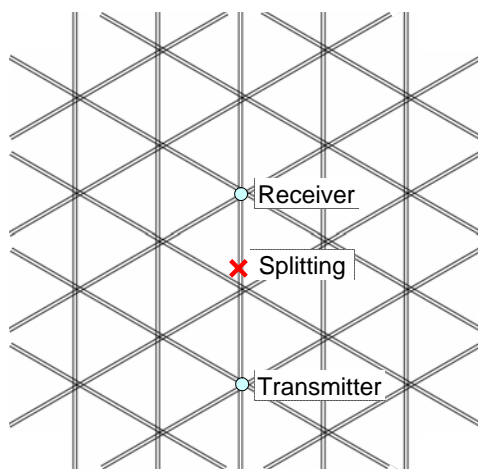


Fig. 5.5 スプリットングによる疎密波伝搬特性の変化評価試験概略図



Fig. 5.6 スプリットングの導入に用いた押し込み治具

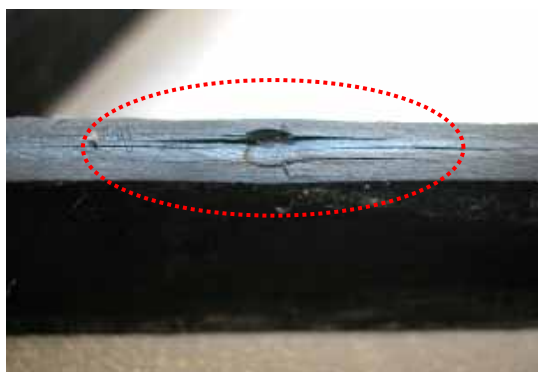


Fig. 5.7 発生したリブ上面のスプリットング

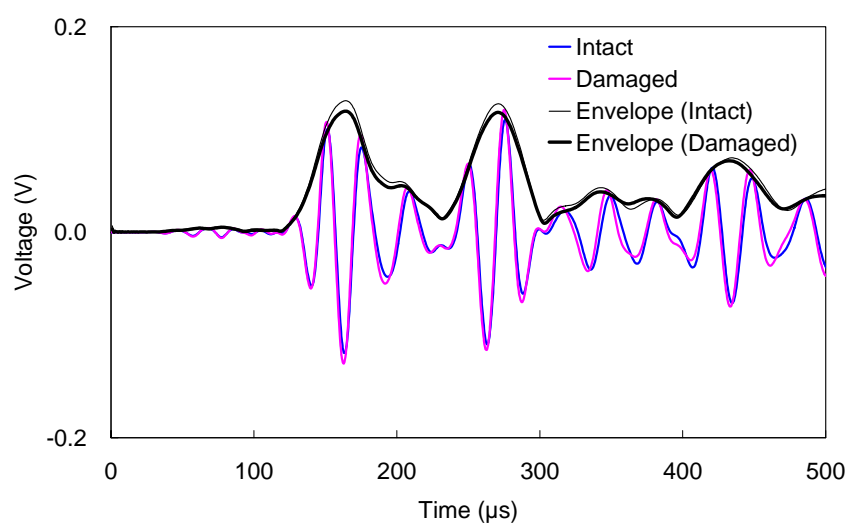


Fig. 5.8 スプリッティングの発生による疎密波受振信号の変化

5.3 格子とスキンの接着不良による伝搬特性の変化

本節では、まず格子部とスキンの接着不良が生じた場合、曲げ波の受振信号が健全時に比べ、どのように変化するか評価するため、以下の実験を行った。

5.3.1 健全時と接着不良発生時の受振信号の違い

試験方法

本試験では、5.1節での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 5.9は、試験の概略図であり、曲げ波の入力点、及び、計測点を表している。ガイド波の入力には、5.1節でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中のTransmitter、Receiverとある位置に瞬間接着剤により貼り付けた。また入力信号は、Fig.2.3に示した波形の電気信号(40kHz正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。計測ではアベレーシング回数を1024回とした。尚、スキンとしては、一般的な航空機の表皮として用いられる材料として、アルミ板(0.5mm厚)を用いた。

試験では、まず接着不良がない状態として上記のスキンをFig. 5.9に示す位置にカップラント(HIGHZ、SONOTECH INC.)によって接着した。接着では、一定の接着力を保つため、スキン上部に一定の錘を載せることとした。この状態で曲げ波の信号を計測した。次に一度スキンを剥がし、Fig. 5.9に示す部分のカップラントを拭き取って、スキンをもとの位置に貼り付け、再度曲げ波を計測した。これらの計測で得られた信号を比較することで、格子部とスキンの接着不良の発生による信号の変化を調べた。

試験結果

Fig. 5.10に曲げ波の計測で得られた電気信号の時系列変化を示す。実信号の他、Hilbert変換を用いて計算した信号の包絡線も示す。このグラフでは、スキンが完全に接着されている状態で計測されたデータとスキン未接着の領域がある状態で計測されたデータを比較している。これをみると、接着不良部の導入により初期到達波最大振幅値 V_p (Fig.3.2で定義)が大きくなっているのがわかる。接着不良の導入前後に計測した信号の V_p をそれぞれ V_{Intact} 、 V_{Debond} とし、その比 $(V_{Debond})/(V_{Intact})$ を計算すると、1.72であった。

これは次のように説明できる。格子にスキンを貼り付けた場合、弾性波のエネルギーは一部スキン側に流れ、格子を伝搬する弾性波エネルギーが低下する。ここに接着不良部が存在した場合、完全に貼り付いている場合よりもスキン側に流れ込む弾性波エネルギーは少なくなり、結果、格子を伝搬するエネルギーが増加するため、上記のよう V_p が増加したものと考えられる。

5.3.2 健全な経路と接着不良が生じている経路での受振信号の違い

製造時における接着不良は運用欠陥と異なり、基準データとなる健全時の受振信号を得ることはできない。このため、そもそも健全時との信号の違いにより接着不良を検知することはできない。そこで検知手法として考えられるのが、複数の経路で曲げ波を計測し、他経路で計測したの信号とは明らかに異なる信号が計測された経路を接着不良の存在する経路、と判定する方法である。尚、この方法ではリブの経路無依存性（リブ毎の成形のばらつきはなく、異なるリブにおいて同じ条件で信号を計測した場合、同じ受振信号を得られる）を仮定している。

以上の考えのもと、健全な経路と接着不良が生じている経路での曲げ波の受振信号の違いを評価するため、以下の実験を行った。

試験方法

本試験では、5.1節での試験に用いた計測装置と同じものを使用した。Fig. 5.11は、試験の概略図であり、疎密波の入力点、及び、計測点を表している。図中の矢印は、実験において計測する曲げ波の伝搬経路を表す（試験に用いるAGSの形状の制約から図に示す全14経路において計測した）。曲げ波の入力には、5.1節でも用いた80kHz共振型の圧電素子を用い、これを図中の位置に瞬間接着剤により貼り付けた。入力信号は、Fig.2.3に示した波形の電気信号(40kHzの正弦波三周期にHamming窓関数を掛けたもの)を用いており、電気振幅の最大値が75Vとなるよう増幅した。試験では上述のアルミ板をスキンと仮定し、これを、圧電素子を貼りつけた面の反対側にカップラント（HIGHZ、SONOTECH INC.）によって接着した。接着では、一定の接着力を保つため、スキン上部に一定の錘を載せることとした。そして曲げ波を伝搬させ、入力点からリブ2本分離れた交点で計測し、Fig.3.2で定義される初期到達波最大振幅値 V_i （経路番号： $i=1, \dots, 14$ ）を求め比較した。尚、格子とスキンの接着不良は、Fig. 5.11中の経路番号4のリブに長さ5cmのカップラントを塗っていない部分を設け、模擬した。

試験結果

Fig. 5.12に各経路で計測された信号から求めた初期到達波最大振幅値を示す。このグラフでは、スキンが完全に接着されている経路で計測されたデータとスキンの未接着領域がある経路で計測されたデータを示している。このグラフをみると、未接着の領域を設けた経路番号4における値が他に比べ大きくなっており、他の経路における値はほぼ同様となっている。これは5.3.1項で説明したように、接着不良の存在した場合、完全に貼り付いている場合よりもスキン側に流れ込む弾性波エネルギーは少なくなり、結果、格子を伝搬するエネルギーが増加したためと考えられる。

