



Title	レーザーを用いたコンクリートの劣化に対する非接触検査法の開発
Author(s)	倉橋, 慎理
Citation	大阪大学, 2017, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/61792">https://doi.org/10.18910/61792</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

# 博士学位論文

## レーザーを用いたコンクリートの劣化に対する 非接触検査法の開発

倉橋 慎理

2016 年 12 月

大阪大学大学院工学研究科

環境・エネルギー工学専攻

レーザーエネルギー工学領域

乗松研究室



## 論文概要

この論文は、レーザーを用いた非接触検査法の開発に関する研究内容をまとめたものである。

コンクリート構造物の劣化に対する検査手法には、一般的には打音検査や圧電素子を用いた接触式の探傷法がよく用いられている。これらの検査手法では検査対象への近接が必要であるため、対象が高温であったり、放射線状況下にあったりなど、適用が困難となる条件がいくつか存在する。これを解決する検査手法の一つにレーザー超音波技術が挙げられる。この手法では、従来接触の必要があった信号の送受信をレーザーで行うため、遠隔・非接触の検査を行うことが出来る。一方で、信号の受信側では主にレーザー干渉計が用いられるため、コンクリートのような表面状態が均一でない構造物への適用には課題が残るところであった。

本研究では、これらの課題解決のため、受信側にフォトリラクティブ型レーザー干渉計を用い、また光検出器を多チャンネル化することで、従来型と同等の確度を有する遠隔・非接触検査法の開発を行った。また、背景雑音成分となる環境振動の低減のためレーザー差動干渉法を用いることを提案し、この手法を用いることで環境振動による背景雑音成分が低減できることを実証した。

本論文は7章よりなる。

第1章では、本研究の背景である、現在用いられているコンクリート構造物の劣化に対する検査手法とその適用条件をまとめ、遠隔・非接触検査技術の必要性を述べた。さらに、遠隔・非接触検査技術として期待されるレーザー超音波法について述べた。最後に、本研究の目的が、従来のレーザー超音波法が持つ課題を改善し、信頼性のあるコンクリート構造物に対する遠隔・非接触の検査手法の開発であることを述べた。

第2章では、フォトリラクティブ型レーザー干渉計で用いられた非線形結晶の光学的特性を実験により確認し、まとめた。装置の検出感度に影響する非線形効果による利得の、信号光と参照光の間の角度に対する依存性、電界の有無に対する依存性について述べた。

第3章では、レーザーにより励起された表面波による検査手法についてまとめた。表面波の検出時刻とその振幅に着目したひび割れ深さの評価について述べた。

第4章では、多チャンネル検出器を用いたレーザー励起超音波による検査手法についてまとめた。光検出器の多チャンネル化により信号対雑音比が向上したことを述べ、ひび割れによって回折された縦波に着目したひび割れ深さの評価について述べた。

第5章では、傾いたひび割れに対する検査手法についてまとめた。ひび割れによって反射された横波に着目したひび割れ傾き角度の評価について述べた。

第6章では、レーザー差動干渉法を用いた環境振動による背景雑音成分低減手法についてまとめた。信号光、参照光ともに検査対象に照射し、戻ってきた光を干渉させることで環境振動の影響を低減することが可能であることについて述べた。

第7章では、これらの研究によって得られた成果をまとめ、著者らの開発したレーザーを用いたコンクリートの劣化に対する非接触検査法は、従来あった利点はそのままに検査面の状態などの適用条件が緩和されることでより実用的な技術となりうることを述べた。

# 目次

## 論文概要

第1章 緒論 .....	1
1-1 コンクリート構造物の劣化とその検査・診断方法 .....	1
1-1-1 コンクリート構造物の劣化要因 .....	1
1-1-2 コンクリート構造物の劣化検査手法 .....	2
1-2 弹性波を利用した内部探査方法 .....	3
1-2-1 超音波法 .....	4
1-2-2 衝撃弾性波法 .....	6
1-2-3 打音法 .....	7
1-3 レーザー超音波法 .....	8
1-4 本研究の目的 .....	11
参考文献 .....	12
第2章 非線形結晶の光学的特性評価 .....	13
2-1 はじめに .....	13
2-2 フォトリフラクティブ効果 .....	14
2-2-1 バンド輸送モデル .....	14
2-2-2 2光波混合 .....	20
2-3 実験 .....	23
2-3-1 増幅率の角度依存性 .....	23
2-3-2 BSO結晶の応答時間 .....	26
2-3-3 BSO結晶の振動に対する感度 .....	29
2-4 まとめ .....	33
参考文献 .....	34
第3章 レーザー励起表面波によるひび割れ深さ計測 .....	35
3-1 はじめに .....	35
3-2 理論 .....	35
3-2-1 表面波とひび割れの相互作用 .....	35
3-2-2 フォトリフラクティブ効果と干渉計測 .....	36
3-3 実験 .....	39
3-3-1 実験配置図 .....	39
3-3-2 実験結果 .....	41
3-3-3 考察 .....	48
3-4 まとめ .....	51

参考文献 .....	52
第4章 多チャンネル検出器を用いたレーザー励起超音波によるひび割れ深さ計測 .....	53
4-1 はじめに .....	53
4-2 理論 .....	53
4-2-1 超音波とひび割れの相互作用 .....	53
4-2-2 スペックルパターンの多チャンネル検出 .....	55
4-3 実験 .....	55
4-3-1 実験配置 .....	55
4-3-2 実験結果 .....	58
4-3-3 考察 .....	61
4-4 まとめ .....	67
参考文献 .....	68
第5章 傾きをもったコンクリート表面ひび割れの傾き角度評価 .....	69
5-1 はじめに .....	69
5-2 理論 .....	69
5-2-1 超音波と傾きをもったひび割れの相互作用 .....	69
5-3 実験 .....	69
5-3-1 実験配置図 .....	69
5-3-2 実験結果 .....	71
5-3-3 考察 .....	71
5-4 まとめ .....	73
第6章 レーザー差動干渉法を用いた環境振動由来の背景雑音成分の低減手法 .....	74
6-1 はじめに .....	74
6-2 理論 .....	74
6-2-1 レーザー干渉計による振動計測 .....	74
6-2-2 レーザー差動干渉法 .....	76
6-3 実験 .....	77
6-3-1 実験配置 .....	77
6-3-2 環境振動による位相変化 .....	79
6-3-3 コンクリート粗面によるスペックルの影響 .....	80
6-3-4 環境振動下での振動計測実験 .....	81
6-4 まとめ .....	84
参考文献 .....	84
第7章 結論 .....	85
謝辞 .....	88

# 第1章 緒論

## 1-1 コンクリート構造物の劣化とその検査・診断方法

### 1-1-1 コンクリート構造物の劣化要因

ポルトランドセメントの発明により始まった近代コンクリートからなる構造物の登場から二百年近くが経過し、その間も内部に補強材として鉄筋を配した鉄筋コンクリートが開発され、より高強度なコンクリートへと進化が続いている。一方で、骨材の変化、環境の悪化、塩害などによって、様々な劣化現象が認められている。

コンクリート構造物の劣化は、コンクリートと鉄筋の劣化に大きく分類され、劣化の要因として、内的及び外的要因がある。内的要因として、骨材における反応、クリープ、強度劣化などが挙げられ、外的要因には乾燥収縮、水和熱の発生、凍害、塩害、酸性雨や二酸化炭素の他に基礎部の不同沈下、大地震などが挙げられる。

これらの劣化要因によって、コンクリート構造物には、ひび割れ、表面の劣化、鉄筋の腐食や強度不足などの劣化現象が生じる。

コンクリートにおけるひび割れには、目視できない微細ひび割れと、目視できるひび割れがあり、通常ひび割れと呼ばれるものは、目視できるひび割れを指す。ひび割れは、コンクリートの骨材や乾燥収縮、温度などのコンクリート特有の性質によって生じる自己ひずみひび割れと、外部から建築物の重量や地震などによる荷重を受けて発生する構造ひび割れに大きく分けることができる。

自己ひずみひび割れには、骨材の沈下と鉄筋の存在により生じる沈みひび割れ、コンクリート中の水分の乾燥蒸発に伴う体積減少により生じる乾燥収縮ひび割れ、コンクリートが硬化する際のセメントと水との水和反応によるコンクリートの温度上昇に起因する温度ひび割れ、コンクリート中の水分が凍結と融解を繰り返し、それに伴う膨張と収縮作用により生じる凍結融解ひび割れなどが主要なものとして挙げられる。乾燥収縮ひび割れは、コンクリートのひび割れ発生の中でももっとも多いとされている。

構造ひび割れには、曲げモーメントが作用するような骨組に対して生じる曲げひび割れや、地震などの水平力が骨組に作用し生じるせん断ひび割れが挙げられる。

これらのひび割れが進展するとコンクリートの剥離につながると考えられ、また鉄筋を横切る様な過大なひび割れが発生すると、そのひび割れ部分から、空気や水分が侵入して、鉄筋に錆が発生し、耐久性の損失とともに、コンクリート構造物の安全性の問題が生じることになる。

コンクリートの化学反応による劣化現象には、代表的なものとして、アルカリシリカ反応やコンクリートの中性化現象、塩害、及び炭酸化が挙げられる。

アルカリシリカ反応は、セメント中のアルカリ成分とある種の骨材に含まれるシリカ成

分が反応しゲルが生成される現象で、このゲルがコンクリート中や外気の水分を吸収し、次第に膨張していくため、コンクリート全体の膨張につながり、ひび割れ発生の原因となる。

コンクリートの中性化は、コンクリート表面から徐々に侵入した炭酸ガスと内部の水酸化カルシウムが化合し、炭酸カルシウムとなった結果、コンクリートの水素イオン濃度が下がり中性に近づく現象である。通常コンクリート構造物の中性化は、表面から徐々に進行し、長い年月をかけて鉄筋の位置まで達すると、鉄筋の表面を覆っていた不動体被膜が破壊され、鉄筋に錆が発生する。鉄筋が錆びると、鉄筋は膨張し、それにより鉄筋の被りコンクリート部にひび割れが生じる。この結果、ひび割れから雨水と炭酸ガスが侵入するので、鉄筋の錆は進行するとともに、膨張による圧力も大きくなり、かぶりコンクリートが剥離する破壊を生じる。これがコンクリートの中性化による被害で、耐久性に大きな影響を与えることになる。

コンクリートの塩害は、一般的に次のような現象のことを指す。コンクリート構造物の建設に際して、細骨材としてよく水洗いされていない海砂を使用したり、またコンクリート構造物に海岸からの塩分を含む飛沫が多量に侵入して鉄筋に達すると、鉄筋を守っていた不動態皮膜が破壊され、鉄筋の腐食が始まる。この鉄筋の腐食が進行すると、鉄筋は錆によって膨張し、かぶりコンクリートが剥離したり、鉄筋の断面積が減少して、コンクリートの構造性能および耐久性能の劣化が起こる。これが塩害と呼ばれる現象で、塩害による被害を受けている構造物は、海岸近くに立つコンクリート構造物に多く見られる。

コンクリートの炭酸化は大気中の微量な炭酸ガスがコンクリート表面から侵入して反応を生じる現象で、表面から少しづつ進行する。コンクリート強度に影響を与えることはなく、無害であるが、外見上の問題となる。また、いわゆるコンクリートのつららの形成の原因でもあり、外見上の問題だけでなく、落下による危険が生じる。

### 1-1-2 コンクリート構造物の劣化検査手法

コンクリートの非破壊検査方法は、主としてコンクリート強度を推定するための手段として、1930年代より用いられてきたが、最近になって、コンクリートの品質管理や健全度検査のための補助手段としても、その重要性が増してきている。特に、各種基準の性能規定化にともない、所要の性能の充足度を判定する方法を確立することが強く求められており、非破壊検査方法は、そのための有力な手法として位置づけられている。

従来のコンクリートの非破壊検査法は、強度を推定するための手法が中心であったが、各種測定機器の開発や解析技術の急速な進展に伴って、コンクリートの内部状態やひび割れを非破壊的に探査するためのさまざまな方法が提案・実用化されつつある。一般に行われているコンクリート構造物の非破壊検査を表1.1に示す。

現在の社会の状況を鑑みた場合、新規建設されるコンクリート構造物以上に、建設後数

表 1.1 非破壊検査の種類

強度	外観検査	内部検査
リバウンドハンマー	目視検査	超音波法
超音波法	写真撮影	電磁誘導法
プルアウト法	デジタルカメラ	AE 法
プルオフ法	赤外線法	打音法
ブレイクオフ法	レーザー法	放射線透過法
組み合わせ法	マルチスペクトル法	レーダ法 自然電位法

十年以上経過した補修・補強を必要とするコンクリート構造物の割合が増加すると考えられる。一方で、打音検査など診断の一部が技術者の力量や経験に左右される検査手法があるなかで、熟練した技術者が引退することで技術が途切れたり、少子高齢化がさらに進み技術者そのものの数が減少していくと予想される。

今後は現在より多くのコンクリート構造物を、より少ない技術者で、あまり費用をかけずに維持管理することが重要となり、適切な診断並びに適切な対処が不可欠になると考えられる。目視調査等の1次検査やその結果に基づく更に詳細な2次検査などの各種検査を客観的に実施するとともに、各種検査結果に基づく定量的な劣化診断が重要となってくる。

これらの要求を満たす非破壊検査の自動化は急務であると考えられる。土木構造物を対象として考える場合、一般に構造物は大きく、非破壊検査を実施する場合にも構造物に接触して行うには種々の大掛かりな設備を必要とする。このため、非破壊検査の自動化を図るためにには計測するたびにセンサーを1回ずつ取り付けなければならないという手法は扱いにくい。そこで、本研究では、非接触でコンクリート構造物の定量的な計測を行うことができる手法として、信号の送受信をレーザーで行う超音波法および衝撃弾性波法（レーザー超音波法）に着目した。

## 1-2 弾性波を利用した内部探査方法

弾性波を利用したコンクリートの代表的な内部探査方法として、超音波法、衝撃弾性波法および打音法がある。これらのうち超音波法は、コンクリート分野以外では、すでに魚群探知機や医療分野における超音波エコーなどとして実用化されているものも多いが、コンクリートの場合、超音波の減衰が著しいため、通常使われる超音波は、20kHz~200kHzの周波数帯域では指向性が悪く、コンクリート内部の深い位置にあるひび割れや空洞の探査は困難とされている。これに対して、コンクリートをハンマーなどで打撃することによって発生させた衝撃波を利用する衝撃弾性波法は、電気的に発生させた超音波と比べてはるかに大きなエネルギーの弾性波を用いるため、弾性波の伝播距離が超音波に比べて格段に

長くなり、超音波では測定が困難な深い位置の内部探査にも適用が可能であるという利点を有している。また、弾性波の入力方法は衝撃弾性波法と基本的に同じであるが、打撃音を人間の耳で聞きわかる打音法は、試験方法が簡便で、目視検査の際にも一般的に用いられている。ただし、検査技術者の熟練度によって結果が左右されるため、試験方法を標準化するに際して問題となっている。なお、最近では打撃音の検出に音響機器を利用して測定結果を定量化する試みもなされており、今後の研究成果が期待されている。

### 1-2-1 超音波法

超音波とは、可聴域より高い周波数の音波であり、通常 20kHz 以上の弾性波を指すが、高周波数域の弾性波は減衰が著しいため、コンクリート分野では、これよりも低周波数域の弾性波を用いることもあり、その場合も含めて電気的に発生させた弾性波を総称して超音波と呼ぶ。また、固体中を伝播する超音波には、縦波、横波および表面波があるが、ひび割れ深さの一部の推定方法を除けば、コンクリート分野では一般的に縦波が利用されている。

一般的に使用される超音波計測システムは、パルス発振器、発振子、受振子、信号増幅器、時間測定器などから構成されている[1.1]。発振子および受振子は、通常、水晶やロッシェル塩などの単結晶、チタン酸バリウム系磁器やジルコン酸チタン酸鉛系磁器 (PZT) などの圧電体、電極及びダンパーによって構成されており、圧電体に電気信号を印加すると圧電材料が変位し、逆に圧電材料が変位すると電荷が発生する性質を利用して超音波の入力および検出を行っている。

#### (a) 超音波の入力と受振

振動子の配置方法としては、発・受振共用の振動子を用いた一探触子法と振動子を 2 個用いる二探触子法とがあり、コンクリートを対象とした測定の場合、二探触子法がよく用いられる。二探触子法における振動子の配置には、図 1.1 に示すように、コンクリートの相対する面に発・受振子を対向させて配置する対称法（直接法）、発・受振子を斜めに設置する斜角法（半直接法、半間接法）および発・受振子を同一平面上に配置する表面法（間接法）などがある。発・受振子の設置に際しては、振動子と測定対象コンクリート表面間でのエネルギー損失が大きくなりやすいため、振動子とコンクリート間にグリスやパラフィンなどを塗布し、接触面に介在する空気を追い出して振動子をコンクリート面に密着させる必要がある。

#### (b) 伝播時間

超音波法では、コンクリート中を伝播する超音波速度を測定するために、超音波の発振から受振までの時間（伝播時間）を測定することが多い。超音波の伝播時間を求める方法としては、一般的に受振波を直接観察してその立ち上がり位置を決定する方法（受振波観察方式）と受振波の振幅が所定の感度に達した電圧を飽和増幅して求める方法（飽和増幅

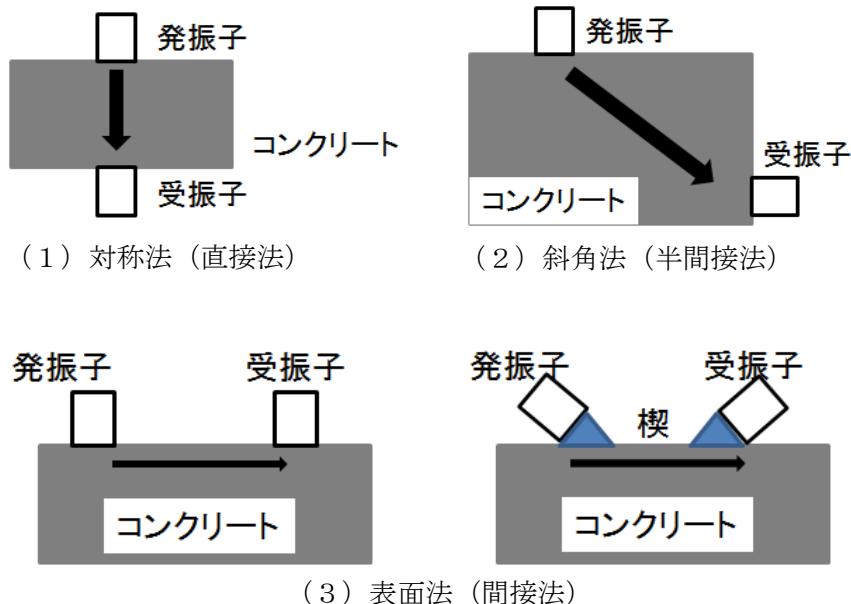


図 1.1 超音波伝播速度の測定方法 [1.2]

方式) が用いられている[1.3].