以上の結果より、初期到達波最大振幅値を調べることにより、格子部とスキンの接着不良の検知が可能であると考えられる。

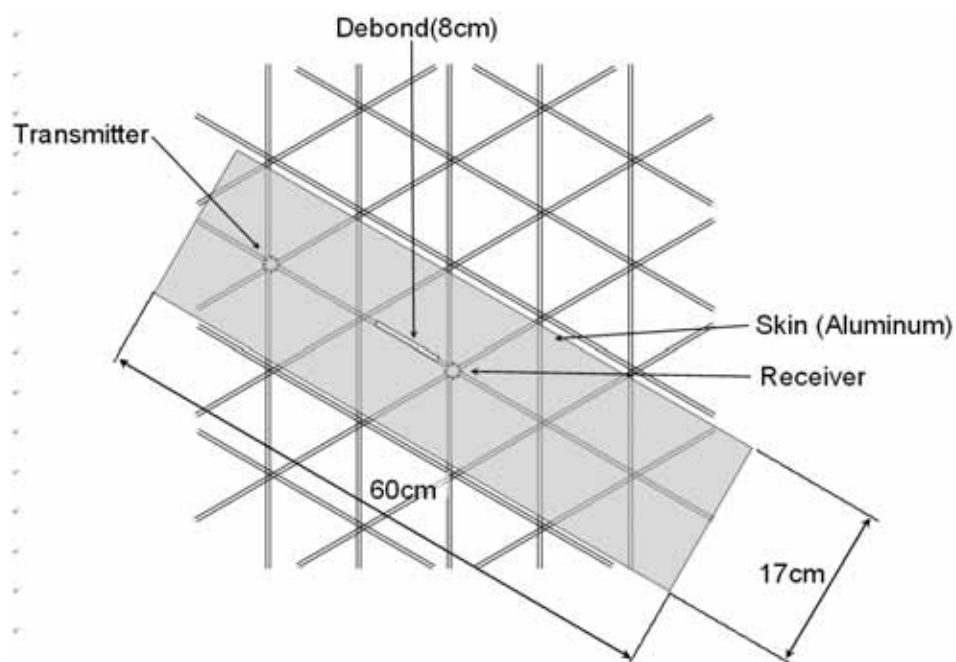


Fig. 5.9 格子とスキンの接着不良による曲げ波伝搬特性の変化評価試験概略図

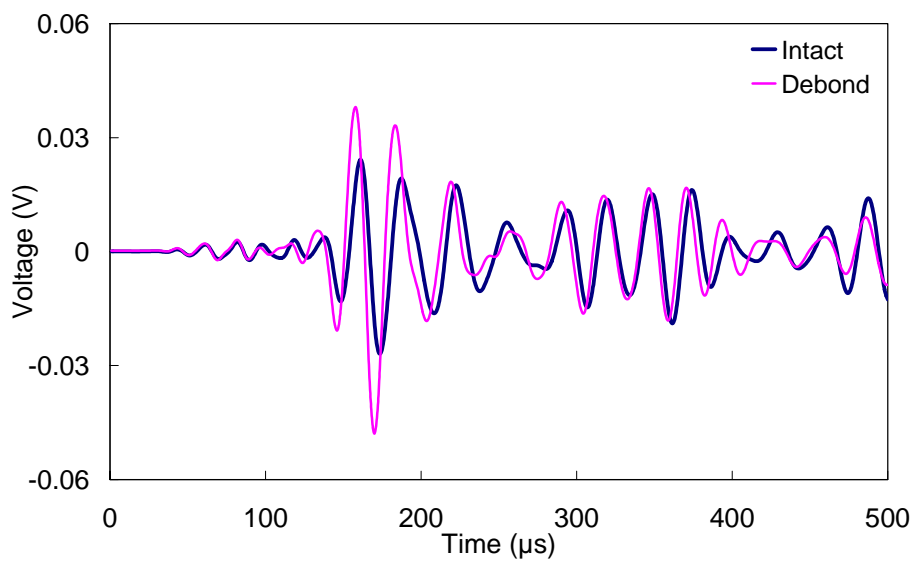


Fig. 5.10 接着不良発生による曲げ波受振信号の変化

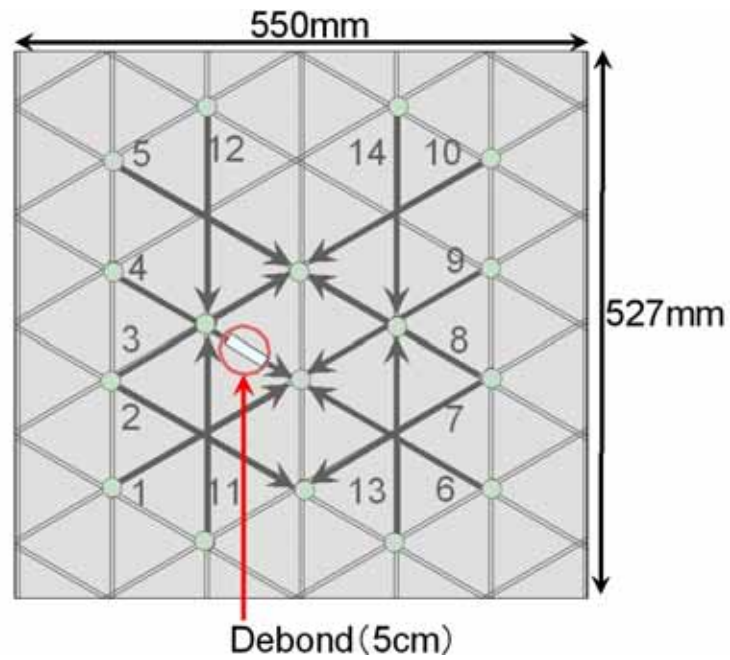


Fig. 5.11 健全な経路と接着不良発生経路での受振信号比較試験概略図

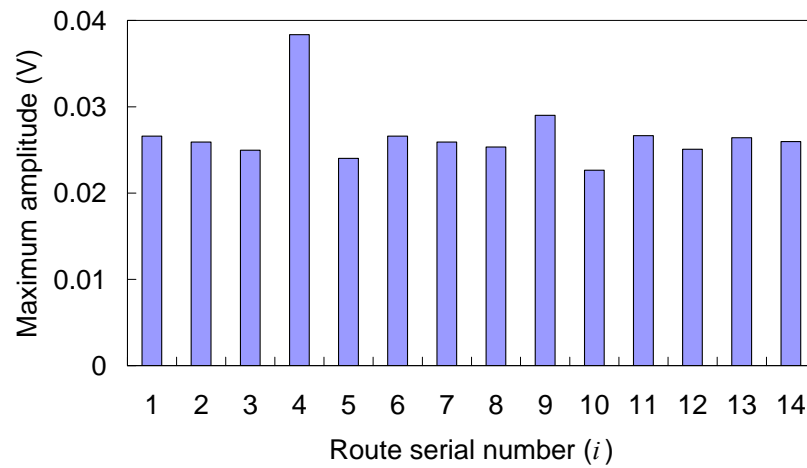


Fig. 5.12 各経路での初期到達波最大振幅値の比較

5.4 スキン接着不良の診断手法の提案と検証

本章では、2つの損傷（リブの繊維破断、リブ上面のスプリットング）と1つの製造欠陥（格子部とスキンの接着不良）の発生により、曲げ波の受振信号がどのように変化するか検討を行った。その検討の結果、曲げ波により検知できる可能性があるものは格子部とスキンの接着不良であることがわかった。本節ではこの格子とリブの接着不良を、曲げ波を用いて検知し、更にその位置同定を行うことを目的とする。そのために、統計的検知手法を提案し、その提案した手法の有効性を、5.3.2項で得られた結果に適用し、評価した。

5.4.1 手法の提案

まず、5.3.2節のFig. 5.12において健全な経路で得られた初期到達波最大振幅値 V_i の値は、経路毎の成形のばらつきの影響はなく、計測誤差によりばらつきが生じると仮定し、その値は正規分布に従うものとする。また、接着不良のある経路で得られた V_i の値が“異常値”と判定されることで接着不良の存在と、位置を判定することを考える。ここで異常値とは、健全時データとは別の集合に属すると考えられるデータである。残りのデータと比較し統計的に集合に属するデータかどうかを判断し、異常値を決定するのである。

この異常値解析のうち、正規分布に従うであろうと考えられる標本中の単一異常値を見つける手法としては、以下の式に基づいて行う方法がある。

$$T = \max\left(\frac{|\max x - \bar{x}|}{\sigma}, \frac{|\min x - \bar{x}|}{\sigma}\right) \quad (5.1)$$

ここで、 x は計測データを、 \bar{x} は標本平均を、 σ は標本標準偏差をあらわす。そして T が閾値を超えていたら、その対応するデータは異常値であるとわかる。本研究では、全ての経路で得られた初期到達波最大振幅値を独立の変数であると考え、計測データ群がその変数の標本であるとみなすことにする。

さらに本研究では、損傷が複数個所に存在する場合についても損傷検知ができるように、全データ中に複数の異常値が存在する場合についての異常値検定を行わなければならない。そこで「 k 個の異常値に対する連続的な検定」という方法を用いることとした[25]。

Fig. 5.13に、本研究でAGSに用いる統計的損傷認識手法の概要を示す。

まず、構造がギリギリ運用に耐えられる程度の最大許容損傷数 k を設定する。次に、式(5.1)を以下のように修正する。

$$T_j = \max\left(\frac{|\max x - \bar{x}_j|}{\sigma_j}, \frac{|\min x - \bar{x}_j|}{\sigma_j}\right) \quad (j=1,2,\dots,k) \quad (5.2)$$

ここで、 S_j を x_1, x_2, \dots, x_{j-1} を除いたデータ集合として、 \bar{x}_j 、 σ_j はそれぞれ、 S_j の標本平均、標本標準偏差を表す。

まず、式(5.2)より T_1 を n 個の全データより計算する。 T_1 に対応する x は、全データの中で最も外れた値を意味するため、このデータを取り除く。そして残ったデータから T_2 を計算する。これを最初に決めた値 k まで繰り返し、 T_k まで決定する。以上の k 個のデータを除いたデータ集合には損傷は入っていないはずである。

一方で、 $\lambda_i(\beta)$ を決定する。ここで $\lambda_i(\beta)$ は、

$$P[T_i > \lambda_i(\beta)] = \beta \quad (\text{但し } i = 1, 2, \dots, k) \quad (5.3)$$

かつ

$$P\left\{\bigcup_{i=1}^k [T_i > \lambda_i(\beta)]\right\} = \alpha \quad (5.4)$$

を満たす値とする。この α が検定の水準を決定する。

以上の準備の下で、有意水準 α の検定を以下の手順で行う。もし、 $T_k > \lambda_k(\beta)$ であれば、 x_1, x_2, \dots, x_k は異常値であったと判断される。でなければ、 x_k は正常値であったと考え、 T_l を計算する(ただし、 $l = k-1, k-2, \dots, 1$ である)。もし $T_l > \lambda_l(\beta)$ となれば、 x_1, x_2, \dots, x_l が異常値であったと判断される。

以上の過程を繰り返し、 $l=1$ となっても損傷がない場合には、この構造には現在欠陥が発生していないと結論付けられる。この方法により欠陥の存在を人間の判断に依らず自動で行うことが可能となった。

5.4.2 実験結果に対する適用

以上のように提案した統計的損傷診断手法を5.2節のFig. 5.12で得られた初期到達波最大振幅値に対して適用し、損傷が判定できるかどうか検証した。

まず初めに、最大許容損傷数 k を $k=3$ と設定することとした。実際にはこの値は、適用部位、適用荷重によって定められるが、本研究では一般的な検討ということでこの値を採用している。

以上の準備の下で、まずはFig. 5.12の全データ V_i より、 T_1 を計算する。この計算により、 V_4 が x_1 と決定された。次に T_2 を、 x_1 を除く $n-1$ 個のデータより計算する。この計算を、 x_3 が計算されるまで行った。これにより、 V_4, V_9, V_{10} がそれぞれ、 x_1 から x_3 に対応することがわかった。

このプロセスにより、残りのデータには異常値が存在していないと断定し、選ばれた3つのデータのうち、いくつが異常値となるかを判断していく。

ここで著者は今回の検定での有意水準 α を、 $\alpha = 0.01$ とし、それに対応する λ_i をTable 5.2のように計算により求めた。この λ_i を求める計算については、附録Cに詳述している。またTable 5.2に V_4, V_9, V_{10} から求めた T_1, T_2, T_3 も示した。

まず、 T_3 と λ_3 を比較する。この比較では、 $T_3 < \lambda_3$ となっているので、 T_3 は正常値であり、 x_3 は外れた値ではないと判定された。同様に x_2 も外れた値ではないと判定された。最後に T_1 と λ_1 を比較する。この比較では、 $T_1 > \lambda_1$ となっているので、これらの結果から x_1 のみが異常値であったことがわかる。つまり x_1 に対応する経路番号4に、格子とスキンの接着不良が存在すると診断された。以上より提案した

統計的異常値検知手法により損傷の存在、および、その位置が判定できることがわかった。

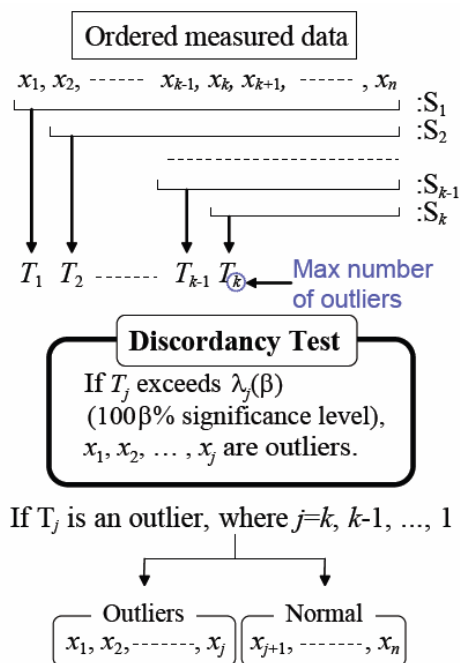


Fig. 5.13 繰り返し異常値検定の流れ

Table 5.1 繰り返し異常値検定に用いる閾値と被検定値

i	T_i	$\lambda_i(\beta)$
1	3.19	2.81
2	2.14	2.58
3	2.37	2.47

第6章

結論

6.1 本研究で得られた成果

本研究では、近年再び注目を集め始めた先進グリッド構造(AGS) に対して、ガイド波を用いた損傷診断手法を構築することを目的として、実構造を用いた実験や、解析による検討を行った。以下、本論文で得られた結論を列挙する。

第2章では、AGSに疎密波および曲げ波を伝搬させる上で最適な発振周波数を、まず有限要素解析により求め、解析で決定された発振周波数を検証するため、実験により、AGS供試体に様々な発振周波数の疎密波、曲げ波を伝搬させ、その受振信号を評価した。この“最適な発振周波数”は、注目するガイド波の変形モードについて速度分散性が小さいこと、また、構造中を伝搬するガイド波の変形モードがなるべく複数存在しないこと、という観点から決定した。ここで解析により疎密波、曲げ波の分散曲線を求めた結果を以下に示す。

- ・疎密波については、発振周波数が300kHzまでであれば、ほぼ群速度は一定であり分散性は小さい。
- ・曲げ波については、発振周波数が20kHz以上であれば、ほぼ群速度は一定であり分散性は小さい。

またこの分散曲線を踏まえつつ、変形モードがなるべく複数存在しないこと、という観点について、有限要素解析により得られた受振信号をもとに検討した結果、次のように発振周波数を選択した。まず疎密波に関しては、低い発振周波数(40もしくは60kHz等)の方が、注目する変形モード以外のモードが生成されず、上記の観点から考えれば最適といえるが、発振周波数が高い方が、時間分解能がよいことを勘案すると、発振周波数が80kHzの場合の受振信号でもそこまで色々なモードが見られないことから、本研究では、発振周波数として80kHzを選択した。次に曲げ波に関しては、分散性の小さい周波数範囲であっても、50kHz以上になると複数のモードが生成されるため、本研究では発振周波数として40kHzを選択した。そしてこの解析で決定された発振周波数を、AGSを用いた実験により検証した結果、上述の観点から考え確かにこれらの周波数が最適であることを確認した。

次に、第3章では、疎密波および曲げ波に関して、そのAGSにおける伝搬特性を評価した。具体的には、各ガイド波のエネルギーが、AGSの交点から周囲の各リブへ、どの程度の割合で分散していくのか実験により評価した。また交点の存在の影響による各ガイド波のエネルギーの減衰についても評価した。その結果、以下の結論が得られた。まず疎密波の交点における伝搬特性としては、直進するエネ

ルギが、他の経路へ伝搬するエネルギーに比べて大きいことがわかった。他方、曲げ波は疎密波と対称的に、交点から周囲すべてのリブに、エネルギーが均等に分散することがわかった。また減衰性に関しては、疎密波、曲げ波ともに交点の影響により直進するエネルギーが減衰しやすいことが判明したが、上述の曲げ波の交点における伝搬特性から、曲げ波の方が、より交点において直進するエネルギーが小さくなることや、疎密波は変形モードが減衰の小さい炭素繊維方向となっているのに対して、曲げ波は変形モードが樹脂のせん断剛性に依存するため減衰が大きくなってしまふということから、曲げ波は長距離伝搬に適さないということが考えられることを示した。そして以上の伝搬特性を踏まえて、損傷診断のための疎密波および曲げ波の計測方法を提案した。具体的に、疎密波に関しては、圧電素子を各リブ端部に貼り付け、そのリブの直線経路上の損傷を、素子から発振した疎密波により診断することを提案した。また曲げ波に関しては AGS の交点に均等な間隔で配置した圧電素子により、曲げ波を発振、受振しその伝搬経路中の損傷を、受振した初期到達波を調べることで診断することを提案した。

第4章、第5章では、第3章で提案した計測方法をもとに、AGSに生じうる運用欠陥、製造欠陥による疎密波、曲げ波の伝搬特性の変化について評価した。

まず第4章では、AGSに生じうる損傷および製造欠陥である、リブの繊維破断によるクラック、リブ上面のスプリットング、リブ側面の剥離損傷、格子部とスキンの接着不良がそれぞれ発生した場合、疎密波の受振信号がどのように変化するか検討を行った。その結果、リブの繊維破断によるクラックが発生した場合、疎密波が損傷部において反射することが明らかになった。また格子とスキンの接着不良が発生した場合、健全な場合に比べて透過波の初期到達波最大振幅値が増加することがわかった。そこで、繊維破断によるクラックに関して、損傷診断手法を提案した。この手法は健全時における受振波形を“基準データ”として、損傷による波形の変化を統計手法を用いて認識し、損傷の存在を検知する手法である。この手法を実験データに適用したところ、損傷の有無を正確に検知できることがわかった。また損傷部で反射した疎密波の伝搬時間を求めることで、損傷の存在するリブの特定も可能であることを示した。

一方、第5章では、リブの繊維破断によるクラック、リブ上面のスプリットング、格子部とスキンの接着不良の発生により、曲げ波の受振信号がどのように変化するか検討を行った。その結果、格子とスキンの接着不良が発生した場合、健全な場合に比べて透過波の初期到達波最大振幅値が増加することがわかった。そこでこの格子とスキンの接着不良に関して、損傷診断手法を提案した。この手法は、全てのリブが同じ品質で成形されておりその個体差はないということを仮定し、接着不良がない経路で計測された信号の初期到達波最大振幅値の集合に対して、接着不良が生じた経路でのデータがその集合から外れることで、接着不良の有無および位置を検知する手法である。これを実験データに適用したところ、接着不良の有無、およびその位置を正確に検知できることがわかった。