#### ひび割れ深さの評価方法

代表的な試験方法として,  $T_c$ - $T_0$  法[1.4]と BS 法[1.5]がある.  $T_c$ - $T_0$  法は図 1.2 (a) に示すように, 健全部とひび割れ開口部の 2箇所で発振子と受振子を等間隔 ( $2a$ ) で設置し, それぞれ計測された超音波の伝播時間 ( $T_0$  および  $T_c$ ) からひび割れ深さ ( $d$ ) を式 (1-1) を用いて評価する方法である.

$$d = a \sqrt{\left(\frac{T_c}{T_0}\right)^2 - 1} \quad (1-1)$$

また, BS 法は, 図 1.2 (b) に示すように, ひび割れ開口部から発振子と受振子をそれぞれ 2種類の等距離 ( $a_1=150\text{mm}$  と  $a_2=2a_1$ ) に設置し, それぞれ計測された超音波の伝播時間 ( $t_1$  および  $t_2$ ) からひび割れ深さ ( $d$ ) を式 (1-2) を用いて評価する方法である.

$$d = a_1 \sqrt{\frac{4t_1^2 - t_2^2}{t_2^2 - t_1^2}} \quad (1-2)$$

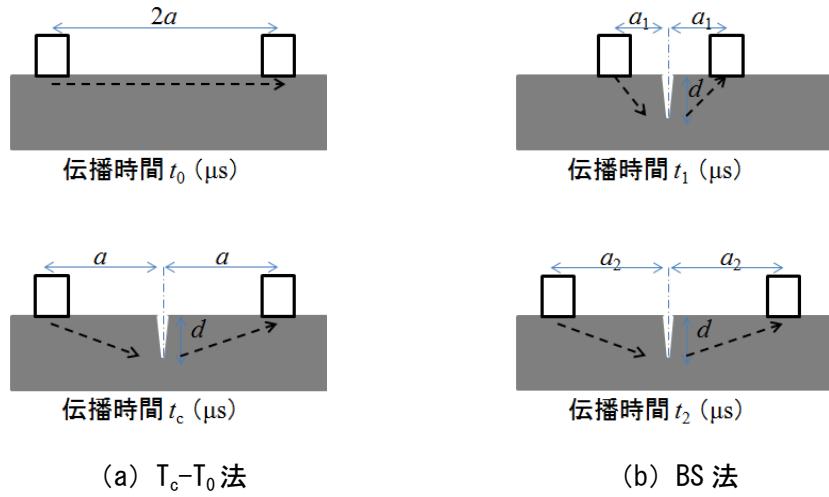


図 1.2 超音波伝播時間法によるひび割れ深さの測定方法 [1. 2]

### 1-2-2 衝撃弾性波法

超音波法では、超音波を電気的に発生させたのに対して、衝撃弾性波法では、衝撃弾性波をハンマーや衝撃機による打撃、鋼球の落下などのような機械的打撃によって発生させる点に特徴がある。これらの機械的打撃によって個体に衝撃力が瞬間に加わると、その個体が有する種々の固有振動が生じ、基本波と呼ばれるエネルギーの大きな低周波数成分から超音波領域の高周波数成分を含む広範囲の弾性波が発生して固体内部を伝播する。高周波成分の弾性波は高エネルギーの基本波に乗って伝播し、伝播弾性波が固体内部に存在する鉄筋、ひび割れ、空洞などのインピーダンスの異なる境界面に到達すると、高周波数成分の弾性波のみがその境界から反射して戻ってくるため、反射弾性波の到達時間を検出することによって境界までの距離を評価することができる。

衝撃弾性波の測定には、計測のスタート信号を発生させるために衝撃波入力点近傍に設置するトリガー用受振子、伝播・反射弾性波の検出用受振子、増幅器、波形記憶装置、波形モニタ装置、波形処理装置などが必要となる。

#### (a) 衝撃弾性波の入力と受振

衝撃弾性波の入力および受振方法としては、一般的に次の方法が使用されている。

- ①入力方法：ハンマー打撃、鋼球落下、衝撃入力装置、その他
- ②受振方法：各種振動センサー（加速度センサー、変位振動子、AE センサー）、その他

#### (b) 伝播時間

ハンマーなどによって衝撃波が入力されると、まず入力点近傍に設置してあるトリガー

用受振子が入力振動を感じて電気信号に変換され、計測がスタートする。その後、測定の対象とする反射波が検出されるまでの間、検出用受振子によって伝播・反射波の計測を行う。この場合、トリガー信号の立ち上がりが鋭いほど伝播時間がより正確に計測できるため、コンクリート表面に鋼板を設置し、鋼板表面を打撃すると言った工夫がなされる場合が多い。

### ひび割れ深さの評価方法

米国では、衝撃弾性波法の中で、入力した衝撃弾性波をコニカル型広帯域変位振動子により受振し、受振波の周波数解析結果からコンクリート内部の探査を行う手法がImpact-Echo Method[1, 6]という名称で規格化されている。

この方法では、コンクリート表面に衝撃を与えた後、衝撃波入力点のごく近傍において内部欠陥やコンクリートの底面からの反射波（P波）によって生じる表面変位を測定することで欠陥の深さや底面の位置を推定する。反射波による表面変位は、検出波形の経時変化として観察できるが、反射波形の周波数特性を利用した方が反射波の抽出は容易である。通常、コンクリート中を伝播する弾性波は、表面と欠陥（あるいは底面）間で多重反射を繰り返すため、波形は周期的な特性を示し、その周波数応答スペクトルは、欠陥や底面の深さに相当する周波数で卓越する。

いま、コンクリートの内部空隙や底面などの境界（コンクリートよりも音響インピーダンスが小さい境界）からの反射波を対象とすると、コンクリート表面から内部空隙および底面までの深さ（d）は、式（1-3）で与えられる。

$$d = \frac{V_p}{2f} \quad (1-3)$$

$V_p$ : コンクリート中のP波速度,  $f$ : 反射P波の周波数

これに対して、コンクリートよりも音響インピーダンスが大きい境界、例えばコンクリート内部の鋼からの反射波を対象とした場合には、境界面までの深さ（d）は式（1-4）で与えられる。

$$d = \frac{V_p}{4f} \quad (1-4)$$

### 1-2-3 打音法

打音法は簡便な試験方法ではあるが、測定結果を数値化しにくいという問題がある。ただし、最近では、打撃によって生じる空気振動を人間の耳の代わりに音響機器を使用して検出し、測定結果を定量的に評価しようとする試みがなされている。

測定結果の定量的評価を目的とした打音計測システムは、マイクロフォン、ハンマー（インパルスハンマー）、打撃音収録装置、波形分析装置などから構成されている。

(a) 打撃音の入力と受振

①入力方法：一般的にはハンマーが用いられるが、打撃力や打撃によって生じる弾性波の周波数成分を設定したい場合にはインパルスハンマーを用いる場合もある。

②マイクロフォン：検出弾性波の周波数解析を行う場合、可聴域における周波数特性がフラットなものが望ましい。

マイクロフォンは、打撃面から放射させる打撃音のみを受振できるように、原則として打撃点近傍の打撃表面に一定距離で設置し、測定対象が面的な広がりを有する場合は、格子状に計測点を設けて測定する。格子間隔は、検出対称である欠陥の寸法以下とする。

(b) 部材の固有周波数

打音法においても、打撃音を表面振動が生じている表面近傍で測定すれば、部材の表面振動の測定が可能となり、部材の固有周波数を求めることが出来るため、得られた固有周波数からコンクリートの弾性波速度および動弾性係数を評価することが出来る。

### ひび割れ深さの評価方法

(a) 共振周波数の評価[1.7]

打撃位置および打撃音受振位置を適切に設定することによって、縦波共振周波数、たわみ共振周波数およびねじり共振周波数を得ることが可能である。

(b) 覆工コンクリート厚さの評価[1.8]

打撃音振幅比が大きい個所ではコンクリート厚が不足しており、打撃音振幅比で数値化した判断基準を策定することで、覆工コンクリート厚さを客観的に評価できる可能性がある。

### 1-3 レーザー超音波法

レーザー光は空間的・時間的に高密度のエネルギー束であり、さらに直進性、可干渉性、単波長性などの特徴を利用して様々な分野に多様な加工・計測技術を提供している。検査・計測応用にあたっては、レーザー光の持つ遠隔性・非接触性・非破壊性、さらには計測対象や計測物理量に影響を与えないという特性(非侵襲性)が着目されている。送信用、受信用の2種類のレーザー光を用いて超音波を送受信するレーザー超音波技術は、1970年代後半から理論的・実験的な研究開発が進められており[1.9]、これらは主に金属のき裂の探傷に用いられている。金属の探傷には、圧電素子などで励起された弾性表面波（SAW：Surface Acoustic Wave）と呼ばれる弾性体の自由表面に沿って伝播する導波と、金属表面のき裂との相互作用の結果を解析し、き裂深さを評価する手法がよく用いられており、レーザー超音波法においてもこの原理を用いるものが多い。レーザー超音波法は、圧電素子などからなる探触子を用いた検査法と比べて、発振される超音波の周波数帯域は広いといった特性

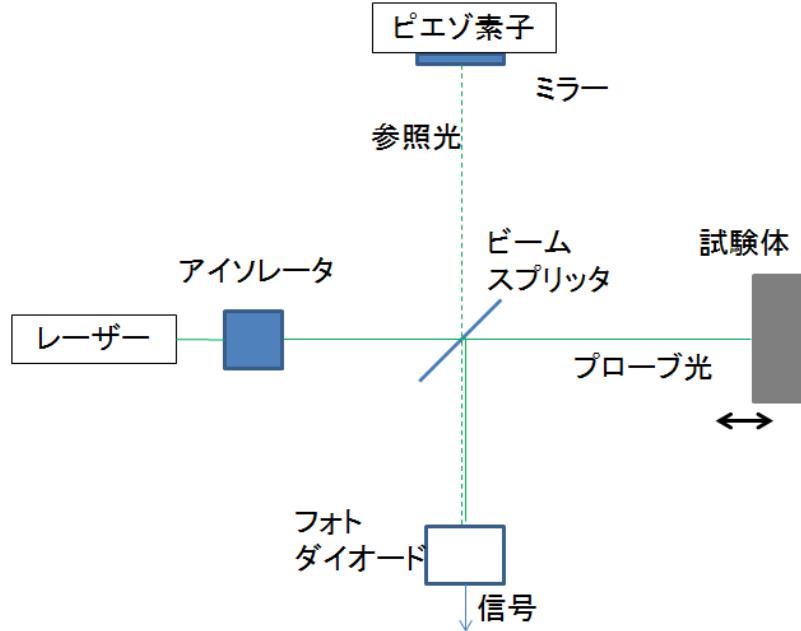


図 1.3 マイケルソン干渉計の一例

を持ち、超音波の発振・受振に際して、遠隔・非接触で行うことが出来、集光サイズを小さくすることで狭い部への適用も可能になるなど、空間的な自由度が高い手法である。

超音波の発振・受振とともにレーザーを用いる場合は、超音波の発振側ではパルスレーザーを検査対象表面に集光し、アブレーションまたは熱膨張によって衝撃波が励起される。受振側では、レーザー干渉法が用いられ、その中で最も一般的な振動検出法はホモダイン干渉法である。ホモダイン干渉法は二つのレーザー光を重ね合わせる二光波干渉法のうち、二つの光に同一の波長の光を用いるものである。ホモダイン干渉法を用いることで、超音波の微小振動、特にその変位波形を検出することが出来、マイケルソン干渉計が一般的に用いられる。図 1.3 にマイケルソン干渉計の構成の一例を示す。レーザー光をプローブ光と参照光の二つに分け、測定しようとする物体表面で反射したプローブ光と重ね合わせて干渉させ、その干渉光強度の変化から変位、振動を測定する方法である。原理は簡単であるが、感度よく安定に変位、振動波形を得るために、二つのレーザー光の光路長の差が波長の整数倍から  $1/4$  波長だけずれた長さになるように参照光用ミラーを位置調節する必要があり、圧電アクチュエータなどを用いた極めて微細な位置制御が要求される。測定物体の変位を  $u \cos(\omega t + \phi)$  とすると、微小変位 ( $Ku \ll 1, K=2\pi/\lambda$ ) の場合の光電流の強度は、

$$I = I_0 \{1 + \cos[2Ku \cos(\omega t + \phi) + \phi_s - \phi_R]\} \cong I_0 [1 + 2Ku \cos(\omega t + \phi)] \quad (1-5)$$

$\phi_s$ : 測定光路の位相,  $\phi_R$ : 参照光路の位相

と表される。

測定光路と参照光路が異なるための温度や圧力の環境変位による外乱の影響によって,  $\phi_s - \phi_R$  はゆらぐ. とくに, 超音波振動と比較し周囲の機械的振動は振幅が大きく, 除振などを施した環境でなければ, 超音波信号の安定的受信の妨げとなることがある.

レーザー照射によって, 縦波や横波だけでなく, 材料やその構造, 形状によって様々なモードの超音波が励起される. その 1 つである表面波は, 縦波や横波に比べてパルス幅や指向性などの制御が容易であり, これを用いた評価法が提案されている. 測定に当たっては, き裂入射前と透過後の表面波波形を観察することが必要である. 超音波発振側のレーザーの集光点と, 受振側のレーザーの集光点の間の距離を決めておき, き裂をまたがない健全部での計測と, き裂をまたいで配置した計測との結果を比較し, き裂深さの推定を行う.

### き裂深さの評価方法

広帯域に励起された表面波は, その波長オーダーの深さに局在する特性があることが知られており, 深さ方向に対する波の減衰は周波数に依存するので, 高周波数成分はごく表層に局在し, 低周波数成分は比較的深くまで存在することになる. この表面波がき裂まで到達した際, 高周波成分が微小き裂によって反射, 散乱, 遅延されるのに対し, 低周波数成分はき裂を容易に透過するなど, 周波数ごとに表面き裂との相互作用が異なる可能性がある[1.10]. 表面波とき裂との相互作用の概略を図 1.4 に示す.

観測された検出時刻の遅延[1.11]や, き裂を透過してきた表面波の周波数解析を行いその伝達関数を求め[1.12], き裂深さの評価を行う方法が提案されている.

### レーザー超音波法における非破壊検査としての課題

従来の接触式超音波送受信手法における送受信子面積と比較して, レーザー超音波法では送受信面積に相当するレーザービーム口径が小さいため, 原理的に狭い部や複雑形状部への適用性が高い. しかし, 表面波の送信にパルスレーザー光照射によるアブレーション現象を用いる場合があり, これによる検査対象表面の損傷が懸念される. また, 超音波受信用のマイケルソン干渉計では, 計測精度を保証するためにレーザービームを空間伝送する必要がある上, 粗表面対象では感度が著しく劣化するという課題がある.

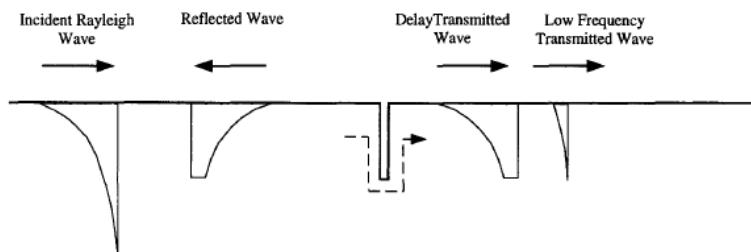


図 1.4 表面波とき裂の相互作用

#### 1-4 本研究の目的

本研究では、コンクリート片の剥離や落下、またコンクリート構造物の性能低下の原因となるコンクリート構造物の表面ひび割れの評価にレーザー超音波法を適用させ、遠隔・非接触の検査技術の確立を目指すことを目的としている。

トンネルのように検査対象面が曲面を有している場合や、アクセスするのにやぐらや作業車が必要となる高所に存在する場合、また発電プラントのように高温にさらされたり放射線条件下におかれる場合などのいくつかの状況では、従来のように接触を必要とする検査を行うことは困難である。

これらの空間的な制約を解消し、さらに社会的な要求である定量的な評価が可能で、将来的には自動化・高速化を行うことが比較的容易であるといった条件を満たすレーザー超音波法によるコンクリート構造物表面の劣化に対する検査技術の研究・開発を行うことは、学術、産業、社会など様々な分野で高い価値を持つと考えられる。

レーザーを用いたコンクリート構造物の検査技術としては、表面ひび割れの存在を検出する平面的な検査技術や、コンクリート構造物内部に存在する空隙などの内部欠陥や鉄筋の位置などを反射波によって検出する技術は多く報告されている。しかし、ひび割れ深さの評価を行ったという報告はあまりされておらず、これは前述の、レーザー超音波法は検査対象面が粗い場合に適用が困難であることに起因すると考えられる。

一方、金属探傷の分野では近年、フォトリフラクティブ効果を有する非線形結晶を干渉計内に組み込んだフォトリフラクティブ型干渉計の研究が進み、粗表面での干渉計測の結果が報告されている。

そこで、このフォトリフラクティブ型干渉計をレーザー超音波法の信号受信部に用い、コンクリート構造物のひび割れ深さ評価のための実験を行った。また、検出感度の向上を目指し、光検出器の多チャンネル化を行った。

詳細を以降の章に示す。

## 参考文献

- [1.1] ASTM C 597-71 : Standard Test Method for Pulse Velocity Through Concrete, pp.361-364, 1971
- [1.2] 谷川恭雄, 他 : コンクリート構造物の非破壊検査・診断技術, 技術情報協会, pp.439, 2000.3
- [1.3] 尼崎省二 : 耐久性診断と非破壊検査法 - 超音波法 -, コンクリート工学, vol.26, No.7, pp.120-122, 1988.7
- [1.4] 魚本健人, 加藤潔, 広野進 : コンクリート構造物の非破壊検査, 森北出版, pp.230, 1990
- [1.5] BS : Testing Concrete, Recommendations for Measurement of Velocity of Ultrasonic Pulse in Concrete, BS 1881, Part 203, 1986
- [1.6] Sansalone, M. and Streett, W.B. : Impact-Echo : Nondestructive Evaluation of Concrete and Masonry, Bullbrier Press, Ithaca, NY and Jersey Shore, PA, 1997
- [1.7] 伊東良浩 : コンクリート構造物の非破壊検査・診断技術, 技術情報協会, pp.153-164, 2000.3
- [1.8] 吉田克弥 : コンクリート構造物の診断のための非破壊試験方法研究委員会報告書, 日本コンクリート工学協会, pp.79-80, 2001.3
- [1.9] Scruby, C.B., Drain, L.E.: "Laser Ultrasonics-Techniques and Applications", Adam Hilger, Bristol,(1990). など
- [1.10] G. H6vin, O. Abraham, H. A. Pedersen, M. Campillo : Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves: a numerical model, *NDT&E International*, Vol.31, No.4, pp.289-297, 1998
- [1.11] Bernard Masserey, Edoardo Mazza : Ultrasonic sizing of short surface cracks, *Ultrasonics* vol.46, pp. 195–204, 2007 など
- [1.12] 落合誠, 仏円隆, 三浦崇広, 黒田英彦, 空本誠喜, 兼本茂 : 日本原子力学会誌, Vol.43, No. 3, pp.91-97, 2001 など

## 第2章 非線形結晶の光学的特性評価

### 2-1 はじめに

1966年, Bell研究所の Ashkin らによって発見されたフォトリラクティブ効果は, 入射した光の空間的強度分布に応じて結晶内に屈折率変化が誘起される現象で, ニオブ酸リチウム ( $\text{LiNbO}_3$ ) やタンタル酸リチウム ( $\text{LiTaO}_3$ ) などの電気光学結晶において確認された [2. 1]. この現象は, 発見当初は結晶透過後のビーム波面を乱し, 散乱などを生じさせることから, 「光損傷」と呼ばれ問題視されていた. その後 Chen らによって体積型ホログラフィックメモリーへの応用が提案される [2. 2] と, その発現機構を明らかにして積極的に用いようとする研究が盛んになった. 1979年, Kukhtarev らが照射強度と物質定数, 屈折率変調の関係を導出し, フォトリラクティブ効果を介して形成された屈折率格子におけるビーム結合を解析し, 標準モデルが提案された [2. 3, 4]. フォトリラクティブ効果とその応用に関する研究は基礎原理が確立されると急速な進展を見せ, 1990年代には光メモリを含む種々の応用が提案されるようになった [2. 5].

計測分野においてもフォトリラクティブ効果を応用した手法が提案されており, 検査表面における振動や伝播する超音波などの検出を行ったという報告がある [2. 6]. フォトリラクティブ効果を応用したフォトリラクティブ型干渉計は2種類に大別することが可能で, 1つはフォトリラクティブ結晶を位相共役鏡として用い, 4光波混合により発生した位相共役光による干渉計測を行うものと, もう1つはフォトリラクティブ結晶をホログラム記録媒体として扱い, 2光波結合により生じた光を用いた計測を行うものである.