以上の結果をまとめると、本研究の目的であるAGSに対する損傷診断システムの構築は、その対象としてリブの繊維破断によるクラックと格子とスキンの接着不良に関して達成されたといえる。但し、リブ上面のスプリットングやリブ側面の剥離損傷に関しては、現段階ではこれらを検知する方法は

なく、今後、この検討が課題であることをここに記す。

6.2 本研究からの今後の展開

今後、本研究の対象としたAGSは、より大きなアプリケーション構造（主翼端Wingletの翼ボックス構造）に適用されることを目標とし、研究が進められることが考えられる。この場合、リブの断面サイズの変更が予想されるが、この場合においても、本研究で明らかにしたAGSにおける疎密波、曲げ波の伝搬特性も基本的に変わらないと考えられるので、本研究で提案した損傷診断手法が参考になるものと考えられる。このように、本研究で得られた成果が、上記のような、より実用に近い研究においても大きく役立つことを期待する。

附録 A

圧電体について

本章では、まず圧電素子に用いられる圧電材料がどのような材料なのか概説する。次に圧電材料が示す現象である圧電効果の原理について説明する。最後に圧電効果の定式化を行い、電場と応力が線形関係であることを示す。

A.1 圧電材料

圧電素子とは電圧を印加すると歪を生じ、逆に歪を生じさせると電位差を生じる圧電材料を用いた素子である（この現象を圧電効果という）。この圧電素子を供試体に貼り付け電圧を印加することで供試体内に弾性波を発生させ、また伝搬してきた弾性波を受振することができる。

本研究で使用した素子には、圧電材料としてチタン酸ジルコン酸鉛〔 $\text{Pb}(\text{Zr} \cdot \text{Ti})\text{O}_3$ 〕、通称PZT（Pb、Zr、Tiの略）を用いた。PZTは圧電材料の中でも特に大きな圧電性を示す強誘電体の一つでペロブスカイト形と呼ばれる結晶構造を持っている。Fig. A.1(a)はペロブスカイト形強誘電体のうちで最も代表的なPZTの高温における結晶構造の概念図である。高温では立方晶系（常誘電相、 $a = c$ ）のため自発分極は持たないが、温度が下がると相転移点を通して正方晶系（強誘電相、 $a \neq c$ ）になり Ti^{4+} 、 Zr^{4+} 、 Pb^{2+} の正イオンが O^{2-} の負イオンに対して相対的にFig. A.1(b)のように変位して自発分極を生じる。この転移する温度をキュリー点と呼ぶ。圧電材料の製造過程では800~1000 で原料を固溶体化し、その後温度を下げ自発分極を生じさせる。しかしこのままでは分極の向きがFig. A.2(a)のようにばらばらであり、全体としては分極が0の状態である。そこで、ある一定以上の電場をかけると、分極の方向が揃えられFig. A.2(b)のように圧電体全体でP方向に分極を持つようになる。このように外部電場によって自発分極の方向を変えることのできるものを強誘電体という。ただし、各分極ベクトルの方向が完全に揃うわけではなくFig. A.2(b)のように多少ずれた状態となっている[26][27][28]。

一般的にPZTは、チタン酸鉛（ PbTiO_3 ）とジルコン酸鉛（ PbZrO_3 ）の固溶体で、この2成分の混合比を変えることによって圧電・誘電・弾性などの諸特性をコントロールできるため、それぞれの用途に適した圧電材料を得ることが可能である。キュリー点は両者の混合比によって異なるが、およそ320付近にある。キュリー点以下には転移点は無く安定である。焼結性がよく、分極も比較的容易で十分な分極が可能のため、高い圧電定数を持った圧電材料を作ることができる。

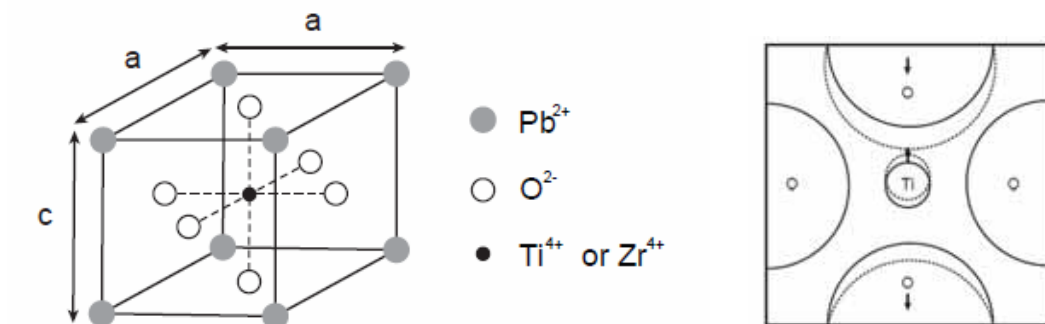


Fig. A.1 結晶構造

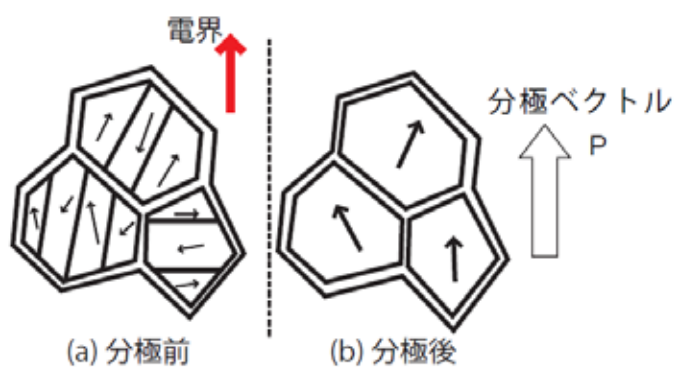


Fig. A.2 分極処理前と処理後

A.2 圧電効果の原理

ここでは Fig. A.3 の概念図をもとに圧電効果の原理を説明する。Fig. A.3 (a) の状態では、ある一定以上の電場をかけ全体の分極の大きさが P となっている。この時、分極電荷と同じ量の逆極性の真電荷が電極に帯電する。この応力なしの状態では電極間で電位差は生じない。(b) 図のように圧縮力が加わると各分極ベクトルの方向が変化し、全体の分極ベクトルが小さくなり分極電荷が相対的に減る。そして電極間を導線でつないだ場合、分極電荷と真電荷の数が合うように電子が移動する。これにより電位差が生じる。また(c)のように引張力を加えた場合、(a)に比べ各分極ベクトルが更に揃えられ全体として分極が強まる。結果として(b)と逆の方向に電子が流れ、電位差も正負逆となる。この外部応力により電気信号が発生する現象を圧電気直接効果という。但し、ある一定の応力を加えたままにしておくと数秒後には発生電圧がなくなってしまふ。それは完全な絶縁体ではないので、電極に発生した電荷が次第に消滅していくためである[26][29]。

逆に外部から電圧をかけることは上述の圧電気直接効果を逆順でたどることになり、結果として圧電体の伸縮が生じる。これを圧電気逆効果という。

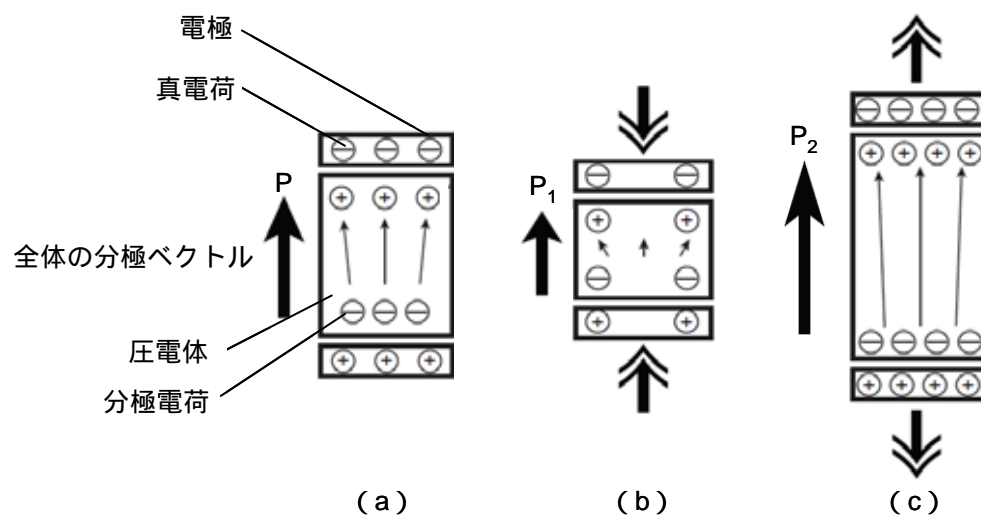


Fig. A.3 圧電気直接効果

A.3 圧電効果の定式化

ここでは先に説明した圧電効果の定式化、つまり圧電方程式の導出を示す。まず圧電方程式を導出する準備として、電気的な関係式を確認する[30][31]。

圧電理論においては、電磁方程式のすべてが必要なわけではない。これは音波の速度が電磁波の速度に比して約 5 桁小さいので準静的近似が使えるからである。準静的な理論では電束密度と電場の x_1 、 x_2 、 x_3 成分を D_i 、 E_i とし、またスカラー電気ポテンシャルを ϕ とすれば、

$$D_{i,i} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$E_i = -\phi_{,i} \quad (\text{A.2})$$