本研究で用いたレーザーフォトリラクティブ型干渉計は後者の理論に基づくものである.

フォトリラクティブ効果を発現するための条件は,

- ・光伝導性を持つ
- ・バンド間に深いトラップ準位を持つ
- ・電気光学効果を示す

ことであり, これらの条件を満たせばフォトリラクティブ効果は発現する. これまで様々

表 2.1 フォトリラクティブ材料の特徴

材料	強誘電体		常誘電体	半導体		
	BaTiO <sub>3</sub>	SBN		GaAs	InP	Cd:Te
代表例			BSO			
感度波長帯域(nm)	400-900	400-650	400-600	900-1500	950-1300	1000-1500
応答時間	数 sec		数百 $\mu\text{sec}$	数十 $\mu\text{sec}$		-
回折効率	90%以上		30%程度	10%程度	5%程度	20%程度

な材料で観測されてきた。表 2.1 にフォトリフラクティブ材料の代表例や特徴などを示す。応答時間の値は照射光強度が  $1\text{W}/\text{cm}^2$  のときのもので、照射強度が強くなるほど屈折率格子の形成速度は早くなる。フォトリフラクティブ効果はこの他にも有機ポリマーや量子井戸構造をとった半導体などでも観測されている。

レーザーフォトリフラクティブ型干渉計の実現場への適用を考えた場合、想定される問題点には探傷面が粗面であること、それに伴うプローブ光の散乱のため計測対象との距離が離れるほど信号光強度が小さくなること、外部からの機械的振動などが挙げられる。前者二つはフォトリフラクティブ効果を用いて波面補正が可能であること、またその発現には非線形効果のような高強度の光を必要としないことから解決出来る。外部からの振動についても、鉛直方向の振動は除振台などの防振設備の導入が必要であるが、水平方向の振動が原因で生じる波面のドップラーシフトは、結晶の応答速度にもよるが概ね補正することが可能である。

フォトリフラクティブ結晶の選定に際し、要求される感度波長帯域と応答時間は次のとおりである。使用するレーザーの波長は視認できるといった安全性や光軸調整が容易であること、光検出器の感度が高いなどの理由から可視光域が望ましい。励起された超音波の帯域に対応し、検出の妨げにならないよう応答時間は決定される必要がある。

以上の要求を満たすものとして、本研究では、可視帯域に高感度で、比較的早い応答速度と比較的高い回折効率をもつ常誘電体材料である、BSO 結晶 ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) を用いて実験を行った。

本章では、フォトリフラクティブ効果についての説明を行い、実験で用いたフォトリフラクティブ結晶の光学的特性について報告する。

## 2-2 フォトリフラクティブ効果

光強度分布に応じて発生する光キャリアの再分布により、ポッケルス効果（1次の電気光学効果）を介して局所的に媒質の屈折率が変化する現象をフォトリフラクティブ効果と呼ぶ。その発現には、ポッケルス効果と光照射に伴うキャリア発生、キャリア輸送、キャリアトラップによる空間電荷電界が必要となる。光カ一効果（2次の電気光学効果）など、高強度 ( $\text{kW}/\text{cm}^2$ ) の入射光によって引き起こされる非線形光学効果と異なり、フォトリフラクティブ効果は空間的な光強度の分布によって引き起こされる屈折率の変化であり、必要な光強度は  $\text{mW}/\text{cm}^2$  程度と小さい事が特徴である。

### 2-2-1 バンド輸送モデル

Kukhtarev のモデル [2, 3, 4] が標準的に適用されており、このモデルでは、フォトリフラクティブ媒体はある特定の不純物あるいは不均質性を持つものとし、すべてのドナー不純物

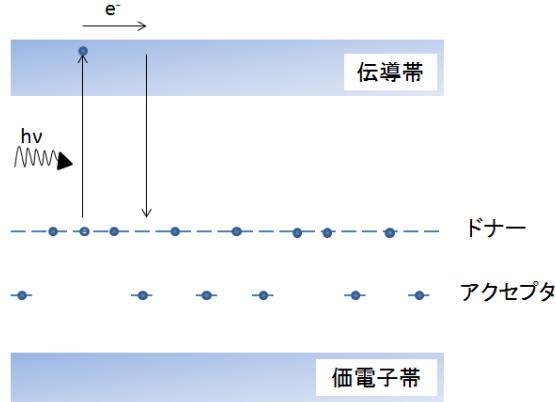


図 2.1 フォトリフラクティブ効果のモデル

はバンドギャップの中間付近に同じエネルギーレベルで存在する单一のものと仮定する。モデルの概念を図 2-1 に示す。このドナー不純物は光を吸収することでイオン化され、電子が伝導帯に生成されてドナー不純物は電子が欠乏した状態となる。このようなイオン化したドナー不純物は電子を捕獲することができる。そこで、ドナー不純物の密度を  $N_D$  とし、そのうち  $N_D^i$  がイオン化されているとする。電子生成レートは  $(sI + \beta)(N_D - N_D^i)$  と表され、一方、捕獲レートは  $\gamma_R N D^i$  と記述できる。ここで、 $N$  は電子密度、 $s$  は光励起断面積、 $I$  は光強度、 $\beta$  は電子の熱励起レート、 $\gamma_R$  は電子とイオン化ドナーの再結合レートである。熱励起が無視できるとき ( $\beta \ll sI$ )、 $N_D^i$  についてのレート方程式は次のように記述できる。

[2. 4]

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = sI(N_D - N_D^i) - \gamma_R N D^i \quad (2-1)$$

不純物ドナーがイオン化するときには電子が生成される。一方、捕獲が起こると電子が伝導体から取り除かれ、このとき電子が不足している不純物イオン化ドナーに電子が充填される。電子の生成レートは、電子は移動できるが不純物ドナーが固定されている状態を除けば、イオン化した不純物ドナーの生成レートに等しい。このことはフォトリフラクティブ効果において本質的な事である。電子の輸送は電子密度に影響を及ぼす。従って、電子密度に対するレート方程式は

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N_D^i}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot j \quad (2-2)$$

のように記述できる。ここで、 $\mathbf{j}$  は電流密度、 $-q$  ( $q=1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ ) は電荷量である。この電荷量を持つキャリア（ここでは電子）は、空間電場を誘起させるとともにこの空間電場キャリア輸送に影響を及ぼす。電流密度は電場によるキャリアのドリフトによる寄与と、キャリア密度の空間分布から生じる拡散による寄与からなる。従って、

$$\mathbf{j} = qN\mu\mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N \quad (2-3)$$

となる. ここで,  $\mu$  は移動度テンソル,  $\mathbf{E}$  は空間電場,  $k_B T$  はボルツマン定数と温度の積で熱エネルギーを示す. 電場は次のポアソン方程式にしたがう.

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(r) = -q(N + N_A - N^i_D) \quad (2-4)$$

ここで,  $\epsilon$  は誘電率テンソル,  $\rho(\mathbf{r})$  は電荷密度,  $N_A$  はアクセプタ不純物密度である. このアクセプタ不純物の存在は電荷の中和条件のために必要である. 光照射が無い場合はこの電荷の中和条件は次の式で表される.

$$(N + N_A - N^i_D) = 0 \quad (2-5)$$

電子密度が低い場合には, 光照射がないときに  $N_A = N^i_D$  となる. いい換えると, イオン化されたドナー不純物密度はアクセプタ不純物密度に等しい. 式 (2-3) で  $qN\mu\mathbf{E}$  はドリフトによる電流密度を表し,  $k_B T \mu \nabla N$  は拡散による電流密度を表す. ただし, ここでは光起電力効果による電流は考えていない.

図 2.1 に示したように, フォトリフラクティブ媒質中にはドナー不純物とアクセプタ不純物が存在する. ドナー不純物密度は通常アクセプタ不純物密度よりもかなり高い. ここで, すべてのアクセプタは同じ種類のものであると仮定している. もし, 伝導帯に電子がなく価電子帯に正孔がない場合には, イオン化ドナー不純物密度はアクセプタ不純物密度に等しい. 中性のドナー不純物は光励起により電子を放出し, イオン化ドナー不純物は光励起された電子を捕まえることが出来る. このモデルでは, アクセプタ不純物密度は電荷の中和条件のためだけに存在し, フォトリフラクティブ効果に直接寄与することはない.

フォトリフラクティブ媒質へ2つのレーザービームが入射する場合を考える. 電場を

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_a \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{E}_b \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_b \cdot \mathbf{r}) \quad (2-6)$$

と表す. ここで, ビームの周波数は同一であるとし,  $\mathbf{E}_a$  と  $\mathbf{E}_b$  は振幅,  $\mathbf{k}_a$  と  $\mathbf{k}_b$  は波数ベクトルである. この2つのビームの偏光が直交していないならば, 強度の干渉パターン

$$I(\mathbf{r}) = I_0 + \text{Re}\{I_1 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2-7)$$

が形成される. ここで,

$$I_0 = |\mathbf{E}_a|^2 + |\mathbf{E}_b|^2 \quad (2-8)$$

$$I_1 = 2\mathbf{E}_b \cdot \mathbf{E}_a^* \quad (2-9)$$

で, 格子波数ベクトル  $\mathbf{K}$  は次のように定義される.

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a \quad (2-10)$$

格子波数ベクトルの大きさは干渉パターンの周期 ( $\Lambda$ ) に関係しており,

$$\mathbf{K} = 2\pi/\Lambda \quad (2-11)$$

である. 2つのビームが同じ方向に偏光しており振幅が同じ大きさをもつとき ( $\mathbf{E}_a = \mathbf{E}_b$ ) には, 最大の干渉縞の可視度が得られる. この場合の干渉縞強度は

$$I = I_0(1 + \cos\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2-12)$$

で与えられる. 暗い縞は  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = (2m+1)\pi$  のときに起こり, そこでは  $I=0$  である.

フォトリフラクティブ媒質中に式 (2-12) で表される光強度が照射されることを考える.  $\cos\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = 1$  つまり  $I=2I_0$  付近の明るい領域では, 励起キャリアは光子の吸収により生成さ

れる。これらの電荷キャリアは明るい領域から拡散してその後に正に帯電したイオン化ドナー不純物を残す。もしこれら電荷キャリアが暗い領域で捕獲されると、そこでは励起されるのに必要な光がないのでその場所に留まつたままとなる。このことにより電荷の分離が生じる。フォトリフラクティブ媒質に周期的強度分布の光が照射された結果として、暗い領域は負に帯電し、明るい領域は正に帯電することになる。空間電荷の分離の成長は拡散電流がドリフト電流と釣り合うまで続く。したがって空間電荷密度の基本成分は

$$\rho = \rho_0 \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} \quad (2-13)$$

と記述できる。ここで、 $\rho_0$ は定数である。そこでポアソン方程式(2-4)を積分して

$$\mathbf{E} = \rho_0 \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K} \cdot \mathbf{K}} \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2-14)$$

となる。空間電場強度は光強度パターンに対して  $\pi/2$  だけ空間的にずれていて、この空間伝播はポッケルス効果を介して屈折率の変化を誘起する。図 2.2 に光強度、空間電荷密度、空間電場、誘起される屈折率の空間分布を示す。

フォトリフラクティブ効果は基本的には電気光学結晶中に起こる次の 5 つの素仮定からなる。[2.7]

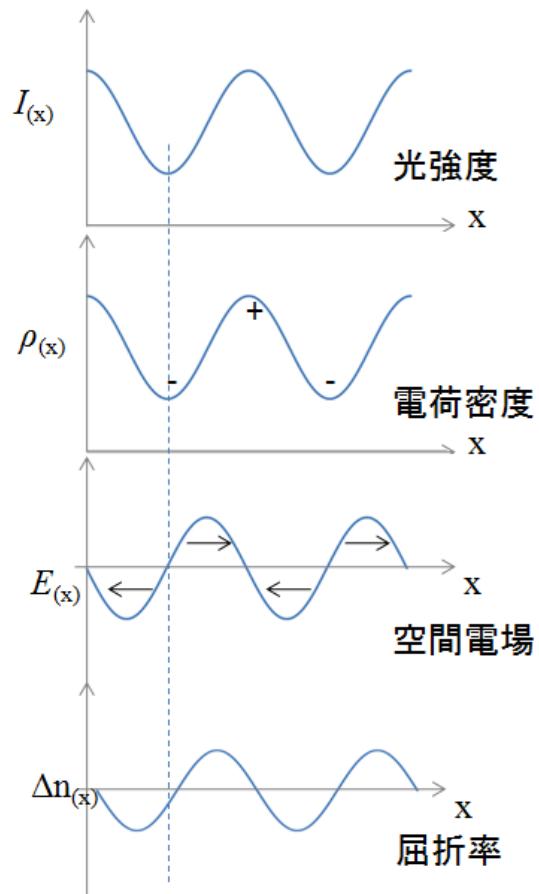


図 2.2 2 光波の干渉により生じるフォトリフラクティブ屈折率格子

(1) 不純物の光イオン化と荷電キャリアの生成

(2) 荷電キャリアの輸送

(3) 荷電キャリアの捕獲と空間電荷分布の発生

(4) 光誘起された空間電場の発生

(5) 線形電気光学効果(ポッケルス効果)を介した屈折率の変化

フォトリラクティブ効果はマクロな物理現象であり多量の荷電キャリアの生成と輸送を必要とする。

式(2-7)の光強度の照射がある場合の空間電場を求める。一般解はこれまでに得られておらず、ここでは定常状態の場合について述べる。

定常状態のとき式(2-1)から式(2-4)は次のように表される。

$$\begin{aligned} sI(N_D - N_D^i) - \gamma_R N N_D^i &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{j} &= 0 \\ \mathbf{j} &= qN\mu\mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N \\ \nabla \cdot \epsilon\mathbf{E} &= \rho(\mathbf{r}) = -q(N + N_A - N_D^i) \end{aligned} \quad (2-15)$$

光強度変調が小さい( $|I_1 \ll I_0|$ )場合、高次の空間高調波の項が無視できて、定常解は

$$N(\mathbf{r}) = N_0 + \text{Re}\{N_1 e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}\} \quad (2-16)$$

$$N_D^i(\mathbf{r}) = N_{D0}^i + \text{Re}\{N_{D1}^i e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}\} \quad (2-17)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_0 + \text{Re}\{\mathbf{j}_1 e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}\} \quad (2-18)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 + \text{Re}\{\mathbf{E}_1 e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}\} \quad (2-19)$$

と表せる。 $N_0, N_{D0}^i, \mathbf{j}_0, \mathbf{E}_0, N_1, N_{D1}^i, \mathbf{j}_1, \mathbf{E}_1$ は定数である。

媒質中で二つのコヒーレントなビームが交差する場合、式(2-16)から式(2-19)を式(2-15)に代入して高次の項を無視することで

$$sI_1(N_D - N_{D0}^i) + sI_0(-N_{D1}^i) - \gamma_R N_1 N_{D0}^i - \gamma_R N_0 N_{D1}^i = 0 \quad (2-20)$$

$$sI_0(N_D - N_{D0}^i) - \gamma_R N_0 N_{D0}^i = 0 \quad (2-21)$$

$$\mathbf{K} \cdot (qN_1\mu\mathbf{E}_0 + qN_0\mu\mathbf{E}_1 - ik_B T \mu \mathbf{K} N_1) = 0 \quad (2-22)$$

$$-i\mathbf{K} \cdot \epsilon\mathbf{E}_1 = -q(N_1 - N_{D1}^i) \quad (2-23)$$

$$N_0 + N_A - N_{D0}^i = 0 \quad (2-24)$$

が得られる。

これらを解くことで、空間電場の振幅

$$E_1 = \frac{iK \frac{k_B T}{q} - \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{K}}{1 + \frac{K^2}{k_D^2} + i \frac{q \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{k_B T k_D^2}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2-25)$$

を得る. ここで

$$k_D^2 = \frac{q^2}{\langle \epsilon \rangle k_B T} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A) \quad (2-26)$$

式 (2-25) を得る際, 近似  $I_1 \ll I_0$ ,  $\gamma_R N_A \gg sI_0$ ,  $N_D sI_0 \ll \gamma_R N_A^2$  を用いた.

電子の拡散により生じる電場は,

$$E = iK \frac{k_B T}{q} \equiv iE_d \quad (2-27)$$

であり, 拡散電場  $E_d$  を式 (2-27) のように定義する.

電荷密度  $N_{D0}^i$  が与えられたときそれにより生じる電場を考える. 空間電荷密度が  $qN_{D0}^i \exp(-i\mathbf{K}z)$  であるような電荷の分離を仮定すると, 空間電場の振幅は

$$E = i \frac{qN_{D0}^i}{K \langle \epsilon \rangle} = i \frac{qN_A}{\langle \epsilon \rangle K} \equiv iE_q \quad (2-28)$$

となり, 上式で定義された飽和電場  $E_q$  は電荷密度  $N_{D0}^i$  が与えられたときの最大可能な空間電場である.

式 (2-27) と式 (2-28) から式 (2-25) は次のように表すことが出来る.

$$E_1 = \frac{iE_d - E_0}{1 + \frac{E_d}{E_q} + i \frac{E_0}{E_q}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2-29)$$

外部電場の印加がない場合, 格子間隔が大きいと空間電場は拡散により支配され, 格子間隔が小さいと飽和電場に支配される.

外部電場が印加される場合, その効果を見るために式 (2-29) を

$$E_1 = \frac{iE_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \left[ \frac{1 + i \left( \frac{E_0}{E_d} \right)}{1 + i \left( \frac{E_0}{E_d + E_q} \right)} \right] \frac{I_1}{I_0} \quad (2-30)$$

と記述する. これより一般的に外部印加電場  $E_0$  は  $E_q \gg E_d$  で  $E_0 \gg E_d$  のときに空間電場に大きな影響を与えることがわかる.

## 2-2-2 2光波混合

2つのコヒーレントなビームがフォトリフラクティブ媒質中で交わるとき、干渉による強度の周期的変動は体積型屈折率格子を誘起する。この格子の波数ベクトルは  $\mathbf{K} = \pm(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)$  で与えられる。ここで、 $\mathbf{k}_1$  と  $\mathbf{k}_2$  はビームの波数ベクトルである。このような屈折率格子は2つのビームを強く散乱し、それらの伝搬に影響を与える。なぜなら、このときのブレググ散乱では完全に位相整合がなされているためである。よって、ビーム1は屈折率格子により散乱され、その回折ビームはビーム2の方向に沿って伝搬する。同様に、ビーム2は同じ格子により散乱され、その回折ビームはビーム1の方向に沿って伝搬する。これによりエネルギーの結合が起こる。このような散乱は自己回折(self - diffraction)として知られている[2, 7, 8]。

フォトリフラクティブ媒質中の2つのレーザービームの相互作用について考える。2つのビームが同じ周波数であるならば、定常的な干渉縞パターンが形成される。この2つの光波の電場を

$$E_j = A_j \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})], j = 1, 2 \quad (2-31)$$

とする。 $A_1$  と  $A_2$  は光波の振幅、 $\omega$  は角周波数、 $\mathbf{k}_1$  と  $\mathbf{k}_2$  は波数ベクトルである。媒質は当方性で両ビームともに入射面に垂直に偏光している (s偏光) と仮定する。比例定数を無視すると、電磁波の強度は

$$I = |E|^2 = |E_1 + E_2|^2 \quad (2-32)$$

と記述できる。式(2-31)を用いると、この強度は

$$I = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1^* A_2 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} + A_1 A_2^* e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} \quad (2-33)$$

となる。ここで、

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 \quad (2-34)$$

であり、ベクトル  $\mathbf{K}$  の大きさは  $2\pi/\Lambda$  である。式(2-33)の強度はフォトリフラクティブ媒質中の光強度の空間変動を表す。モデルに従うと、このような強度パターンは荷電キャリアを生成しさらにそれらを再分布させる。その結果、空間電場が媒質中に形成される。この空間電場は、ポッケルス効果を介して体積型屈折率格子を誘起する。一般的に、この屈折率格子は干渉縞パターンに対して空間的な位相ずれをもつ。この強度で誘起される格子パターンの基本変調成分を含む屈折率変化は

$$n = n_0 + \left[ \frac{n_1}{2} \exp(i\varphi) \frac{A_1^* A_2}{I_0} \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + \text{c. c.} \right] \quad (2-35)$$

と記述できる。c. c. は複素共役を表し、

$$I_0 = I_1 + I_2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 \quad (2-36)$$

で、 $n_0$  は光照射がないときの屈折率、 $\varphi$  は実数、 $n_1$  は正の実数である。また、ここでは簡略化のために、スカラ格子を仮定している。 $\varphi$  は干渉パターンに対して空間的にシフトした屈折率格子との位相差を表している。拡散だけで動作するフォトリフラクティブ媒体の場合

には,  $\phi$  の大きさは  $\pi/2$  でその符号は結晶の  $c$  軸の方向に依存する.  $\mathbf{K}$  は格子波数ベクトル,  $I_0$  は光強度の総和である. パラメータ  $n_l$  は, 外部印加電場や結晶の物質定数だけではなく, 格子間隔とその方向にも依存する.