となる。これらを踏まえ圧電方程式を導く。

圧電媒質では電気エネルギーが機械エネルギーに、またはその逆が行われる。そこで考察する媒質の体積を V 、表面積を S で表すものとする。この場合その体積 V 中のエネルギーを考察すると、エネルギー増加の時間的割合は表面部分に外部からなされる力学的な仕事から、その表面を通して外部に逃げ出す電束による電気的な仕事を差し引いた量に一致する。すなわち、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \rho \dot{u}_j \dot{u}_j + U \right) dV = \int_S (t_j \dot{u}_j - n_j \phi \dot{D}_j) dS \quad (\text{A.3})$$

ここで U : 内部エネルギー、 u_j : 変位、 ρ : 密度、 $t_j = n_j T_{ij}$ 、 T_{ij} : 応力、 n_j : 表面の法線方向の成分である。また運動方程式 $T_{ij,i} = \rho \ddot{u}_j$ 、ひずみと変位の関係 $S_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i})$ の関係も存在する。

ところで、ガウスの発散定理によれば、任意のベクトルに対し、

$$\iint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{R} dS = \iiint_V \text{div} \mathbf{R} dV \quad (\text{A.4})$$

が成り立つので、式(A.3)の被積分関数は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho \dot{u}_j \cdot \dot{u}_j + U \right) = \rho \ddot{u}_j \dot{u}_j + \dot{U} = (T_{ij} \dot{u}_j)_{,i} - (\phi \dot{D}_i)_{,i} \quad (\text{A.5})$$

これより、内部エネルギーの時間微分は式(A.1)、(A.2)を用いて

$$\begin{aligned} \dot{U} &= (T_{ij,i} - \rho \ddot{u}_j) \dot{u}_j + T_{ij} \dot{u}_{j,i} - \phi \dot{D}_{i,i} - \phi_{,i} \dot{D}_i \\ &= T_{ij} \dot{S}_{ij} + E_i \dot{D}_i \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

となる。次に電気的なエンタルピー H を導入する。 H は次式で定義される。

$$H = U - E_i D_i \quad (\text{A.7})$$

そこで、この時間微分をとると

$$\dot{H} = \dot{U} - \dot{E}_i D_i - E_i \dot{D}_i = T_{ij} \dot{S}_{ij} - \dot{E}_i D_i \quad (\text{A.8})$$

が得られる。従って、 H は S と E の関数

$$H = H(S, E) \quad (\text{A.9})$$

として表されるはずである。そこで、改めてこれらの時間微分をとると

$$\dot{H} = \frac{\partial H}{\partial S_{ij}} \dot{S}_{ij} + \frac{\partial H}{\partial E_i} \dot{E}_i \quad (\text{A.10})$$

となる。従って

$$\left(T_{ij} - \frac{\partial H}{\partial S_{ij}} \right) \dot{S}_{ij} - \left(D_i + \frac{\partial H}{\partial E_i} \right) \dot{E}_i = 0 \quad (\text{A.11})$$

が得られる。任意の \dot{S}_{ij} と \dot{E}_i について成立するならば、 $S_{ij} = S_{ji}$ であるから

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial H}{\partial S_{ij}} + \frac{\partial H}{\partial S_{ji}} \right), \quad D_i = -\frac{\partial H}{\partial E_i} \quad (\text{A.12})$$

が得られる。一方、線形圧電理論において H は、高々、2 次形式で表されるはずなので式(A.9)、(A.12)を考慮すれば、

$$H = \frac{1}{2} c_{ijkl}^E S_{ij} S_{kl} - e_{ijk} E_i S_{jk} - \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^S E_i E_j \quad (\text{A.13})$$

で表される。この式で第 1 項は純弾性的なひずみエネルギー、第 3 項は純電氣的な静電エネルギー、第 2 項は両者間の結合エネルギーを示している。これを式(A.12)に代入すれば

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}^E S_{kl} + e_{ijk} E_k \\ D_i &= e_{ikl} S_{kl} + \varepsilon_{ik}^S E_k \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

の圧電方程式と呼ばれる関係式を求めることができる。なお、上述の c^E 、 ε^S の E 、 S はそれぞれ電場 E 、ひずみ S がそれぞれ一定の場合の弾性定数、および誘電率を示すものである。式(A.14)上式の右辺第 2 項が圧電気逆効果、下式の右辺第 1 項が圧電気直接効果を表す項である。これらの式からわかるように圧電効果において電場と応力は線形関係にある。

この圧電方程式の表現方法は種々あり、例えば電場と応力を独立変数としてひずみを表すと

$$S_{ij} = s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k \quad (\text{A.15})$$

となる。 $T = 0$ の場合を行列表示すると

$$\begin{bmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ S_{33} \\ S_{23} \\ S_{13} \\ S_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

となる。本研究で用いた圧電素子では、3 軸方向のひずみにより弾性波を発振するため圧電定数 d_{33} の

より大きな圧電材料として PZT を選択した (Table A.1[28]参照)。

Table A.1 各圧電材料の圧電定数

圧電材料	チタン酸鉛	ニオブ酸鉛	チタン酸バリウム	PZT
圧電定数 d_{33} ($\times 10^{-12}$ m/V)	71	80	149	472

この圧電効果とは別の現象として電歪効果がある。誘電体に電場を与え双極子モーメントを誘起した結果、電気分極が発生する。このとき例えばイオン分極の場合はイオンの位置が相対的に変化するので誘電体全体の寸法も若干変化する。このように電気分極により機械的歪が生ずる現象を電歪効果という。電場 E を与えた場合の電歪効果による歪は[27]、

$$S = Q(\epsilon\epsilon_0)^2 \cdot E^2 \tag{A.17}$$

で与えられる。 Q は電歪定数、 ϵ は比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。ここでチタン酸バリウムの定数を用いて電歪効果によるひずみと圧電効果によるひずみを計算してみる。本研究で用いた電場 $E_3 = V/x = 75[V]/16.5[mm] = 4.5 \times 10^3 [V/m]$ により、電歪効果によるひずみを計算すると、(x は圧電素子の電極間距離)

$$S_{33} = 1.1 \times 10^{-10} \tag{A.18}$$

となる。一方圧電効果によるひずみは式(A.16)を用いて計算すると、

$$S_{33} = 6.8 \times 10^{-7} \tag{A.19}$$

となる。このように電歪効果によるひずみは、圧電効果によるひずみに比べ非常に小さいことがわかる。尚、キュリー点以上であれば自発分極がなくなり圧電効果は消えるので、電歪効果が直接観測される。

附録 B

超音波の透過率とカップラントについて

本章では、二媒質間の境界面における超音波の透過率がどのような物性値により決定されるのかを示すことで、圧電素子と供試体の間に塗布するカップラントの重要性を示す。

カップラントの役割は超音波を供試体に透過させやすくするものである。このカップラントを用いない場合圧電素子で発生させた超音波の大部分は供試体表面で反射し、供試体内を伝搬する弾性波は微弱なものとなる。これは圧電素子と供試体の間に空気があるからである。この超音波の透過率の導出を以下に示す[32]。

まずここでは簡単のため、波面が平面である平面波を扱う。無限に広い媒質中に平面音波が存在するものとして、その微分方程式を立てる。Fig. B.1のように、音波の進行方向を x 軸に選ぶと媒質内の諸量(変位・圧力など)は他の座標には無関係で x だけで定まる。 x 軸に垂直で厚さ δx なる薄い層を考え、その層の単位面積の部分の運動を調べる。

音波が存在しないときは媒質は静止しているが、音波が存在するとき、媒質はある瞬間に静止位置から x 方向に u だけ変位しているとする。

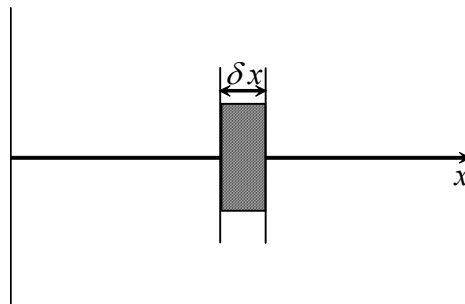


Fig.B.1 平面音波の進行の説明図

$$x = x_0 \text{ の場所で } u = u_0$$

とすると

$$x = x_0 + \delta x \quad \text{では} \quad u = u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} \delta x$$

と表わせるが、このような変位があると、いま問題にしている層の厚さの増加は

$$u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} \delta x - u_0 = \frac{\partial u}{\partial x} \delta x \quad (\text{B.1})$$

つぎにこの体積増加による圧力の変化を考える。圧力の増加 p は体積減少の割合に比例する。元の体積は δx ある(面積が単位面積)から体積増加の割合は $\partial u / \partial x$ となり

$$p = -K \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{B.2})$$

この K はその媒質の体積弾性率である。(B.1) 式を連続の式という。

次に媒質のこの部分についての運動方程式を考える。媒質の密度を ρ とすれば、この部分の質量は $\rho \delta x$ である。この部分に加わる力は、 $x=x_0$ と $x=x_0+\delta x$ の両面の圧力差によるものなので

$$f = p_0 + p - \left(p_0 + p + \frac{\partial p}{\partial x} \delta x \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \quad (\text{B.3})$$

ここで f は瞬時値で x の正の方向の力を正とする。これより運動方程式は

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \rho \delta x = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \quad (\text{B.4})$$

δx で両辺を割って

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{B.5})$$

(B.1) 式の運動方程式と (B.2) の連続の式と組み合わせるに当って、変位 u の代わりに媒質の速度 $v = \partial u / \partial t$ を変数にする。(B.3) 式を時間で微分して

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{K} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{B.6})$$