干渉パターンと誘起される体積型屈折率格子との間に有限な位相ずれがあり, このずれにより定常状態においてビーム間の非相反的なエネルギーの結合が可能になる. この結合を調べるため, 式(2-20)と  $E = E_1 + E_2$  を次の波動方程式に代入する.

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 E = 0 \quad (2-37)$$

$c$  は光速である.

2つの光波とともに  $xz$  面内で伝播するとし, これらビームがその交差領域と同程度の有限のビーム幅であるとすると, その振幅は  $x$  と  $z$  両方に依存する. ビームの横方向の大きさは無限に広がっているとする. そうすると, 境界条件によりこれらビームの振幅  $A_1$  と  $A_2$  は  $z$  のみの関数となる.

slowly varying amplitude approximation

$$\left| \frac{d^2}{dz^2} A_j \right| \ll \left| \beta_j \frac{d}{dz} A_j \right|, j = 1, 2 \quad (2-38)$$

を用いて, 次式を得る.

$$2i\beta_1 \frac{d}{dz} A_1 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2 I_0} e^{-i\phi} A_2^* A_2 A_1 \quad (2-39)$$

$$2i\beta_2 \frac{d}{dz} A_2 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2 I_0} e^{i\phi} A_1^* A_1 A_2 \quad (2-40)$$

$\beta_1$  と  $\beta_2$  は, それぞれ媒質中での波数ベクトル  $\mathbf{k}_1$  と  $\mathbf{k}_2$  の  $z$  成分である. エネルギー結合は  $\beta_1$  と  $\beta_2$  の相対的な符号に依存する. ここでは順方向 2 光波混合 ( $\beta_1 \beta_2 > 0$ ) の場合について考える.

図 2.3 にフォトリラクティブ媒質中の順方向 2 光波混合の様子を示す. 2つのレーザービームが  $z=0$  で結晶の同じ面から入射する場合を考え, 一般性を失うことなしに,

$$\beta_1 = \beta_2 = k \cos\theta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \cos\theta \quad (2-41)$$

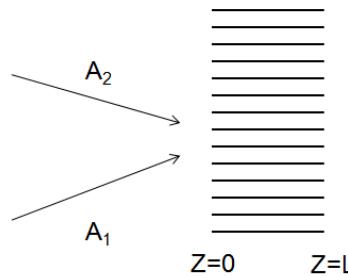


図 2.3 フォトリラクティブ媒質中の 2 光波混合

と仮定する. ここで,  $2\theta$  は媒質中でのビーム間のなす角度,  $n_0$  は媒質の屈折率である.

式(2-41)を式(2-39)と式(2-40)に代入し,  $\omega/c = 2\pi/\lambda$  の関係を用いると,

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}A_1 &= -\frac{1}{2I_0}\Gamma|A_2|^2A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 \\ \frac{d}{dz}A_2 &= \frac{1}{2I_0}\Gamma^*|A_1|^2A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2\end{aligned}\quad (2-42)$$

を得る. バルクの光吸収係数  $\alpha$  の項を加えている.  $\Gamma$  は複素結合係数で

$$\Gamma = i\frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} e^{-i\phi} \quad (2-43)$$

である. いま,

$$A_j = \sqrt{I_j} \exp(-i\psi_j), \quad j = 1, 2 \quad (2-44)$$

とする. ここで  $\psi_1$  と  $\psi_2$  はそれぞれ複素振幅  $A_1$  と  $A_2$  の位相である. 式(2-44)と式(2-36)を用いて, 式(2-42)の結合方程式は

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}I_1 &= -\gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_1 \\ \frac{d}{dz}I_2 &= \gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_2\end{aligned}\quad (2-45)$$

および

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}\psi_1 &= \beta \frac{I_2}{I_1 + I_2} \\ \frac{d}{dz}\psi_2 &= \beta \frac{I_1}{I_1 + I_2}\end{aligned}\quad (2-46)$$

と記述できる. ここで,  $\gamma$  と  $\beta$  は  $\Gamma$  と

$$\Gamma = \gamma + 2i\beta \quad (2-47)$$

の関係があり,

$$\gamma = \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} \sin \phi \quad \text{および} \quad \beta = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos \theta} \cos \phi \quad (2-48)$$

である.

材料に吸収がないとき ( $\alpha=0$ ) には,  $\gamma$  が正であると  $I_2$  は  $z$  について単調に増加する関数である. これは, エネルギーがビーム 1 からビーム 2 へ移行することを表している. このエネルギーの流れは, 結晶方位に依存する  $\gamma$  の符号により決まる.

強度  $I_1(z)$  と  $I_2(z)$  についての解は

$$\begin{aligned}I_1(z) &= I_1(0) \frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z} \\ I_2(z) &= I_2(0) \frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z}\end{aligned}\quad (2-49)$$

となる.  $m$  は入射強度比で

$$m = \frac{I_1(0)}{I_2(0)} \quad (2-50)$$

である.

式(2-30)と式(2-33)より,

$$\psi_2(z) - \psi_2(0) = \int_0^z \frac{\beta dz'}{1 + m^{-1} e^{\gamma z'}} = \frac{\beta}{\gamma} \ln \left( \frac{1+m}{1+me^{-\gamma z}} \right) \quad (2-51)$$

となる. 式(2-30)から

$$\frac{d}{dz} (\psi_1 + \psi_2) = \beta \quad (2-52)$$

である. したがって,  $\psi_1(z)$  は

$$\psi_1(z) - \psi_1(0) = \beta z - [\psi_2(z) - \psi_2(0)] = -\frac{\beta}{\gamma} \ln \left( \frac{m+1}{m+e^{-\gamma z}} \right) \quad (2-53)$$

と記述できる. もし,  $A_2$  を信号ビームとするならば, ゲインは次式で定義される.

$$g = \frac{I_2(L)}{I_2(0)} = \frac{1+m}{1+me^{-\gamma L}} e^{-\alpha L} \quad (2-54)$$

## 2-3 実験

実際に使用した結晶の光学的特性を確認するための実験を行った. 2ビーム間の角度と增幅率の関係を調べ, また結晶の応答速度をポップケルスセルを用いて確認した.

### 2-3-1 増幅率の角度依存性

信号光と参照光をフォトリフラクティブ結晶内で干渉させる際, 2ビーム間の入射角度が信号光の增幅率に与える影響を確認するための実験を行った.

#### 2-3-1-1 実験配置

図 2.4 に実験配置図を示す. レーザーには, 波長 532nm, 出力 400mW で連続発振 (continuous wave: 以下 CW と表記) するレーザー (Model142H-532-400, LIGHTWAVE electronics corporation) を用いた. 偏光ビームスプリッターで光線を分割し, 片方をサンプル (ここではミラー) に照射し返ってきた光線を信号光, 透過したもう片方の光線を参照光としてフォトリフラクティブ結晶内で干渉するよう光路を決めた. 結晶透過後の信号光

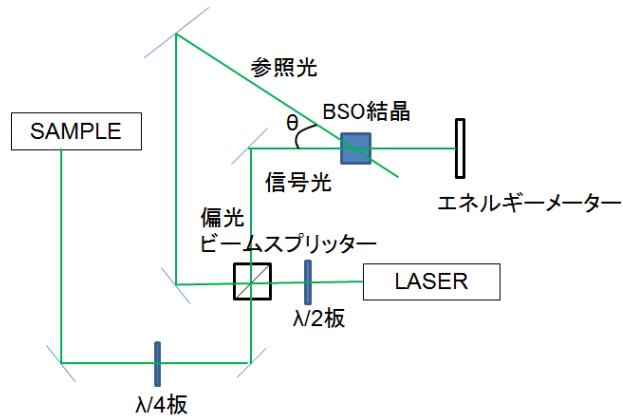


図 2.4 実験配置図

のエネルギーを計測するためエネルギーーメーター (NOVA, OPHIR Optronics) を用いた。

### 2-3-1-2 実験結果

信号光の出力を  $20\mu\text{W}$ , 集光径  $\phi 1\text{mm}$ , 参照光の出力を  $20\text{mW}$ , 集光径  $\phi 7\text{mm}$  に固定し, 両ビーム間の角度を変えて実験を行った.  $20^\circ$  から  $70^\circ$  まで  $5^\circ$  ずつ角度を変えていき, 信号光の增幅率と 2 ビーム間の角度の関係を求めた. 信号光の增幅率は以下のように定義した. まず次の 4 通りの計測を行う.

- ①背景光による出力
- ②信号光のみ結晶に照射した場合の出力
- ③参照光のみ結晶に照射した場合の出力
- ④信号光, 参照光の両方を結晶に照射した場合の出力

③は参照光の結晶表面や内部における散乱の影響を除くために計測する必要がある. これらを用いて信号光の增幅率は  $(④-③) / (②-①)$  で表すことができる. 図 2.5 に信号光の増幅率と角度の関係を示す. また, 偏光状態が信号光の増幅率に与える影響があるのかを確認するため, 偏光子を用いて垂直偏光の場合と水平偏光の場合で同様の実験を行った. 結果を図 2.6 に示す.

常誘電体のフォトリラクティブ結晶に外部から電場を印加すると回折効率が向上することが報告されている[2.5]. 電界を印加することでフォトリラクティブ媒質内の電荷の移動による分極が大きくなり, フォトリラクティブ効果の発現機構において屈折率の変化が大きくなるためだと考えられる.

結晶に外部から電界を印加し, 印加した外部電界の大きさと信号光の増幅率の関係を調べるための実験を行った. 印加した電界の大きさは  $100\text{kV/m}$  から  $600\text{kV/m}$  まで  $100\text{kV/m}$  ずつ増やしていく. 信号光と参照光の間の角度は  $5^\circ$  である. 結果を図 2.7 に示す.

### 2-3-1-3 考察

信号光の増幅率と2ビーム間の角度には相関が見られ、今回使用した結晶では2ビーム間の角度が  $55^{\circ}$  付近において増幅率のピークが確認された。信号光と参照光の偏光面が同じであれば、偏光面は信号光の増幅率と2ビーム間の角度の関係には影響を与えないと考えられる。信号光の増幅率と印加した電界には相関が見られ、印加する電界が大きくなれば、増幅率も大きくなる傾向が確認された。

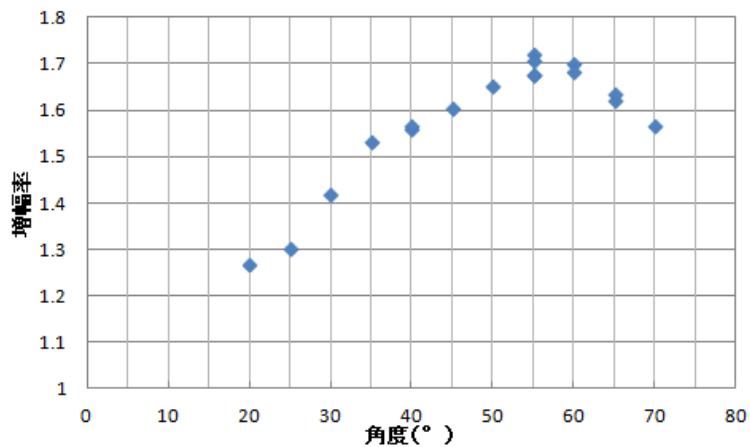


図 2.5 信号光の増幅率と角度の関係

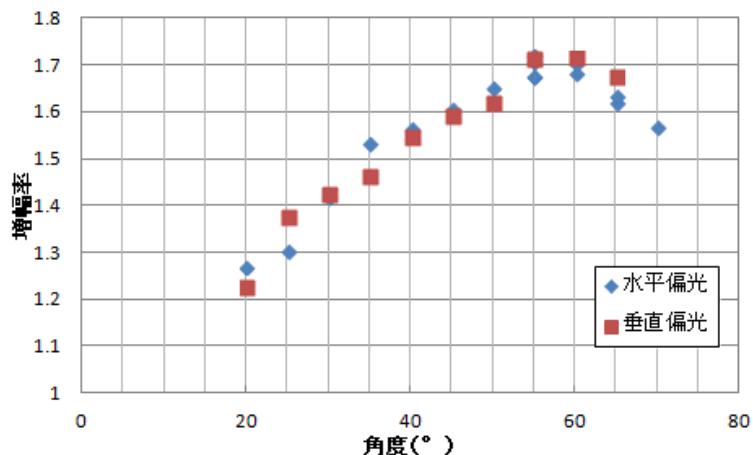


図 2.6 各偏光面における信号光の増幅率と角度の関係

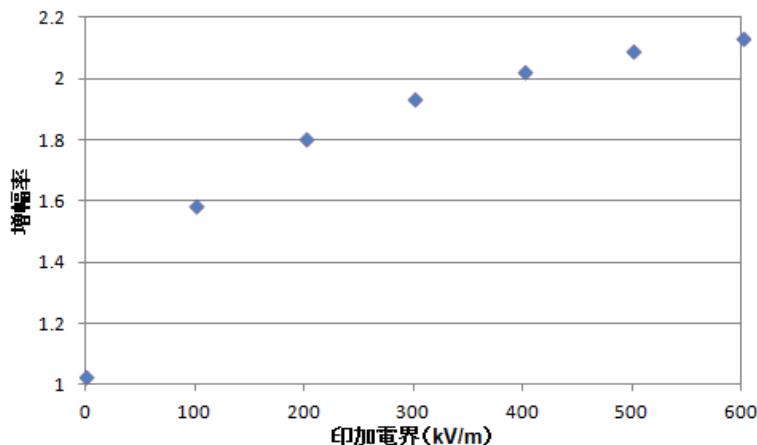


図 2.7 信号光の增幅率と印加電界の関係

### 2-3-2 BSO 結晶の応答時間

信号光と参照光を結晶に照射し、屈折率格子が形成されるまでの時間を応答時間としその測定を行った。フォトリフレクティブ結晶内に屈折率格子が形成され、結晶にホログラムが書き込まれるまでの時間がわかると、その時間より短い周期の振動は追随できないので結晶をそのまま透過し、長い周期の振動は形成された屈折率格子内にその情報が書き込まれるため透過後の光は影響を受けないため、結晶は応答時間を境にした一種の周波数フィルターのように振舞うことがわかる。

#### 2-3-2-1 実験配置図

図 2.8 に実験配置図を示す。レーザー、サンプルは前節と同じである。参照光が結晶に照射される前にポッケルスセル(LM0202 PHAS 5W, LINOS Photonics(現 QIOPTIQ))を通っており偏光面を素早く変えることで、結晶内へ屈折率格子を書き込むか否かを制御した。ポッケルスセルは 1 次の電気光学効果(ポッケルス効果)を示す物質を内包するセルで、外部から電圧の印加という形での信号入力により偏光状態を変えることが可能な種の光学素子と考えることが出来る。使用したポッケルスセルの電圧をかけてからセルが作動するまでの時間(ポッケルスセルの立ち上がり時間)と、電圧を除いてから元に戻るまでの時間(ポッケルスセルの立下り時間)をあらかじめ計測し、それぞれ約  $1.9\mu\text{s}$  であることを確認した。図 2.9 に計測結果を示す。結晶透過後の信号を計測するために光電子増倍管(Photomultiplier Tube:以下 PMT と表記)を使用し、オシロスコープで出力した。

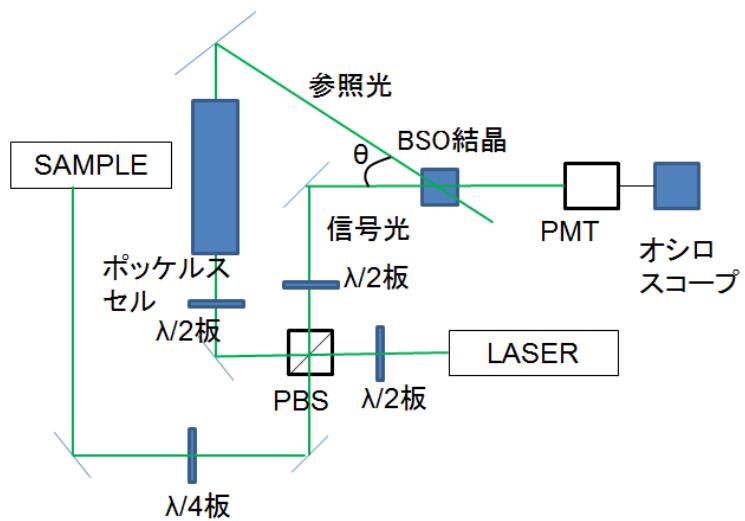


図 2.8 実験配置図

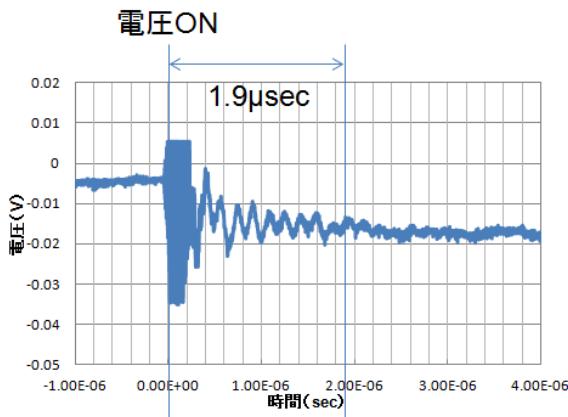


図 2.9 実験に用いたポッケルスセルの起動に要する時間

### 2-3-2-2 実験結果

信号光の出力を  $20\mu\text{W}$ , 集光径  $\phi 1\text{mm}$ , 参照光の出力を  $20\text{mW}$ , 集光径  $\phi 7\text{mm}$  に固定し, 2 ビーム間の角度を印加電界なしの場合は  $45^\circ$ , 印加電界ありの場合 ( $E=600\text{kV/m}$ ) は  $5^\circ$  に固定し, BSO 結晶の応答時間を確認するための実験を行った.

屈折率格子が結晶内に形成されるまでの時間 (BSO 結晶の立ち上がり時間) を計測するため, 1/2 波長板を用いて結晶に入射する信号光と参照光の偏光方向を 90 度ずらしておき, ポッケルスセルが動作すると信号光と参照光の偏光方向がそろうようにして実験を行った. 結晶への印加電界がない場合はポッケルスセルに 60 ミリ秒のパルス電圧を加え, 結晶への印加電界がある場合はポッケルスセルに 200 ミリ秒のパルス電圧を加えた. それぞれの結

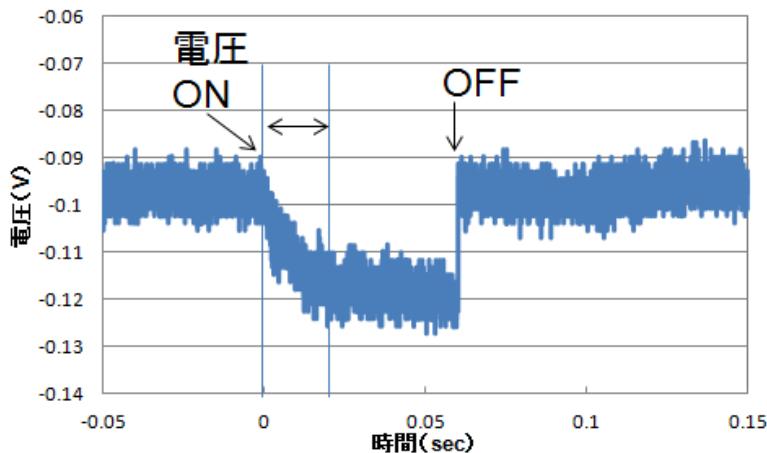


図 2.10 電圧非印加時の BSO 結晶の格子形成に要する時間

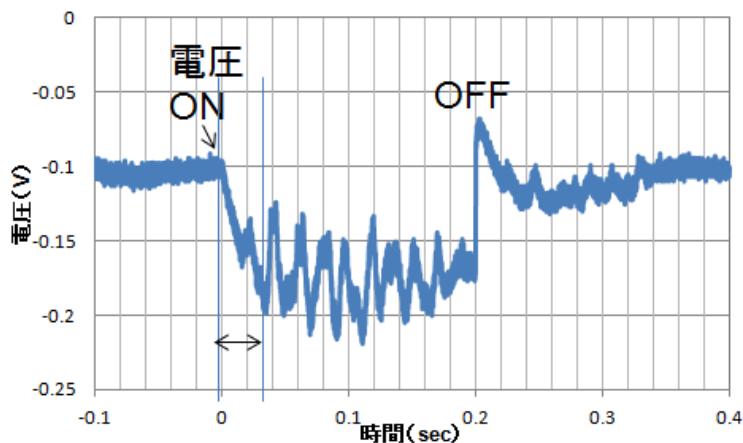


図 2.11 電圧印加時の BSO 結晶の格子形成に要する時間

果を図 2.10, 図 2.11 に示す.

### 2-3-2-3 考察

結晶の立ち上がり時間を計測するための実験では, ポッケルスセルに電圧をかけるまでは信号光のみを検出している. ポッケルスセルに電圧をかけると, 信号光と参照光の偏光面が揃い結晶内で干渉し屈折率格子の形成が始まる. PMT では信号光と回折された参照光が混合されたものが検出される. 出力された電圧が定常状態になるまでに要する時間を立ち上がり時間とすると, 電圧を印加しない場合は約 17 ミリ秒, 電圧を印加した場合は約 30 ミリ秒であった. ポッケルスセルにかけていた電圧をきると, 参照光の偏光が元に戻り回折されなくなるため, 信号光のみが検出される状態に戻る.

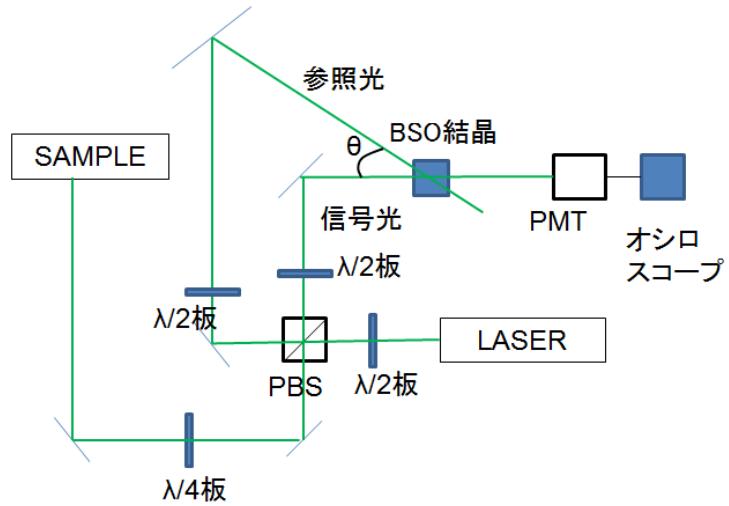


図 2.12 実験配置図

### 2-3-3 BSO 結晶の振動に対する感度

信号光と参照光間の角度、印加電圧の大きさが BSO 結晶の振動に対する感度に与える影響を確認するための実験を行った。

#### 2-3-3-1 実験配置図

図 2.12 に実験配置図を示す。サンプルはピエゾ素子上に貼りつけたミラーを用い、ピエゾ素子には電圧 50mV、周波数 2kHz の正弦波形の電圧を印加した。用いたレーザーとレーザー干渉計システムは前節と同様である。

#### 2-3-3-2 実験結果

信号光の出力を約  $20\mu\text{W}$ 、集光径  $\phi 1\text{mm}$ 、参照光の出力を  $20\text{mW}$ 、集光径  $\phi 7\text{mm}$  に固定し、BSO 結晶に入射する信号光と参照光間の角度と、BSO 結晶に印加する電界の大きさが検出された 2 光波混合信号の振動成分に与える影響を確認するための実験を行った。

2 ビーム間の角度は  $4, 5, 10, 20, 30, 40, 47^\circ$  と変えていき、印加した電界の大きさはそれぞれ 0 (印加なし), 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0kV とした。得られた信号を図 2.13-19 に示す。

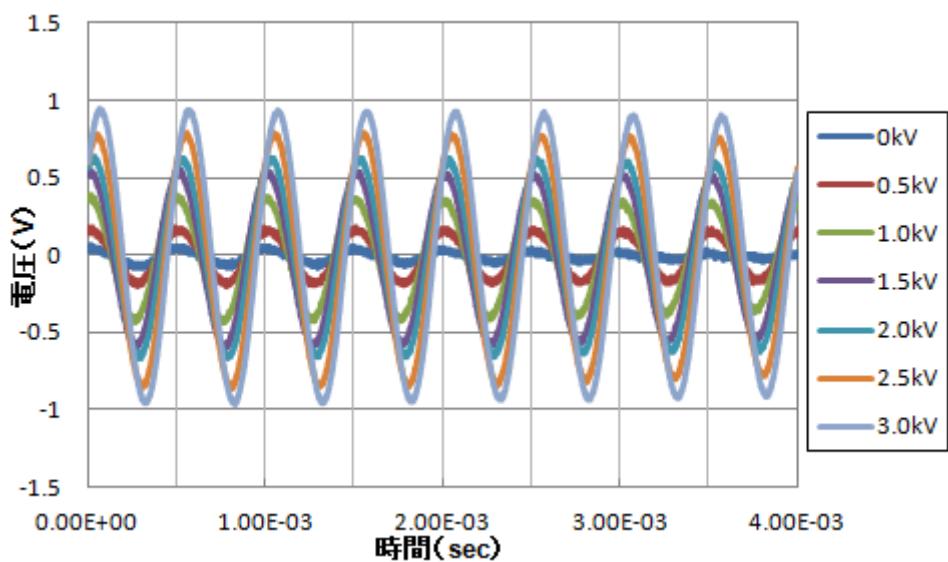


図 2.13 2 ビーム間の角度  $4^\circ$  の場合の信号波形

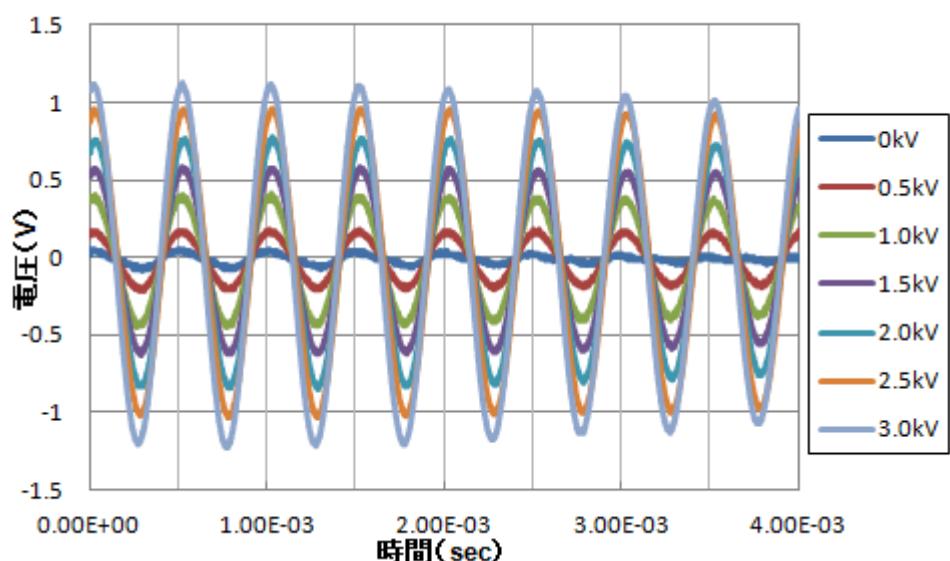


図 2.14 2 ビーム間の角度  $5^\circ$  の場合の信号波形

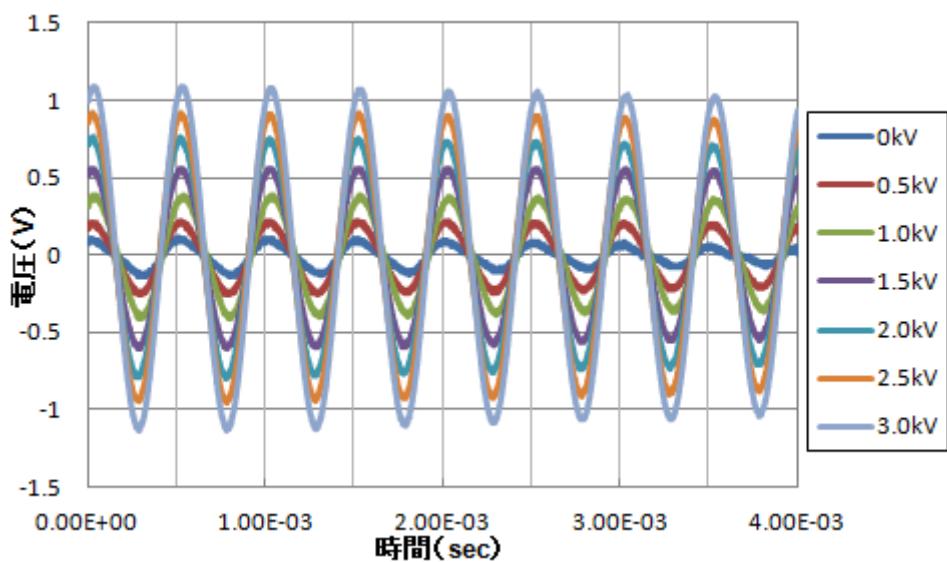


図 2.15 2 ビーム間の角度  $10^\circ$  の場合の信号波形

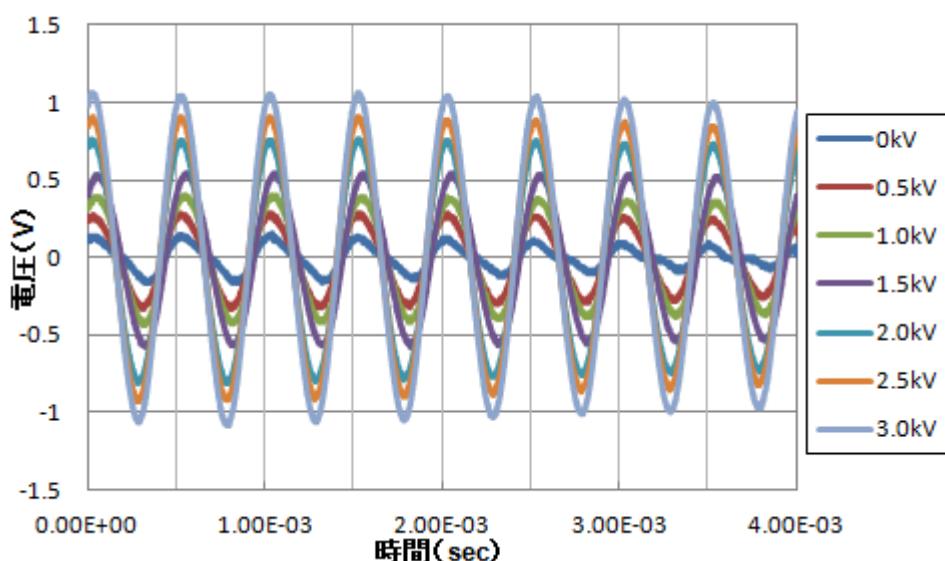


図 2.16 2 ビーム間の角度  $20^\circ$  の場合の信号波形

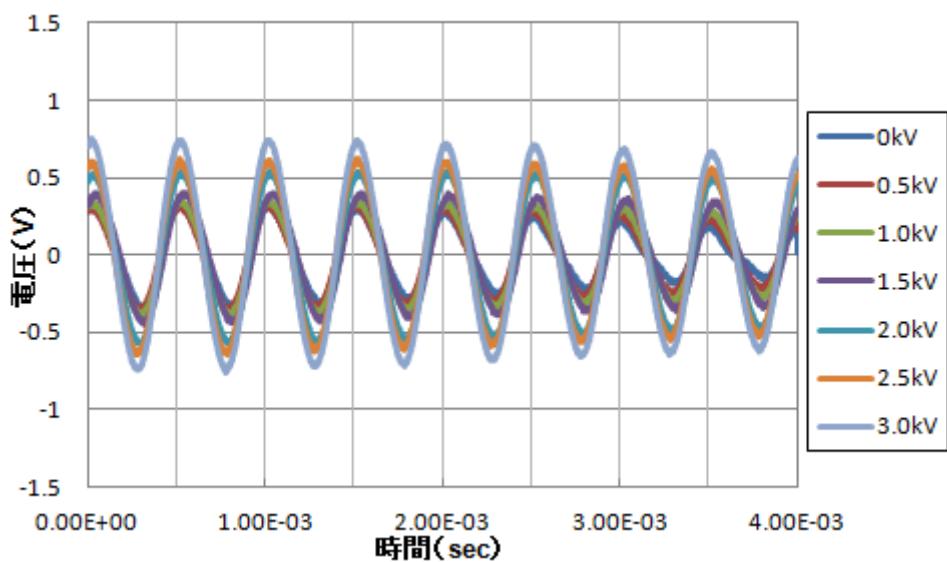


図 2.17 2 ビーム間の角度  $30^\circ$  の場合の信号波形

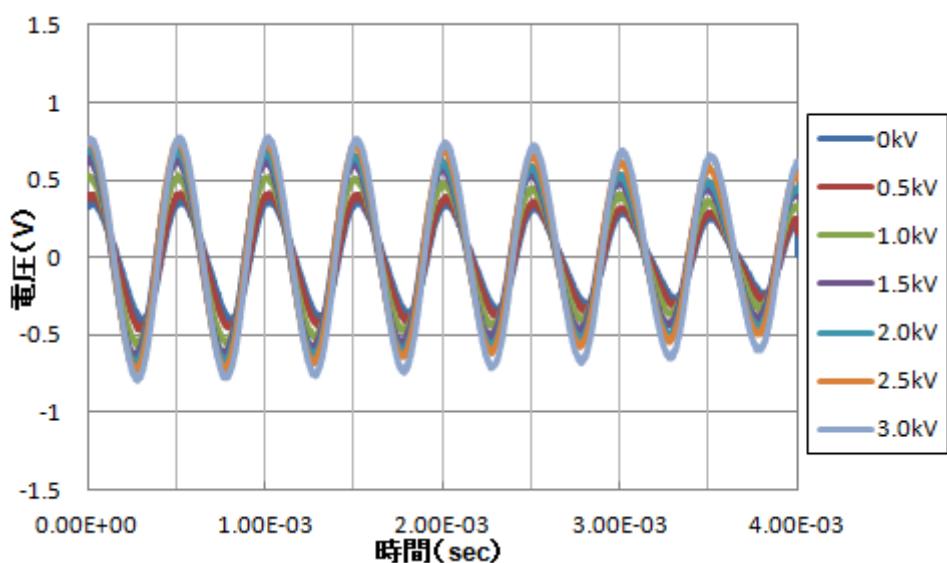


図 2.18 2 ビーム間の角度  $40^\circ$  の場合の信号波形

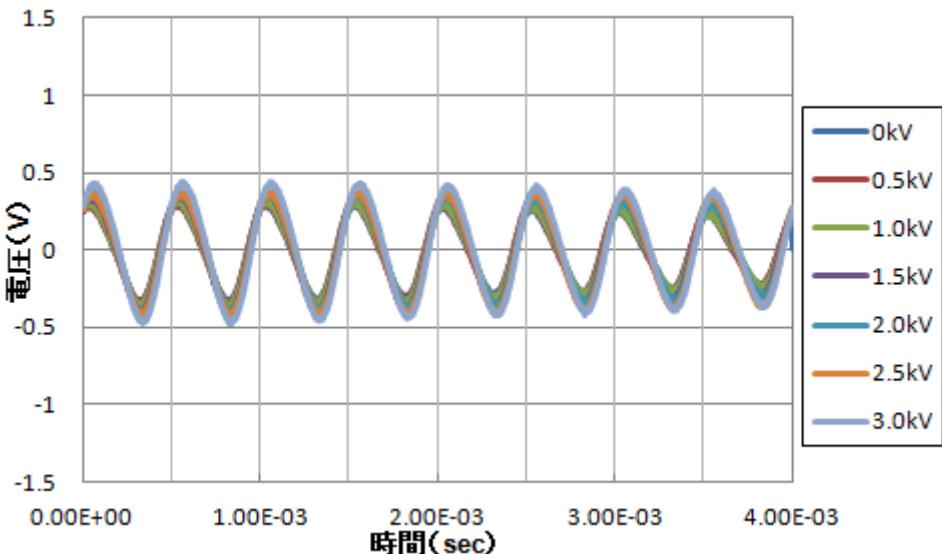


図 2.19 2 ビーム間の角度  $47^\circ$  の場合の信号波形

### 2-3-3-3 考察

印加した電界が大きくなるにつれて得られた信号波形の振幅が大きくなる傾向が確認された。電界非印加時は信号光と参照光の2ビーム間の角度が大きくなるにつれ得られた信号波形の振幅は大きくなつたが、電界印加時は逆に小さくなる傾向が見られた。BSO 結晶は $\langle\epsilon\rangle = 56\epsilon_0$ であり、また2ビーム間の角度が小さい（格子間隔が大きい）場合、飽和電場は拡散電場より大きくなるため、式(2-30)に基づき外部印加電場が空間電場に大きく寄与することによりこの傾向が見られたと考えられる。

2ビーム間の角度を小さくして、印加する電界を大きくすることで、振動に対する検出感度を高くすることが可能である。

### 2-4 まとめ

レーザーフォトリフレクティブ型干渉計の実現場への適用を見据え、BSO 結晶の光学的特性を確認するための実験を行つた。実験結果からそれぞれ、結晶に入射する信号光と参照光の2ビーム間の角度が信号光の增幅率に与える影響、結晶内に屈折率格子が形成される立ち上がり時間、結晶に入射する2ビーム間の角度と印加電界の大きさが振動に対する検出感度に与える影響を確認した。

BSO 結晶内に形成された屈折率格子によって回折された参照光による信号光の増幅率と信号光と参照光の 2 ビーム間の角度には相関が見られ、増幅率がピークになる角度が存在することが確認できた。

BSO 結晶内に屈折率格子が形成されるのに必要とする時間は、結晶に電界を印加しない場合約 17 ミリ秒、電界を印加した場合は約 30 ミリ秒であった。

結晶に入射する 2 ビーム間の角度と印加電界の大きさは、振動の検出感度に影響を与えることを確認した。2 ビーム間の角度を小さくして、印加する電界を大きくすることで、振動に対する検出感度を高くすることが可能である。

以上より、実験に使用した BSO 結晶はコンクリート構造物表面の探傷検査にレーザーフォトトリフラクティブ型干渉計を用いる際要求される性能を満たしていることが確認された。