(B.5)式は

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{B.7})$$

(B.6)と(B.7)式から v を消去するのに、(B.6)式を t で、(B.7)式を x で微分し

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \rho \delta x = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \quad (\text{B.8})$$

この(B.8)式は波動方程式と呼ばれる。

ここで速度ポテンシャル ϕ なるものを

$$v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (\text{B.9})$$

と定義する。これと(B.7)式から v を消去すると

$$p = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (\text{B.10})$$

なる関係が得られる。(B.9)と(B.10)式を連続の式(B.2)式に入れて変形すると同形の波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\rho}{K} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (\text{B.11})$$

ここで定常態単弦振動の解を求めることを考える。すなわち複雑な波形であっても Fourier の級数に展開して各成分である正弦波についてそれぞれ解き、その解を重畳すればよいという方法を用いる。

p, v, φ は全て周波数が $f = \omega/2\pi$ である定常態単弦振動として、

$$p = \sqrt{2} P e^{j\theta_1} e^{j\omega t} = \sqrt{2} \dot{P} e^{j\omega t} \quad (\text{B.12})$$

$$v = \sqrt{2} V e^{j\theta_2} e^{j\omega t} = \sqrt{2} \dot{V} e^{j\omega t} \quad (\text{B.13})$$

$$\varphi = \sqrt{2} \Phi e^{j\theta_3} e^{j\omega t} = \sqrt{2} \dot{\Phi} e^{j\omega t} \quad (\text{B.14})$$

なる関係にある複素実効値 $\dot{P}, \dot{V}, \dot{\Phi}$ で表す。波動方程式(2.11)式を解くのに、 φ が(B.14)式で表される現象に限るとすれば、

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = j\omega \varphi, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\omega^2 \varphi \quad (\text{B.15})$$

(B.11)式にこれを入れれば、 x だけの微分方程式となり

$$\frac{d^2 \dot{\Phi}}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \dot{\Phi} = 0 \quad (\text{B.16})$$

この解は、 $k = \omega/c$ とおけば

$$\dot{\Phi} = \dot{A} e^{-jkx} + \dot{B} e^{jkx} \quad (\text{B.17})$$

なる形を持ち、 \dot{A} と \dot{B} は境界条件で定められる複素定数である。この第 1 項は x の正の方向に進行する波、第 2 項は負の方向に進行する波である。

1 方向に進行する波動だけが存在する場合は、これを平面進行波と称する。この場合速度ポテンシャルは(B.17)式において $\dot{B} = 0$ とすればよく、

$$\dot{\Phi} = \dot{A} e^{-jkx}, \quad \varphi = \sqrt{2} \dot{A} e^{-j(kx - \omega t)} \quad (\text{B.18})$$

音圧は(B.10)式により

$$p = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = j\omega \rho \varphi, \quad \dot{P} = j\omega \rho \dot{\Phi} \quad (\text{B.19})$$

すなわち速度ポテンシャルの解が求められれば、音圧も直ちに求まる。

以上を基礎として平面波の反射と透過について考える。無限に広い一様な媒質のある空間(自由空間という)では音波はどこまでも直進するが、他の媒質が存在すれば媒質の境界で音波の一部は反射し、一部は透過する。ここでは最も簡単な場合として 2 種類の媒質の境界が無限平面であって、境界面に平面波が入射した場合の反射と透過を理論的に扱う。

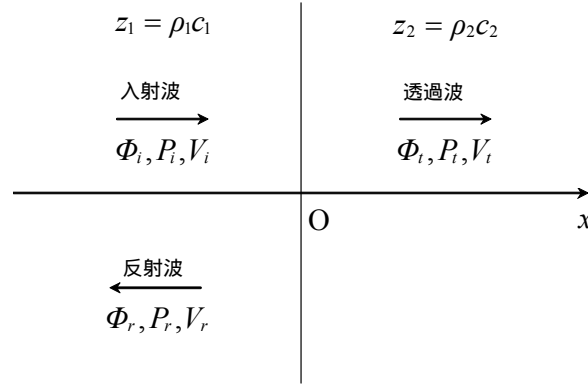


Fig. B.2 二媒質間における入射、透過、反射波

Fig. B.2 において、境界面 ($x=0$) の左側の第 1 媒質の密度、音速を ρ_1 、 c_1 、右側の第 2 媒質のそれを ρ_2 、 c_2 とし、入射波・反射波・透過波の音圧 P 、速度 V 、速度ポテンシャル Φ をそれぞれ添字 i 、 r 、 t を付けて表す。

反射率・透過率を求めるのに、第 1 媒質中には入射波と反射波、第 2 媒質中には透過波だけが存在するから第 1 媒質中の速度ポテンシャル Φ_1 、第 2 媒質中の Φ_2 は次の形になるはずである。

$$\dot{\Phi}_1 = \dot{\Phi}_i + \dot{\Phi}_r = \dot{A}_1 e^{-j(k_1 x - \omega t)} + \dot{B}_1 e^{j(k_1 x + \omega t)} \quad (\text{B.20})$$

$$\dot{\Phi}_2 = \dot{\Phi}_t = \dot{A}_2 e^{-j(k_2 x - \omega t)} \quad (\text{B.21})$$

これからそれぞれの音圧を求めるには $\dot{P} = j\omega\rho\dot{\Phi}$ を用いて

$$\dot{P}_1 = \dot{P}_i + \dot{P}_r = j\omega\rho_1 \left\{ \dot{A}_1 e^{-j(k_1 x - \omega t)} + \dot{B}_1 e^{j(k_1 x + \omega t)} \right\} \quad (\text{B.22})$$

$$\dot{P}_2 = \dot{P}_t = j\omega\rho_2 \dot{A}_2 e^{-j(k_2 x - \omega t)} \quad (\text{B.23})$$

境界面 ($x=0$) ではすべての瞬間に音圧は連続でなければならない。この境界条件を入れるには (B.22)、(B.23) 式で $x=0$ とおき、 $\dot{P}_1 = \dot{P}_2$ とすればよい。すなわち

$$(\dot{A}_1 + \dot{B}_1)\rho_1 = \dot{A}_2\rho_2 \quad (\text{B.24})$$

次に両媒質中の速度を求める。(B.20)、(B.21)、(B.9) 式を用いて、

$$\dot{V}_1 = \dot{V}_i + \dot{V}_r = jk_1 \left\{ \dot{A}_1 e^{-j(k_1 x - \omega t)} - \dot{B}_1 e^{j(k_1 x + \omega t)} \right\} \quad (\text{B.25})$$

$$\dot{V}_2 = \dot{V}_t = jk_2 \dot{A}_2 e^{-j(k_2 x - \omega t)} \quad (\text{B.26})$$

境界面では速度も連続でなければならないから、(B.25)、(B.26) 式の x を 0 とし $\dot{V}_1 = \dot{V}_2$ とすると

$$(\dot{A}_1 - \dot{B}_1)k_1 = \dot{A}_2 k_2 \quad (\text{B.27})$$

反射率は (B.24)、(B.27) 式から \dot{A}_2 を消去すれば求められる。すなわち、

$$k_1 = \omega/c_1, \quad k_2 = \omega/c_2$$

であるから

$$\frac{\dot{B}_1}{\dot{A}_1} = \frac{\dot{\Phi}_r}{\dot{\Phi}_i} = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} = \frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2} \quad (\text{B.28})$$

尚、透過率は(B.24)、(B.27)式から \dot{B}_1 を消去すればよく

$$\frac{\dot{A}_2}{\dot{A}_1} = \frac{\dot{\Phi}_t}{\dot{\Phi}_i} = \frac{2\rho_1 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (\text{B.29})$$

音圧の透過率は(B.22)、(B.23)と(B.29)式から

$$T_p = \frac{\dot{P}_t}{\dot{P}_i} = \frac{\rho_2 \dot{A}_2}{\rho_1 \dot{A}_1} = \frac{2z_2}{z_1 + z_2} \quad (\text{B.30})$$

と表される。

ここで $z_1 = \rho_1 c_1$, $z_2 = \rho_2 c_2$ は固有音響インピーダンスなる値である。(B.28)式からわかるように 2 媒質間の音響インピーダンスの差が大きいほど、境界面で音波は完全反射し、透過音波の音の強さは 0 に近くなる。Table B.1 に各種媒質の固有音響インピーダンスを示す。AGS と空気の固有音響インピーダンスの値が 5 桁も違うことから、圧電素子と供試体の間に空気が入っていると超音波がほとんど伝わらなくなってしまう。そこでカップラントとして接着剤やゲルを圧電素子と供試体の間に介するのである。どちらも固有音響インピーダンスの値は同程度であるが、接着剤の方が圧電素子を供試体に固定しやすく、実験中に素子が剥がれることを防げるので、本研究では接着剤をカップラントとして用いた。

Table B.1 各種媒質の固有音響インピーダンス

Medium	z (kg/m ² s)	ρ (kg/m ³)	c (m/s)
AGS	15×10^6	1500	10000
Gel	4.0×10^6	1500	2640
Adhesive (Cyanoacrylate)	2.1×10^6	1290	1600
Air	410	1.2	340