## 参考文献

- [2.1] A.Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziedzic, R.G.Smith, A.A.Ballman, J.J.Levinstein, and K.Nassau, Appl.Phys.Lett., vol.9, 72(1996).
- [2.2] F.S.Chen, J.T.LaMacchia, and D.B.Fraser, Appl.Phys.Lett., vol.13, 223(1968).
- [2.3] N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin, and V.L.Vinetskii, Ferroelectrics, vol.22, 949(1979).
- [2.4] N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin, and V.L.Vinetskii, Ferroelectrics, vol.22, 961(1979).
- [2.5] Peter Günter, Jean-Pierre Huignard, “*Photorefractive Materials and Their Applications 1, 2, and 3*”, (Springer Science+Business Media, LLC,2007)
- [2.6] J.P.Huignard, J.P.Herriau, and T.Valentin, Appl.Opt., vol.16, No.11, 2796-2798(1977) など
- [2.7] フォトトリフラクティブ非線形光学, P.yeh (著), 富田康生, 北山 研一(訳)
- [2.8] P.Yeh, IEEE J.Quantum.Electron., vol.25, 484-519(1989)

## 第3章 レーザー励起表面波によるひび割れ深さ計測

### 3-1 はじめに

トンネルや建築物などに用いられるコンクリート構造物は、時間の経過とともに表面にひび割れが生じる。このひび割れによりコンクリート表面が剥がれ、落下する恐れがある。

コンクリート構造物のひび割れ探傷には、超音波技術がよく用いられる。通常の超音波技術では、超音波信号の送受信には圧電素子が用いられる。この際、送受信素子とともに水やグリスなどの音響的なカップリング材料を介して検査対象に接触させる必要がある。従って、曲面を有するような場合や、足場を組めないような場所における高所など構造的に接触が困難な場合、高温や放射線下などの近づくことが困難な場合、適用に問題が生じる。

この問題を解決する方法の一つに、レーザー超音波技術が挙げられる。レーザー超音波技術とは、超音波の送受信をレーザーで行う手法である。送信はパルスレーザーを用いて照射部分の熱的な膨張またはアブレーションの反作用により超音波を励起する。受信側はビーム品質の良い連続発振のレーザーを用い、照射部分の微小な変調を干渉計測により測定する。送受信にレーザーを用いることで、遠隔・非接触な測定が可能となり、上記のような困難な検査状況での探傷に適用できる。レーザー超音波技術を用いたひび割れ検出は、試験体に金属を用いた場合の報告は数多くなされている[3.1]。試験体にコンクリートを用いた場合、コンクリートの表面の不均一さに由来する反射光の位相の乱れや、伝播する超音波の周波数特性などから、従来型のレーザー干渉計でのひび割れ計測は困難であった。しかし、近年のフォトリフレクティブ型干渉計の開発を受け、コンクリートに対するレーザー超音波技術の適用の可能性が見えてきた。

本章ではレーザー超音波技術を用いて、比較的振幅の大きな表面波を送信側に、受信側の干渉計測部にフォトリフレクティブ型干渉計を用いることにより、低周波数帯域での計測と、フォトリフレクティブ効果を用いることで従来の干渉計では困難であった粗面からの散乱光による干渉計測を行い、コンクリート表面に人工的に刻んだひび割れを検出する実験を行った結果を報告する。

### 3-2 理論

#### 3-2-1 表面波とひび割れの相互作用

広帯域に励起された表面波は、その波長オーダーの深さに局在する特性があることが知られており、深さ方向に対する波の減衰は周波数に依存するので、高周波数成分はごく表層に局在し、低周波数成分は比較的深くまで存在することになる。この表面波がひび割れまで到達した際、高周波成分がひび割れによって反射、散乱、遅延されるのに対し、低周

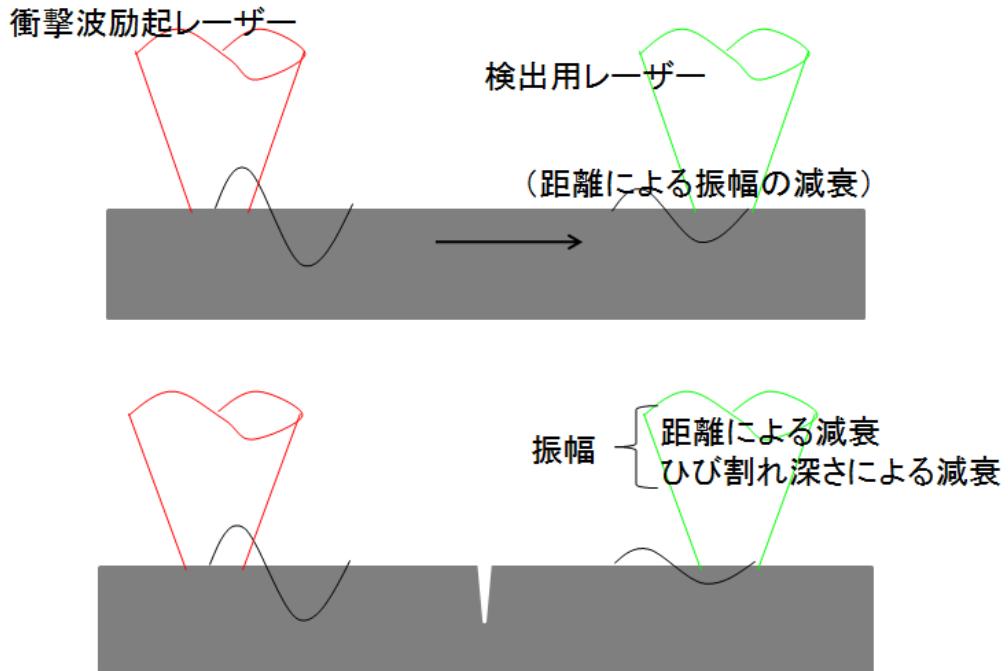


図 3.1 ひび割れの有無による表面波伝播の様子の違い

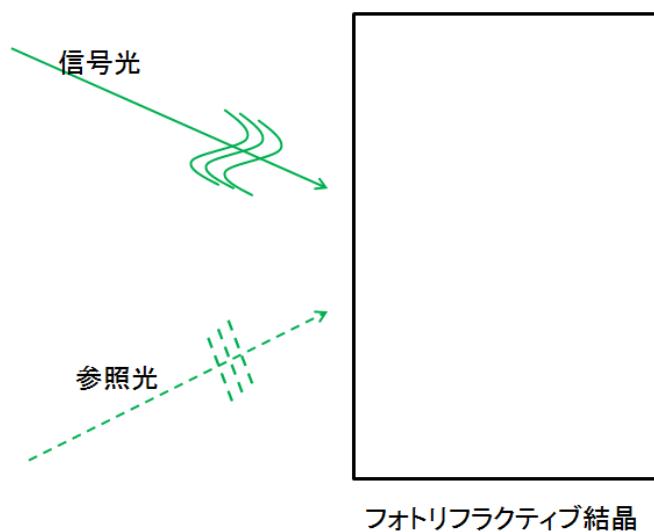
波数成分はひび割れを透過するなど、周波数ごとに表面ひび割れとの相互作用が異なる可能性がある。よって、ひび割れが存在する場合検出される波は、ひび割れがない場合と比べて検出時間の遅延、振幅の減少、高周波成分の減少などの特徴が見られる。図 3.1 にひび割れの有無によって表面波の伝播の様子がどう異なるかの概略を示す。ひび割れが存在しない場合、励起された表面波は伝播する物質の音速と衝撃点 - 検出点間の距離に依存した時刻に検出され、振幅は距離による減衰をする。一方ひび割れが存在する場合、励起された表面波は伝播経路が異なるためひび割れが存在しない場合と異なる時刻に検出され、振幅は距離による減衰とひび割れ深さによる減衰両方の影響を受けると考えられる。ひび割れがあたかもフィルターのような働きをするので、これらの伝搬特性を求めてひび割れ深さの決定が可能となる。

### 3-2-2 フォトリフラクティブ効果と干渉計測

レーザー干渉計はビームを分割し、片方を試験体に照射し得られた反射光を信号光、試験体に照射しなかった光を参照光として重ね合わせ、その干渉によって生じる光強度の変調の検出を行う。このとき、信号光と参照光の位相分布がそろっていないと干渉が得られない。試験体表面が完全な鏡面である場合、両者は同じ位相分布を有するが、コンクリートのように表面が粗面である場合、反射光はスペックル状の散乱パターンをもつため、位

相分布が乱れる。このため従来のマイケルソン型干渉計のように参照光と信号光を直接重ね合わせるような干渉計で干渉を得ることは困難であった。この問題に対処するための有効な手段の一つとして、フォトリフラクティブ効果の利用が挙げられる。フォトリフラクティブ効果とは、光伝導性の電気光学材料に空間的に不均一な光を照射したとき、材料内部で光誘起された電荷が移動し、その結果電気光学効果により屈折率分布が生じる現象である。図3.2(a)～(d)に示すように、フォトリフラクティブ結晶中において位相分布の異なる

(a)



(b)

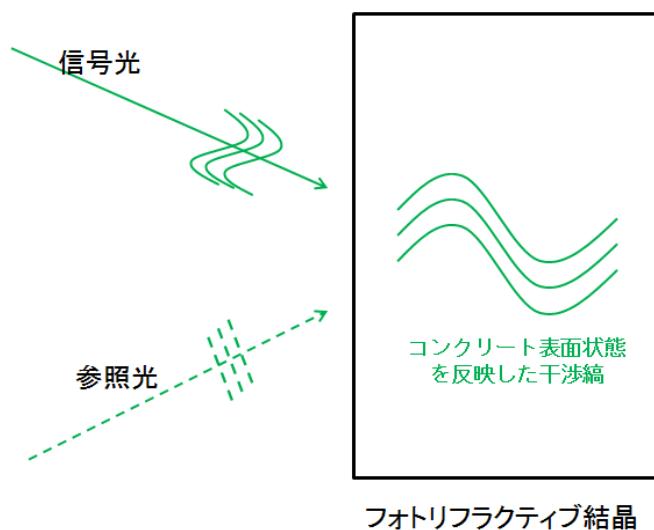
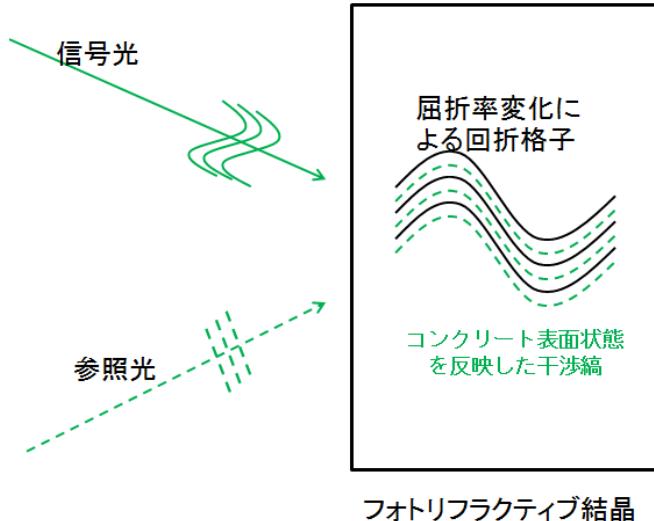


図3.2(a), (b) フォトリフラクティブ効果による波面補正

- (a)波面の乱れた信号光と波面の整った参照光をフォトリフラクティブ結晶内で干渉するよう入射する
- (b)フォトリフラクティブ結晶内に信号光の波面を反映した干渉縞が形成される

(c)



フォトリフラクティブ結晶

(d)

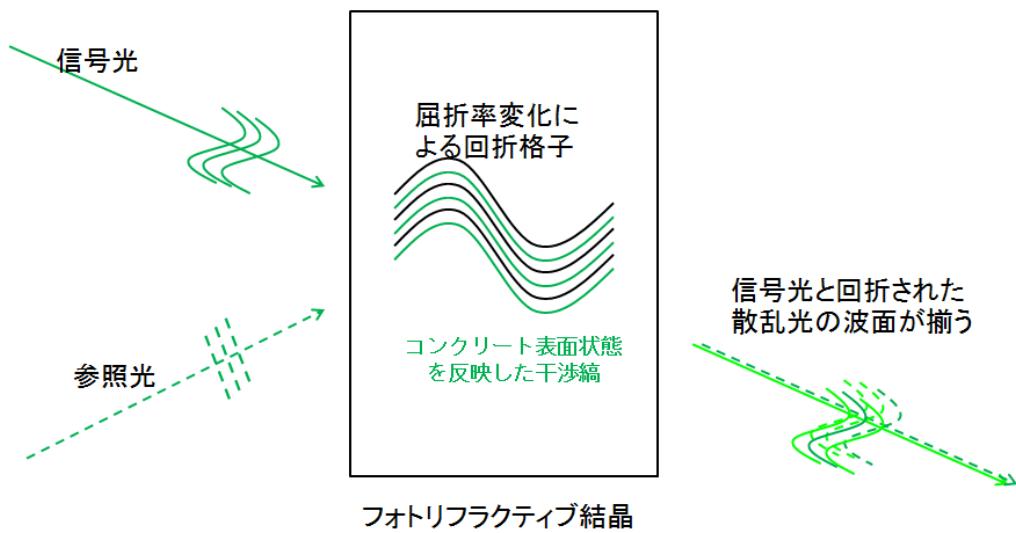


図 3.2(c), (d) フォトリフラクティブ効果による波面補正

(c) フォトリフラクティブ効果により結晶内に屈折率格子が形成される (d) 信号光の透過方向に回折された参照光が信号光と同じ波面で出てくる

る信号光と参照光を混合させると、結晶内部で屈折率分布が生じる。この屈折率分布はあるかも回折格子のように振舞うため、回折された参照光の一部は透過した信号光と重なる。このとき回折された参照光は、信号光と同じ位相分布を持っているため、干渉信号を得ることができる。

### 3-3 実験

#### 3-3-1 実験配置図

衝撃波励起用レーザーとして、炭酸ガスレーザー (ALLTECH ALLMARK 870) を用いた。エネルギーは 4J、パルス幅は 100nsec のメインパルスに 2μsec のテイル、波長 10.6μm, 12mm×16mm の矩形に集光されている。パルス波形を図 3.3 に示す。表面波検出用レーザーには、Nd:YVO レーザー (COHERENT, Verdi V6) 波長 532nm を連続発振で用いた。出力は 0.7W である。レーザー干渉計装置には、フォトリフレクティブ結晶を用いたホモダイン検出法を用いた。光検出器には光電子増倍管を用い、周波数フィルター (NF Electronic Instruments, FV-628B) を通した後オシロスコープで出力した。検査対象には、300×300×250mm で正面中央を上部から下部まで達する模擬ひび割れ(幅 1.2mm, 深さ 25mm, 50mm, 75mm, 100mm) を有するコンクリート供試体と模擬ひび割れを有さない供試体を用いた。コンクリート供試体の配合表と物性値を表 3.1 に示す。図 3.4 に実験配置を示す。

レーザーの照射配置を図 3.5 に示す。ひび割れなしの供試体では検出用レーザーの照射位置を固定し、衝撃点-検出点間の距離(以下 I - D 距離と表記)が 30, 50, 55, 75, 80, 100, 125, 150mm の場合で実験を行った。ひび割れ有りの供試体ではそれぞれのひび割れ深さに対して、ひび割れを挟んで異なる側を照射した。ひび割れの位置をゼロとし、衝撃波励起側はひび割れから 25, 50, 75mm の位置を照射し、表面波検出側はひび割れから -5, -25, -50, -75mm の位置での表面波を検出した。

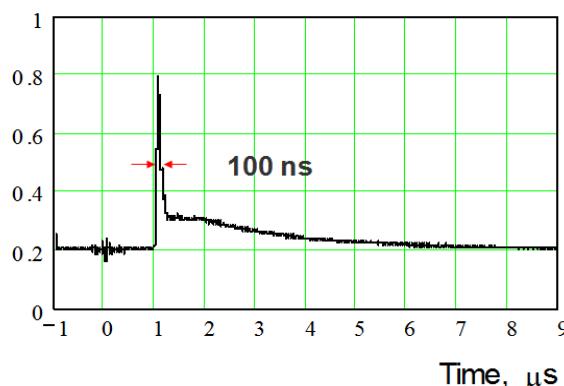
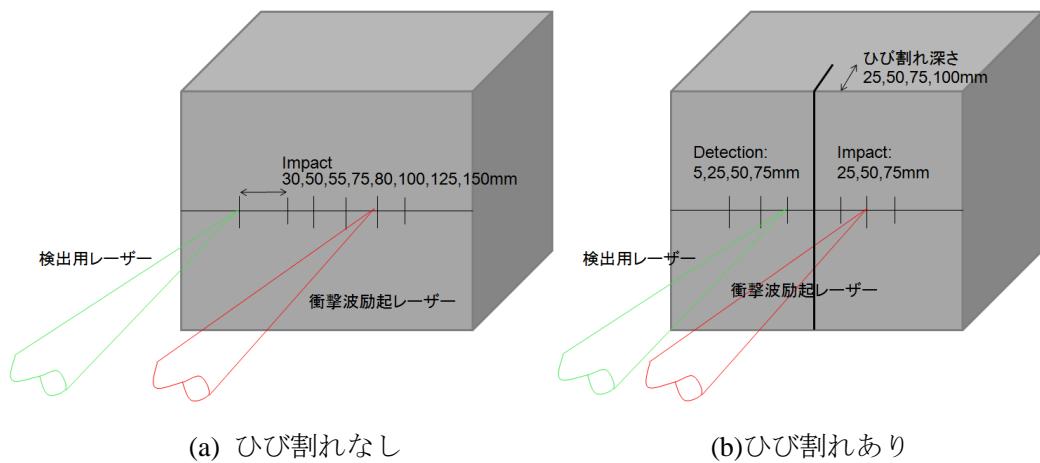
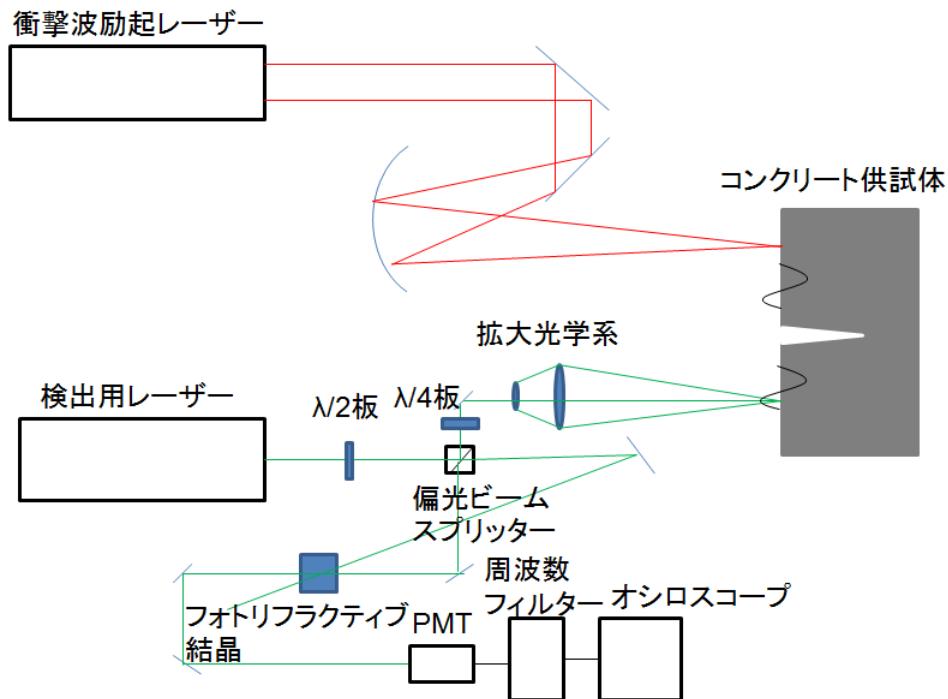


図 3.3 炭酸ガスレーザーのパルス波形

表 3.1 配合表と物性値

G max (mm)	スランプの 範囲 (cm)	空気量の 範囲(%)	W/C (%)	S/a (%)	単位材量 (kg/m <sup>3</sup> )				ポアソン比	ヤング率 (kN/mm <sup>2</sup> )	密度 (kg/m <sup>3</sup> )
					W	C	G	S			
25	10±2	4.5	64.3	42	180	280	1,120	794	0.19	31	2400

W : 練り混ぜ水量 C : 普通ポルトランドセメント G : 粗骨材 S : 細骨材



### 3-3-2 実験結果

図 3.6 にひび割れ無しの供試体から得られた衝撃波の信号波形を示す。縦軸に電圧、横軸に時間を表している。 $t=0$  でレーザーは照射されている。それぞれの距離における信号波形の最初に現れる下向きのピークが検出される時刻と距離との関係より、波の伝播速度を求めた。縦波の速度  $V_p$ 、横波の速度  $V_s$  はそれぞれ次式 (3-1), (3-2) で表すことができる。

$$V_p = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (3-1)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\nu)}} \quad (3-2)$$

E:ヤング率、 $\rho$ :密度、 $\nu$ :ポアソン比

表 3.1 の物性値を用いると、縦波の速度は約 3700m/sec、横波の速度は約 2300m/sec である。

コンクリートは弾性体であるのでその表面にはレイリー波と呼ばれる表面波が伝播する。レイリー波の速度  $V_R$  は次の方程式 (3-3) の解として与えられる。

$$(2 - \frac{V_R^2}{V_s^2})^2 - 4 \sqrt{(1 - \frac{V_R^2}{V_p^2})(1 - \frac{V_R^2}{V_s^2})} = 0 \quad (3-3)$$

近似解として

$$\frac{V_R}{V_s} \approx \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu} \quad (3-4)$$

があり、ポアソン比 0 から 0.5 の間でよい一致を見せることが知られている [3.2]。この近似を用いた場合、表面波の速度は約 2100m/sec である。図 3.6 より求めたピークの伝播速度は約 2200m/sec で、速度からこの波は表面波であると考えられる。また、振幅の距離による減衰も確認できる。振幅のピーク電圧と距離との関係より、振幅は伝播距離の二乗根に反比例することが確認された。

図 3.7-18 にそれぞれの衝撃波励起レーザー照射位置と検出用レーザー照射位置における、各ひび割れ深さに対して得られた信号波形を示す。それぞれの深さについて、20 ショットの平均を示している。縦軸が電圧、横軸が時刻を表す。 $t=0$  でレーザーは照射されている。ひび割れが深くなるにつれ、最初に確認されるノイズレベルを超える振幅の波の検出時刻が遅れ、振幅が減衰していく様子も確認できた。