附録 C

正規分布による検定統計表の作成方法

本章では、5.4節で提案した『複数の異常値を全体集合の中より検定する。』という手法を用いる際に必要となる、検定統計表の作成方法について詳述する[33][34]。

ある標本の中に異常値があるということを、統計学の分野では、「2種類の異なる分布に従う標本が混在している」と考える。すなわち、

$$x_1, \dots, x_n \tag{C.1}$$

という標本が、

$$J_1 = \{x_{i_1}, \dots, x_{i_m}\}$$

$$J_2 = \{x_{j_1}, \dots, x_{j_k}\}$$

という二つの集合からの標本で構成されていると考える。すなわち、 J_1, J_2 の一方を”正常値の集合”、もう一方を”異常値の集合”と考えていることになる。ただし、 $0 \leq k \leq n, m+k = n$ である。よって異常値を検知するとはすなわち、 J_1, J_2 を探し出すことと言い換えることができる。

ひとつの異常値をサイズ n の正規分布から見つける方法には様々なものがあるが、この方法は一般的に次のような手順で行われる。

標本から計算されるある確率統計量 $S(x)$ について、 $\Pr(S(x) > \lambda_\alpha) = \alpha$ となるような λ_α を求める。

$S(x) > \lambda_\alpha$ となったら異常値が存在するとし、 $S(x) \leq \lambda_\alpha$ となるようであれば異常値は存在しないと判定する。

このとき選択される $S(x)$ は、いくつかの種類があり、代表的なものとしては

$$\text{Extremestudentized deviate (ESD)} = \max_{i=1, \dots, n} \frac{|x_i - \bar{x}|}{s}$$

本研究でも統計量としてこのESDを用いたので、ESDを例として、複数の異常値を検知する方法について詳述する。

以下に示す手法は、「 n 個の標本の中から最大で k 個の異常値を判定する手法」と位置づけられる。つまりこの手法の適用範囲は、標本内に存在する異常値の個数が $1 \sim k$ 個のどの個数の損傷でも検知できなければならない。ここで説明のため、次の予備集合 I_1, \dots, I_n を予め以下のように定義しておく。

$$I_0 = \{x_1, \dots, x_n\} \tag{C.2}$$

$$I_{t+1} = I_t - x^{(t)} \tag{C.3}$$

$$|I_t| = I_t \text{ 中の標本数。} \tag{C.4}$$

ただし、 $x^{(t)}$ は以下の式によって定義される標本である。

$$\max_{x_i \in I_t} |x_i - \bar{x}(I_t)| = |x^{(t)} - \bar{x}(I_t)| \quad (C.5)$$

$$\bar{x}(I_t) = \sum_{x_i \in I_t} \frac{x_i}{|I_t|} \quad (C.6)$$

$$t = 0, \dots, k-1 \quad (C.7)$$

上の式を言い換えると、集合 I_{t+1} は、集合 I_t 中の標本のうち I_t 全体の平均から最も外れている値を除いたもの、ということができる。さらに、

$$R_t = S(I_{t-1}) \quad (C.8)$$

とおく。ここで、 $S(I_{t-1})$ とは I_{t-1} 中の標本に対して適応される単一の異常値を見つけるための検定統計量のことで、ESDのことである。ただし、 $t=1; \dots; k$ とする。複数の異常値を検知することを考える場合には、この R_t 、すなわち、 $R_1; \dots; R_k$ の分布も考慮しなければならない。この集合の端部の分布を考え、次式で示すような $\lambda_1(\beta); \dots; \lambda_k(\beta)$ を決定していく。

$$\Pr(R_i > \lambda_i(\beta)) = \beta \quad (i=1, \dots, k) \quad (C.9)$$

$$\Pr\left\{\bigcup_{i=1}^k [R_i > \lambda_i(\beta)]\right\} = \alpha \quad (C.10)$$

ここで、 α は有意水準を表す。有意水準は、全体集合からどのくらい外れている値から異常値と決定するかの指標となるものであるから、この値を大きくすればそれだけ異常値が判定される可能性も大きくなる。しかしながら、同時に、異常値ではないものを異常値と判定してしまう可能性があるとも言える。つまり α が、検定の性質を決定することになる。すなわち、

- α が大きい検定は、正常な値を異常と判定してしまうことはあっても、異常値を正常と判断してしまわないように、安全側の判定を行っていることになる。
- α が大きい検定は、異常値を検定しそこなうことはあるが、正常な値を異常とみなさない。

といった特徴が出る。実際には、この検定手法を用いてどのようなことをするのかによって、 α の値(の傾向)が決定される。

さてこの検定では、もし、

$$\left\{\bigcap_{i=1}^k [R_i \leq \lambda_i(\beta)]\right\} \quad (C.11)$$

が真の場合は、異常値はひとつもないと判断し、それ以外の場合には、少なくともどれかの集合には一つ異常値が判定されていることになるので、以下の式

$$\bigcup_{i=1}^k [R_i > \lambda_i(\beta)] \quad (C.12)$$

が真であるということを意味する。そして、 l を

$$l = \max_{i=1, \dots, k} \{i : R_i > \lambda_i(\beta)\} \quad (C.13)$$

すなわち、 $R_i > \lambda_i(\beta)$ となる最大の i と定義すれば、 $x^{(0)}, \dots, x^{(l-1)}$ が異常値であると結論付けられる。ここで、 λ_i とは任意に定められる値であり、主には手法が単純化されるように決定される値である。

この手法の利点は、どのような個数の異常値でも k 個までであれば、判定力がそれほど変わらないまま、必ず見つけられるという点である。一般的な判定方法では、まず最初に標本全体を眺め、その中に入っているであろう異常値の個数を予測し、その上で予測した一定個数の異常値を判定する。それに対してこの方法は、一般的には異常値の個数というのは予め予測することが難しいことを考えると、非常に有効であるといえる。

さて実際問題としては、結局、任意の n, k, β に対してればよい。この値 β は確率的な要素が入っているため、モンテ・カルロ法により決定される。簡単に言えば、有意水準が1%ならば、ランダムに得られた全標本のうち上位1%のデータが除外されるような閾値を定めればよい。

本研究では、正常値は正規分布にのっつると考えているので、まずは正規分布をする乱数を生成させなければならない。これには、まずarkとMillerの「最小」乱数生成法にBaysとDurhamの切り混ぜを加えた方法を用いて、0と1の間の一様乱数を発生させる。そして得られた一様乱数に対して、Box-Muller法により正規分布する乱数を生成する[35]。

さて β を決定する手順は、以下のように記述される。

生成された正規分布乱数より n 個のデータの組を2000組生成する。

各組において $R_i (i=1, \dots, k)$ が決定されるので、この2000個の R_i について、以下の式で定義される

$\delta_{ij} (i=1, \dots, k, j=1, \dots, 1999)$ を計算する。

$$\Pr[R_i > \delta_{ij}] = \frac{2000 - j_i}{2000} \quad (C.14)$$

改めて正規分布する乱数を再度生成し、以下の確率 P_j を計算する。

$$P_j = \Pr\left\{\bigcup_{i=1}^k [R_i > \delta_{ij}]\right\}, j=1, \dots, 1999 \quad (C.15)$$

予め決めておいた有意水準 α から、最小となる j_1 を求める。ただし j_1 は、 $P_{j_1} > \alpha > P_{j_1+1}$ を満たす値とする。

$P_{j_1} = \alpha$ となった場合には、

$$\beta = \frac{2000 - j_1}{2000} \quad (C.16)$$

$$\lambda_i(\beta) = \delta_{ij_1} \quad (\text{C.17})$$

とする。

$P_{j_1} > \alpha > P_{j_1+1}$ となった場合は、 $\lambda_i(\beta)$ は線形補間によって求めることとし、

$$\lambda_i(\beta) = w\delta_{ij_1} + (1-w)\delta_{ij_1+1} \quad (\text{C.18})$$

$$w = \frac{\alpha - P_{j_1+1}}{P_{j_1} - P_{j_1+1}} \quad (\text{C.19})$$

と計算される。

以上の5つのステップを10回繰り返す。ここでn個のデータを持つグループを2000個、それを10回繰り返すので、合計20000個の標本を作成するが、その際に元となる一様分布に同じものが二度以上生成されないように注意する必要がある、そのチェックをプログラム中に必ず入れなければならない。

この10回の繰り返しにより、 $\lambda_i(\beta), \dots, \lambda_k(\beta)$ について10個の独立した推定値の組み合わせが得られる。このそれぞれ10個の値の平均値を取り、本研究で用いる閾値とした。

参考文献

- [1] 邊吾一, 石川隆司. 先進複合材料工学. 培風館, 2005.
- [2] Aerospace Conference —Proceeding IEEE, editor. *Advanced Grid Stiffened Structures for the Next Generation of Launch Vehicles*, 1997.
- [3] DY Han and SW Tsai. Interlocked composite grids design and manufacturing. *JOURNAL OF COMPOSITE MATERIALS*, Vol. 37, No. 4, pp. 287–316, 2003.
- [4] DR Ambur and LW Rehfield. Effect of stiffness characteristics on the response of composite grid stiffened structures. *JOURNAL OF AIRCRAFT*, Vol. 30, No. 4, pp. 541–546, 1993.
- [5] 山本鎮男編著. ヘルスマニタリング. 共立出版株式会社, 1999.
- [6] <http://www.jsms.jp/word/contents/elasticwave.html>
- [7] 丹波登. 超音波計測. 照晃堂, 1982.
- [8] 米山弘志. ステンレス鋼溶接部の超音波探傷試験. 非破壊検査, Vol. 53, No. 11, pp. 687-692, 2004.
- [9] 米山弘志, 杉山卓也, 山口篤憲. 超音波探傷試験によるきず(特にSCC)の検出及び寸法測定に関する教育訓練の効果. 非破壊検査, Vol. 54, No. 4, pp. 187-191, 2005.
- [10] 日本材料科学会編. 先端材料シリーズ 超音波と材料. 裳華房, 1992.
- [11] <http://ultrasonic.mech.nitech.ac.jp/guid.htm>
- [12] 永井辰之, 兵藤雅己, 高村健一. ガイド波探傷の実用技術. 非破壊検査, Vol. 52, No. 12, pp. 667-671, 2003.
- [13] 永溝久志, 村瀬守正. 円管周方向に伝搬するガイド波による配管等の非破壊評価. 非破壊検査, Vol. 52, No. 12, pp. 679-682, 2003.
- [14] Ip KH and Mai YW. Delamination detection in smart composite beams using Lamb waves. *SMART MATERIALS & STRUCTURES*. Vol. 13, No. 3, pp. 544-551, 2004.
- [15] Howard Matt, Ivan Bartoli, Francesco Lanza di Scalea. Ultrasonic guided wave monitoring of composite wing skin-to-spar bonded joints in aerospace structures. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 118, No. 4, pp. 2240–2252, 2005.
- [16] Qing XL, Kumar A, Zhang C, Gonzalez IF, Guo GP, Chang FK. A hybrid piezoelectric/fiber optic diagnostic system for structural health monitoring. *SMART MATERIALS & STRUCTURES*. Vol. 14, No. 3, S98-S103, 2005.
- [17] Amano M., Mizutani T., Okabe Y., Takeda N. and Ozaki T. *Proc. SPIE*, 2006.
- [18] T. Mazuch. Wave dispersion modelling in anisotropic shells and rods by the finite element method. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 198, No. 4, pp. 429–438, 1996.
- [19] C. Chree. On the longitudinal vibrations of aeolotropic bars with one axis of material symmetry. *Quarterly Journal of Pure and Applied Mathematics*, Vol. 24, pp. 340–358, 1890.

-
- [20] PW. Morse. Compressional waves along an anisotropic circular cylinder having hexagonal symmetry. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 26, No. 6, pp. 1018–1021, 1954.
- [21] I Mirsky. Wave propagation in transversely isotropic circular cylinders part i: Theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 37, No. 6, pp. 1016–1021, 1965.
- [22] Nicholas J. Nigro. Wave propagation in anisotropic bars of rectangular cross section. part i. longitudinal wave propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 43, No. 5, pp. 958–965, 1968.
- [23] 天野正太郎, 新井健夫, Francois Germain, 武田展雄. 複合材料グリッド構造中の損傷検知に用いる弾性波特性の検討. 第31回複合材料シンポジウム予講集, 2006.
- [24] 天野正太郎, 首藤伸一, 岡部洋二, 武田展雄, 尾崎毅志, 荻原慎二. CFRPグリッド構造中に生じる低速衝撃損傷の評価. 日本複合材料学会2006年度研究発表講演会予講集, 2006.
- [25] V Barnett and T Lewis. *Outliers in Statistical Data. 3rd edition*. John Wiley & sons, Chichester, 1994.
- [26] 藤島啓. *ピエゾセラミックス*. 裳華房, 1993.
- [27] 内野研二編著訳, 湯田昌子訳. *セラミストのための電気物性入門*. 内田老鶴圃, 1990.
- [28] <http://www.fujicera.co.jp/product/j/01/10.pdf>
- [29] 谷腰欣司. *超音波とその使い方 : 超音波センサ・超音波モータ*. 日刊工業新聞社, 1994.
- [30] 十文字弘道 [ほか] 共著. *電気電子のための固体振動論の基礎*. オーム社, 1982.
- [31] 塩崎忠監修. *圧電材料とその応用*. シーエムシー出版, 2002.
- [32] 実吉純一, 菊池喜充, 能本乙彦. *超音波技術便覧*. 日刊工業新聞社, 1966.
- [33] B Rosner. Detection of many outliers. *TECHNOMETRICS*, Vol. 17, No. 2, pp. 221–227, 1975.
- [34] B Rosner. Percentage points for rst many outlier procedure. *TECHNOMETRICS*, Vol. 19, No. 3, pp.307–312, 1977
- [35] WH Press, BP Flannery, SA Teukolsky, and WT Vetterling. *Numerical Recipes in C*. 技術評論社, 1993.

本研究に関する学会発表

新井健夫, 天野正太郎, 岡部洋二, 武田展雄, ”ガイド波を用いた先進グリッド構造の損傷検知”, 日本機械学会2006年度年次大会熊本, Sept., 2006.

天野正太郎, 新井健夫, Francois Germain, 武田展雄”複合材料グリッド構造中の損傷検知に用いる弾性波特性の検討” 第31 回複合材料シンポジウム, 2006.

今後の学会発表

新井健夫, 天野正太郎, Francois Germain, 岡部洋二, 武田展雄, ”ガイド波を用いた先進グリッド構造の損傷診断手法の構築”, JCOM-36 - 材料・構造の複合化と機能化に関するシンポジウム - (旧:FRP シンポジウム), Mar., 2007.

M. Amano, T. Arai and N. Takeda, ”Guided Wave Diagnosis in Composite Grid Structure with Embedded FBG Sensors”, 14th SPIE International Symposium, Smart Structures and Materials, An SPIE Event, 2007.

岡部洋二, 天野正太郎, 新井健夫, 武田展雄, 竹谷元, 尾崎毅志, ”FBG センサネットワークを用いた複合材グリッド構造の損傷同定”, 第6 回構造物の安全性・信頼性に関する国内シンポジウム, 東京, June, 2007.

謝辞

本論文を完成させるに当たり、多くの方々から絶大なる、あたたかいご支援を頂きました。

指導教官である武田展雄教授（東京大学大学院新領域創成科学研究科）には、この研究室で学ぶ機会を与えて頂いたことだけでなく、このような実用に近く、大変興味深い研究テーマを与えて頂いたこと、研究が行き詰まっているときに、適切な助言を頂いたこと、大変お忙しい中、原稿のチェックをして頂いたこと、など、大変お世話になりました。特に、この研究テーマである、構造の損傷診断は、今後自分が仕事を通じて一生係わっていくものと考えられ、そのきっかけを与えて頂いたことは大変幸運なことでした。心より感謝しております。

岡部洋二助教授（東京大学工学系研究科）には、弾性波の初心者であった私の質問に、ひとつひとつ丁寧に答えして頂き、そして貴重な助言を多く頂き大変感謝しております。一緒に参加させて頂いた熊本での機械学会の際は、あらゆる面でサポートして頂き、安心して学会に臨むことができました。また熊本のありとあらゆる美味をご馳走して頂いたことや、黒川温泉でのアクティビティは一生忘れません。貴重な体験をさせて頂き本当にありがとうございました。

天野正太郎氏には、どんな感謝の言葉をもってしても、この感謝の気持ちを言い尽くせないほど、大変、大変お世話になりました。研究計画の立て方、研究の進め方、考え方、など、本当にあらゆることを学ばせて頂いた2年間だったと思います。この研究室に入ったばかりの頃は、わからないことだらけで、研究についていだけでいっぱいでしたが、先輩からたくさんのことを日々学び、まだまだ未熟ではありますが、成長してくることができたと思っております。先輩はどんなに忙しいときでも、私の質問に「なんでしょう？」と耳を傾けて下さいました。もし自分が逆の立場であったらあそこまで丁寧に面倒をみることはできなかったと思います。私の研究がここまでこぎつけることができたのも、その面倒見のよさがあったからこそです。本当に、本当にありがとうございました。

同期の仲尾氏とは学部から、のべ6年間の付き合いでした。ドトールでバイトをともにしていた頃から常に一緒に高みを目指し、切磋琢磨して行くことができたことは一生の宝です。彼の存在なくして、この武田研究室に入ることはできなかったでしょうし、また彼の存在なくして、この修士2年間で全うすることはできなかったと思います。今後別々の人生を歩んでいくこととなりますが、いつまでもお互いを刺激し合える仲であれたらと願ってやみません。6年間、本当にありがとう。そしてこれからも、どうぞよろしく。また同期の白石氏とは大学院からの2年間のつきあいではありましたが、よく実験のこと等でわからないことがあれば一緒に考えてくれ、大変助けられました。今思い返すとこの同期のトリオは、なかなかバランスの取れた仲間だったと思います。そんな仲間にも恵まれ幸せでした。

そして武田研究室の皆様には、研究面、精神面で多くのサポートをして頂いたことをここに感謝します。水谷氏はいつも私の緊張をほぐそうと、ちょっかいを出してきてくれました。吉村氏には物事に対し頑張る姿勢を、身をもって示して頂きました。水口氏は私にとってお兄さんのような存在で、心の支えとなっていました。高橋氏はいつもやさしく研究の助言をして頂きました。西川氏はいつも

笑顔を振りまいてくれました。テン氏は私をいつも励ましてくれました。西尾氏は私だけでなく研究室全体を明るく和ませてくださいました。これだけ先輩方に支えて頂いたにも関わらず、自分のことでいっぱい後輩たちの面倒をみるができなかったことを、本当に申し訳なく思います。

最後に、私の学生生活を全面的にサポートしてくれた両親に感謝の意を示すとともに、多くの心労をかけてしまったことをここに謝りたいと思います。

これだけ多くの方々に支えられこの修士 2 年間で過ごすことができたことを、幸福に思い、またこのことに対する感謝の意をあらためて表したいと思います。本当にありがとうございました！

2007 年 2 月

新井 健夫