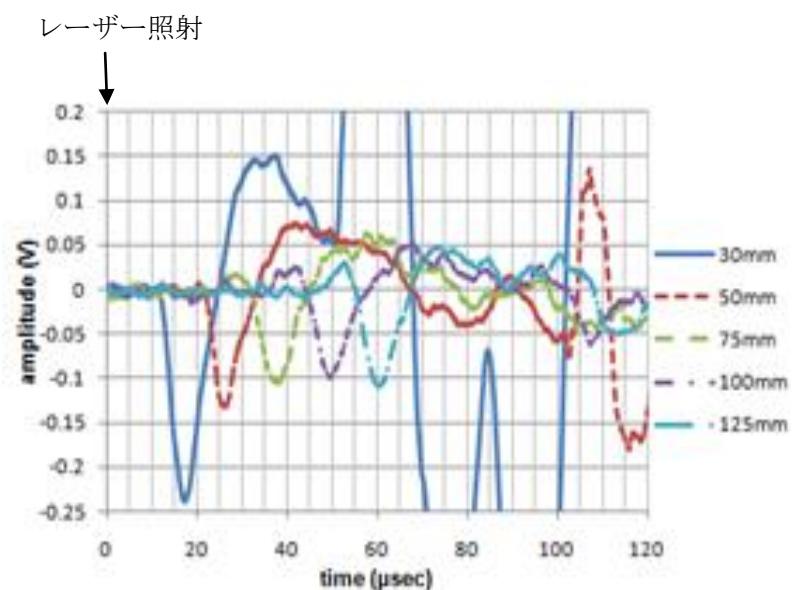


図 3.6 ひび割れ無し供試体から得られた信号波形

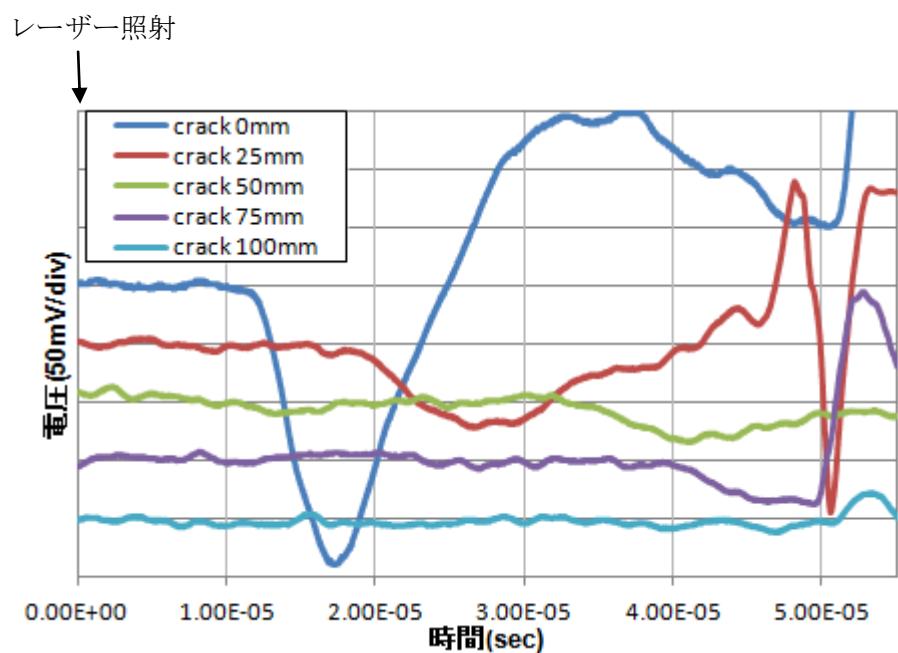


図 3.7 検出用レーザー-5mm, 衝撃波励起レーザー-25mm  
の位置を照射したときの信号波形

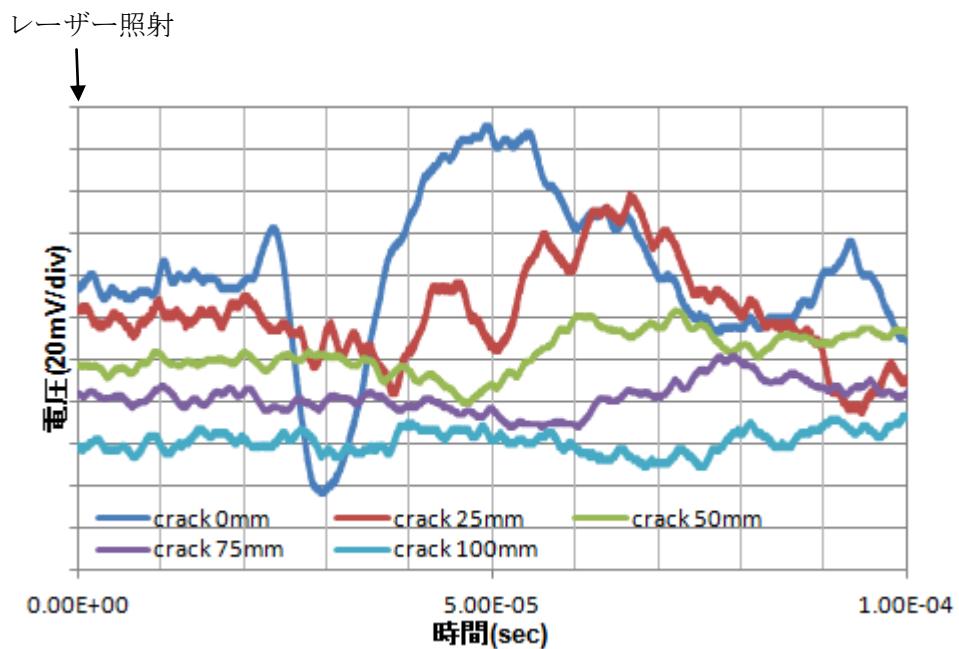


図 3.8 検出用レーザー-5mm, 衝撃波励起レーザー-50mm  
の位置を照射したときの信号波形

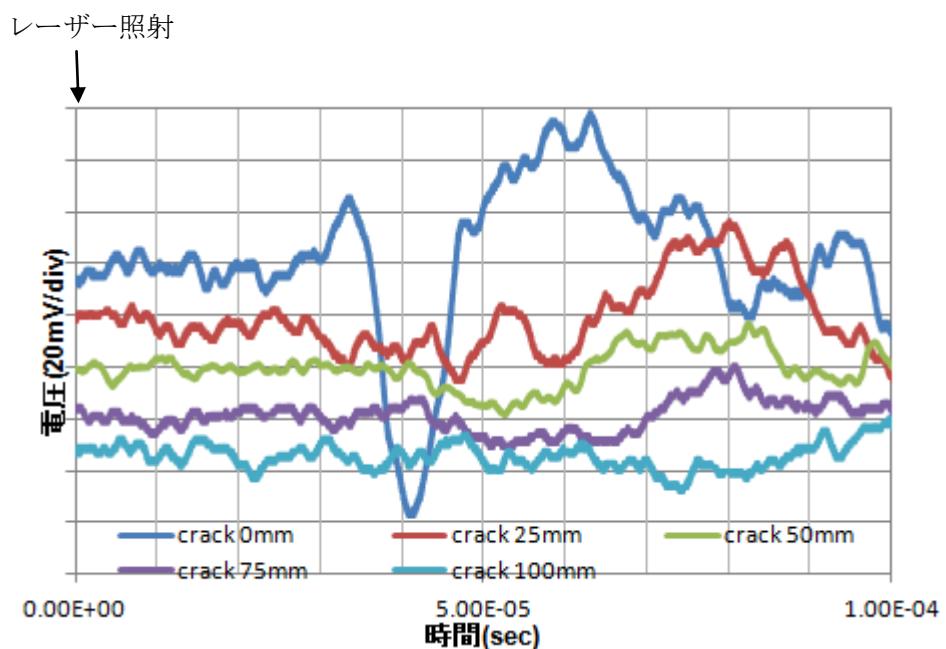


図 3.9 検出用レーザー-5mm, 衝撃波励起レーザー-75mm  
の位置を照射したときの信号波形

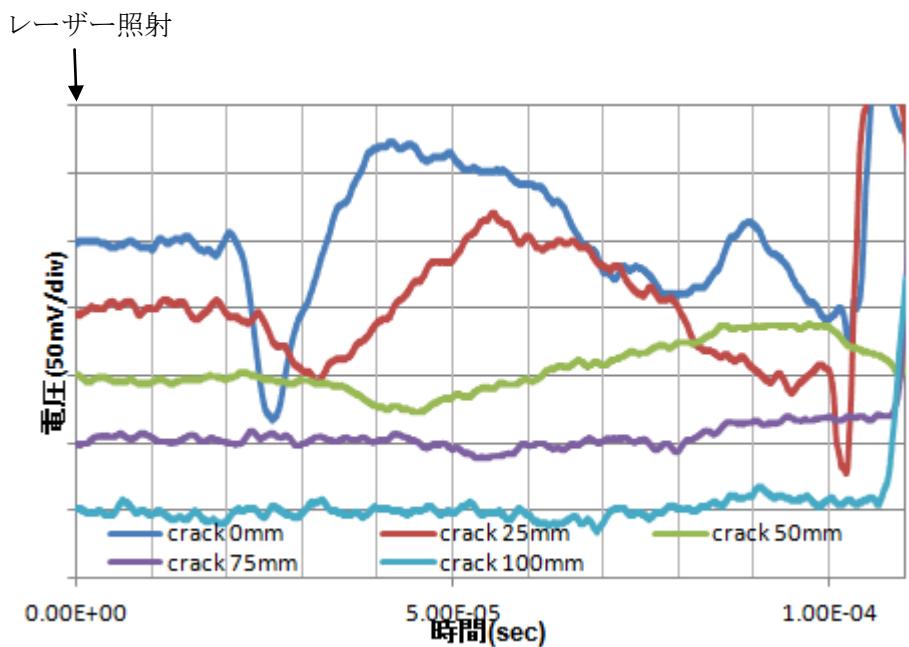


図 3.10 検出用レーザー-25mm, 衝撃波励起レーザー-25mm  
の位置を照射したときの信号波形

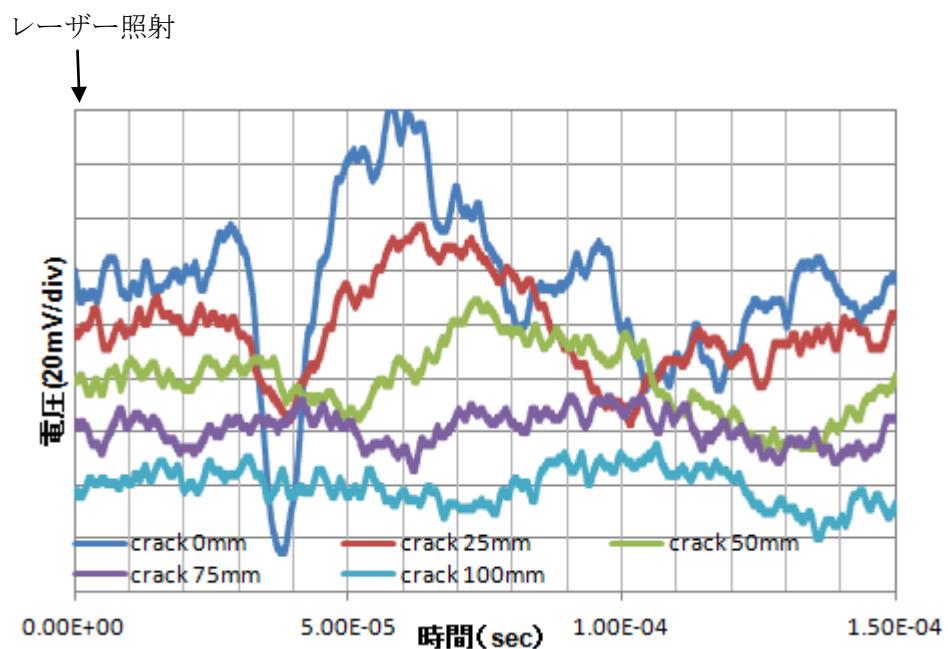


図 3.11 検出用レーザー-25mm, 衝撃波励起レーザー-50mm  
の位置を照射したときの信号波形

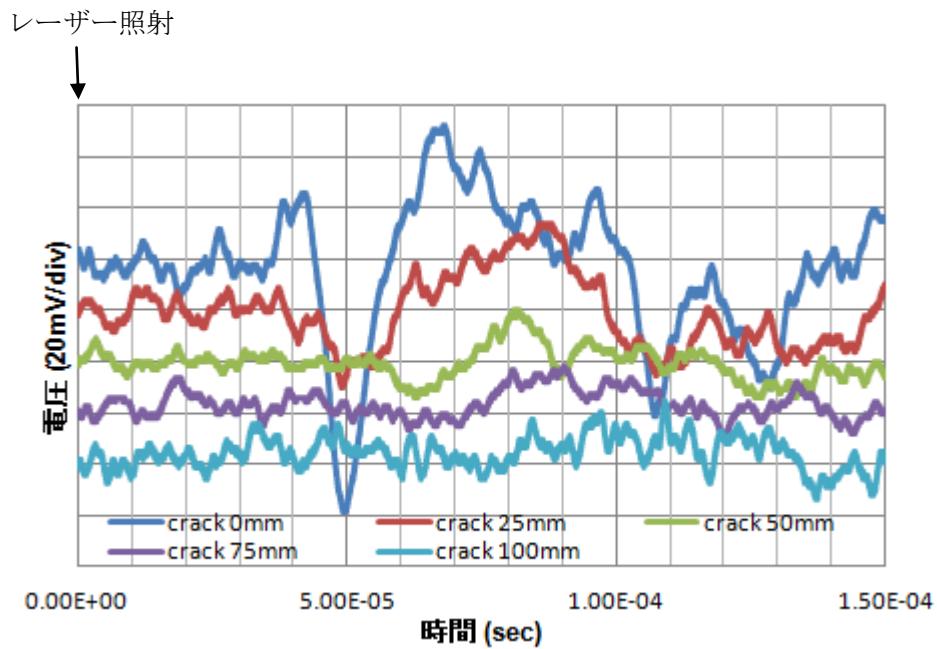


図 3.12 検出用レーザー-25mm, 衝撃波励起レーザー-75mm  
の位置を照射したときの信号波形

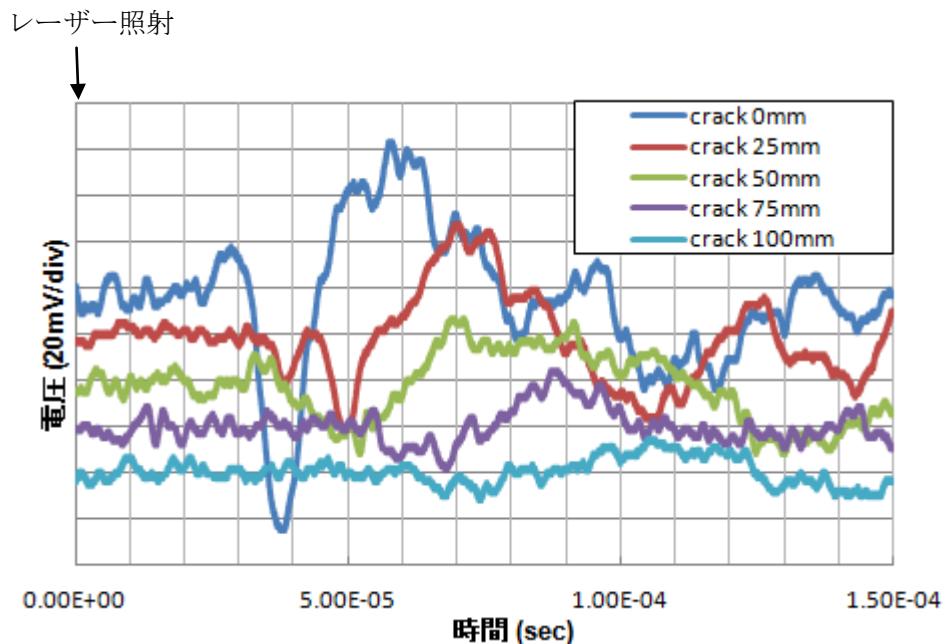


図 3.13 検出用レーザー-50mm, 衝撃波励起レーザー-25mm  
の位置を照射したときの信号波形

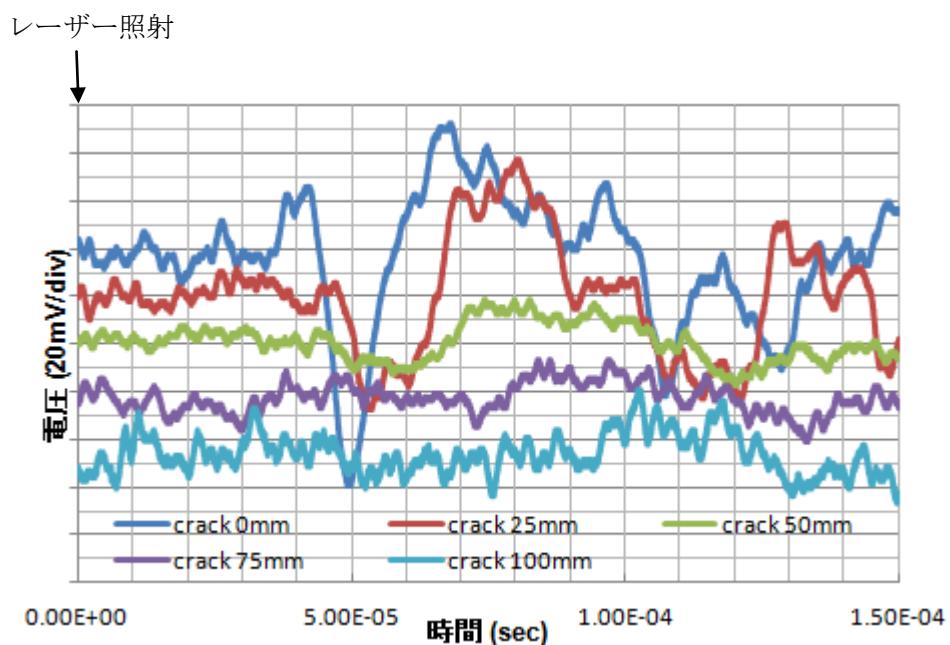


図 3.14 検出用レーザー-50mm, 衝撃波励起レーザー-50mm  
の位置を照射したときの信号波形

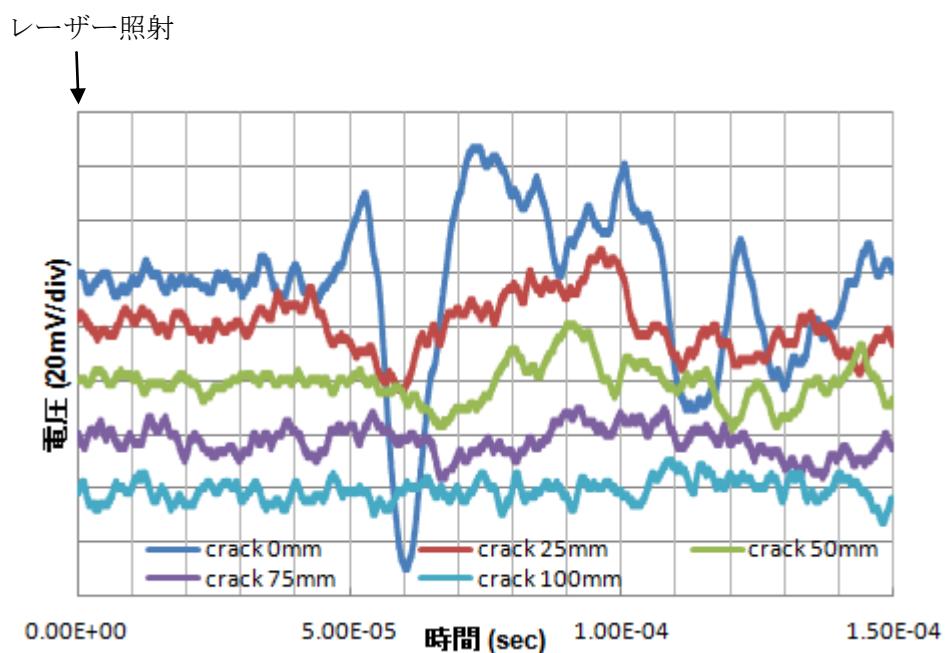


図 3.15 検出用レーザー-50mm, 衝撃波励起レーザー-75mm  
の位置を照射したときの信号波形

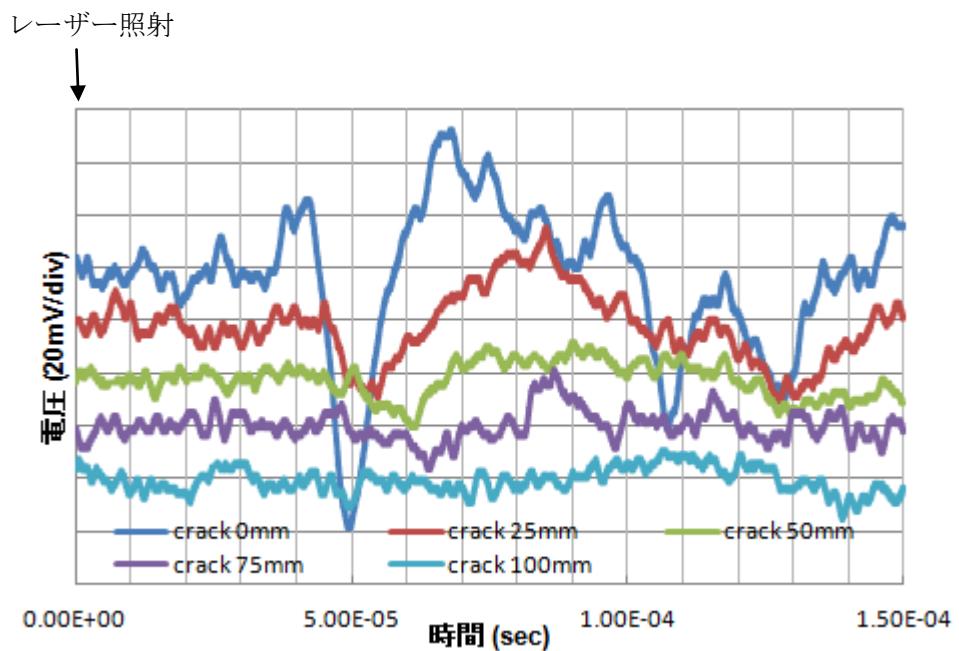


図 3.16 検出用レーザー-75mm, 衝撃波励起レーザー-25mm  
の位置を照射したときの信号波形

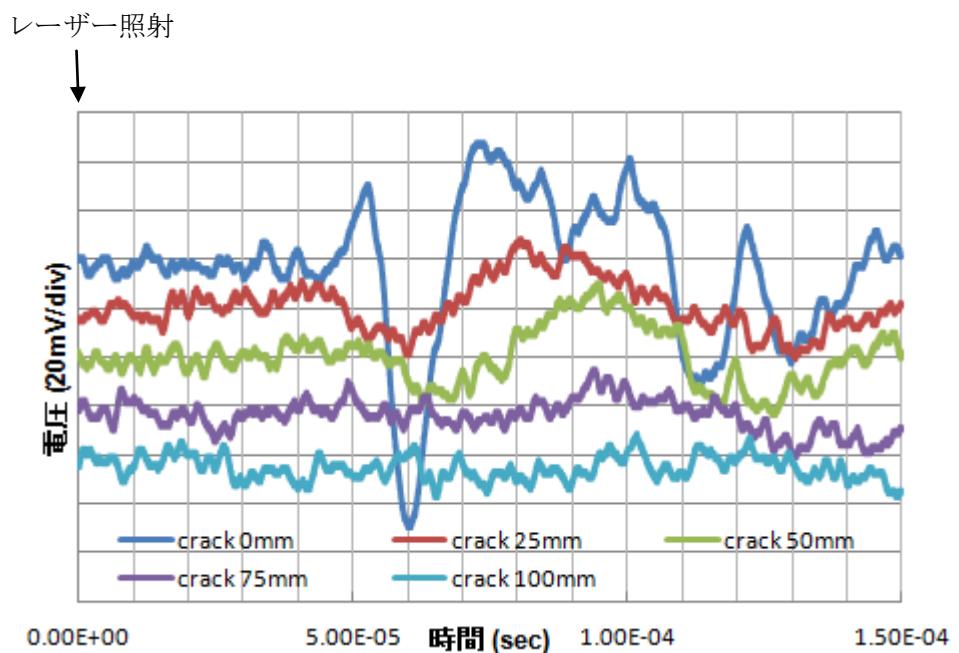


図 3.17 検出用レーザー-75mm, 衝撃波励起レーザー-50mm  
の位置を照射したときの信号波形

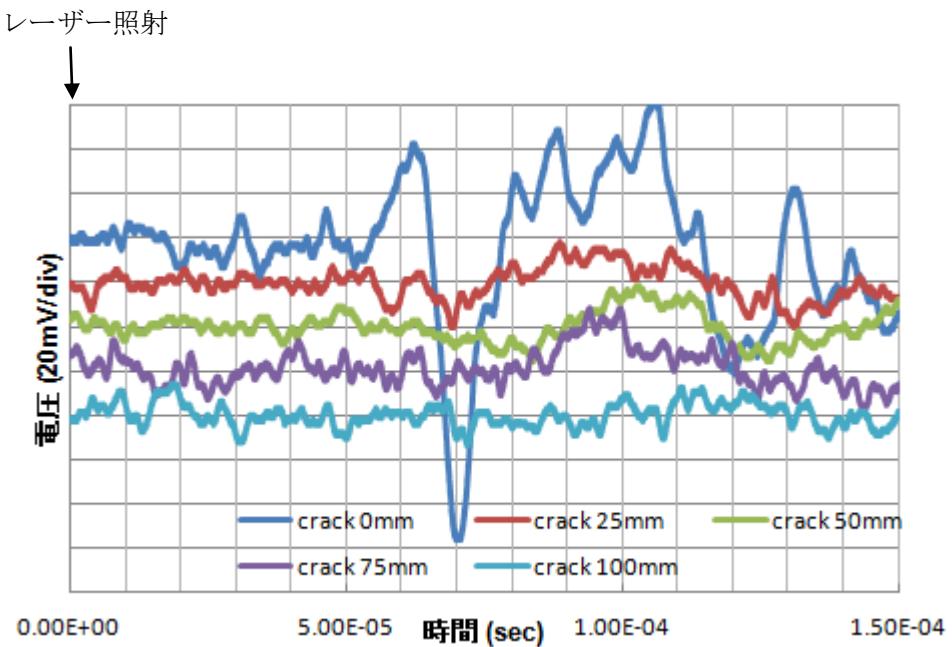


図 3.18 検出用レーザー-75mm, 衝撃波励起レーザー-75mm  
の位置を照射したときの信号波形

### 3-3-3 考察

#### 検出時刻差によるひび割れ深さの評価

図 3.19 に各照射配置, 各ひび割れ深さから得られたインパクト-ディテクション間の距離(I-D 距離)と検出時刻の関係を示す. 縦軸の距離はインパクトとディテクション間の距離で, インパクト 25mm, ディテクション 25mm の場合, I-D 距離は 50mm となる. 横軸の検出時刻は得られた信号波形の立ち下りの点とした.

レーザーにより励起された衝撃波がひび割れまで到達し, ひび割れを迂回し検出されている. ひび割れ深さと検出時刻との間にはひび割れ深さ 100mm の場合を除いて関連性が見られる. 図 3.19 の各計測点 (Crack 0, 25, 50, 75 100mm) の傾きは表面波速度と同程度である. ひび割れによるものと思われる時間遅延はあるものの, I-D 距離を表面波速度で伝搬する結果となった. 各ひび割れ深さにおける検出時刻の差  $\Delta t$  は, ひび割れが有る場合の各インパクト・ディテクション位置における検出時刻と, ひび割れが無い場合のそれぞれに対応する点との差から決定した. 検出時刻の差と, ひび割れ深さの関係を図 3.20 に示す. 縦軸は検出時刻差  $\Delta t$  で, 横軸はひび割れ深さである. 計測点は左からひび割れ深さ 25, 50, 75, 100mm に対応する. 図中のひし形は計測点を示す. 検出時刻の差  $\Delta t$  と, ひび割れ深さ  $a$  との間には

$$\Delta t = 1.8 \times 10^{-4} \times a \quad (3-5)$$

なる関係が見られた。図 3.20 中の原点を通る直線は式(3-5)を示す。計測点上の縦線は、各ひび割れ深さにおける計測点の平均値±標準偏差の範囲を示し、横線は式(3-5)を用いて得られたひび割れ深さの標準偏差の範囲を表す。得られた結果を表 3.2 に示す。

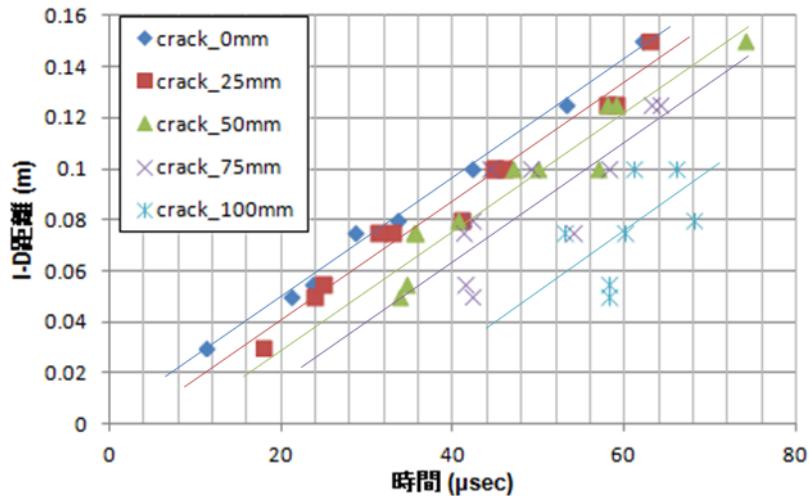


図 3.19 各照射配置、各ひび割れ深さにおける I-D 距離と検出時刻

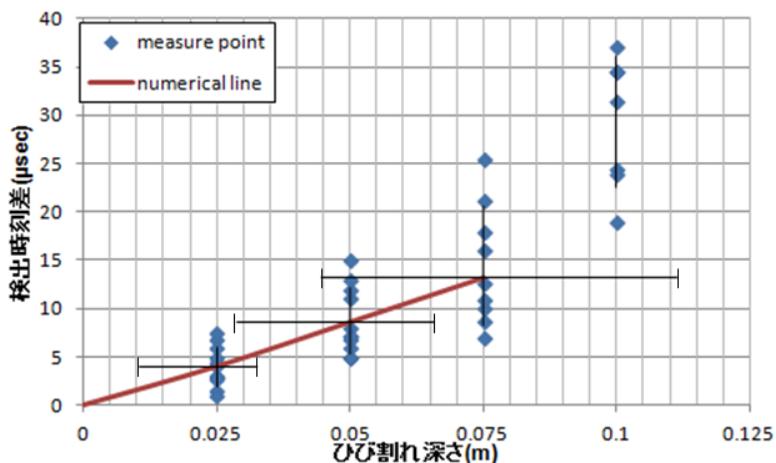


図 3.20 検出時刻差とひび割れ深さの関係

表 3.2 検出時刻差から得られた結果

ひび割れ深さ	平均値	標準偏差	真値からのずれ
25mm	21mm	11mm	30% ~ -58%
50mm	47mm	18mm	32% ~ -42%
75mm	78mm	33mm	49% ~ -40%

以上のことから、レーザーによって励起された衝撃波のうち、表面波としてひび割れまで到達し、ひび割れ深さより深い部分を通り抜けてきた成分が検出されたと考えられる。ひび割れより深い場所を通り抜けて表面波が検出されるためには、ひび割れ深さ分の距離だけコンクリート内部を伝播する必要がある。この伝播にかかる時間が検出時刻差に相当するため、検出時刻差はひび割れ深さに依存する。

ひび割れ深さが深くなるにつれて検出される時間差のばらつきが大きくなる傾向が見られた。またひび割れ深さ 100mm の場合は、推測される検出時刻より遅れて検出される傾向があるため、現状の実験式での精度の高い評価は困難である。要因の一つとして、表面波のエネルギーは表面から一波長程度の深さに局在する性質があるため、ひび割れ深さが深くなりすぎるとひび割れを通り抜けることができず、表面波とは異なる波を検出している可能性があることが挙げられる。ひび割れ深さ 100mm を除いた、検出時刻差を用いたひび割れ深さ評価による真値からのずれは最大 58% であった。

### 振幅比によるひび割れ深さ評価

図 3.21 は振幅比（ひび割れ通過前の表面波の振幅／ひび割れ通過後の振幅）とひび割れ深さの関係を示し、ひび割れの深さが振幅に与える影響を示す。振幅は指数的に減衰していくと仮定し、ひび割れ透過前の振幅を  $A_0$ 、ひび割れ深さを  $a$  とし、ひび割れ透過後の振幅  $A$  を

$$A = A_0 \exp(-7.4 \times a^{0.53}) \quad (3-6)$$

とすると、実験結果とよく一致した。

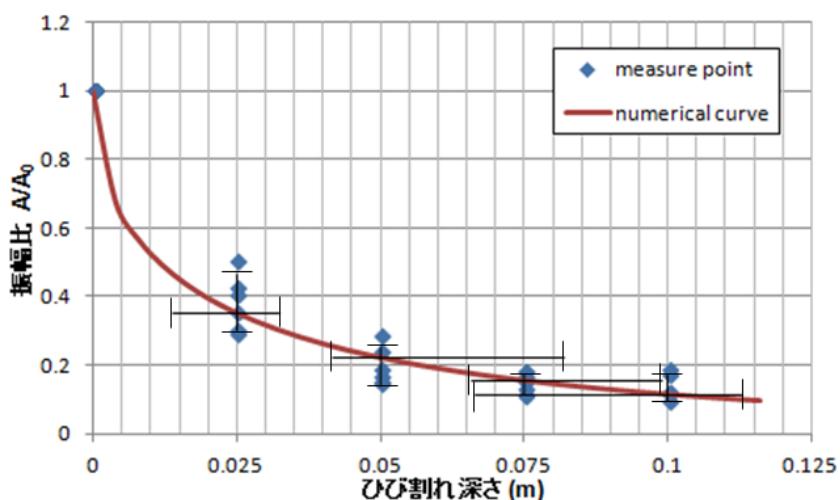


図 3.21 振幅比とひび割れ深さの関係

図 3.21 中のひし形は計測点を示し, 曲線は式(3-6)を示す. 縦線は, 各ひび割れ深さにおける計測点の平均値土標準偏差の範囲を示す. 横線は式(3-6)を用いて得られた, ひび割れ深さの標準偏差の範囲を表す. 得られた結果を表 3.3 に示す. ひび割れ深さが深くなるにつれ, 検出される振幅比のばらつきは小さくなる. しかし指数的に減衰するといった実験式の性質から, ひび割れ深さが深くなるにつれ, 深さに対する真値からのずれの絶対値は大きくなる傾向がある. 振幅比を用いたひび割れ深さ評価による真値からのずれは最大 57% であった.

得られたデータからは, 検出時刻と振幅比の両方の値を一度に得ることができるので, 検出時刻差から得られた実験式のみでは現状困難であったひび割れ深さ 100mm の評価も, 振幅比から得られた実験式を用いることで可能である. また, 100mm より浅い深さのひび割れに対しては, 両方の実験式を適用させることで, ひび割れ深さ評価の確度を向上させることが可能である. 両方のデータから得られた結果を表 3.4 に示す. 両方のデータを用いたひび割れ深さ評価による真値からのずれは最大 53% であり, それぞれの評価方法を単独で適用する場合より改善された.

#### 3-4 まとめ

検査対象が曲面を有するような場合や, 足場を組めないような場所における高所など構造的に接触が困難な場合や, 高温下や放射線下であるなどの近づくことが困難な場合でも適用が可能な遠隔・非接触の検査技術の開発を目指し, レーザー超音波技術を用いて, コンクリート表面の人工ひび割れを検出する実験を行った.

表 3.3 振幅比から得られた結果

ひび割れ深さ	平均値	標準偏差	真値からのずれ
25mm	23mm	9mm	27% ~ -44%
50mm	61mm	18mm	57% ~ -16%
75mm	82mm	16mm	31% ~ -12%
100mm	89mm	21mm	10% ~ -33%

表 3.4 両方のデータから得られた結果

ひび割れ深さ	平均値	標準偏差	真値からのずれ
25mm	22mm	10mm	28% ~ -53%
50mm	52mm	19mm	42% ~ -34%
75mm	80mm	27mm	42% ~ -30%

受信側の干渉計測部にフォトリフラクティブ型干渉計を用いることにより、低周波数帯域での計測と、フォトリフラクティブ効果を用いることで従来の干渉計では困難であった粗面からの散乱光による干渉計測が可能であることを示した。

実験から、レーザー干渉計を用いてコンクリート表面を伝播する表面波の速度が求められることがわかった。また、ひび割れを通過する前後で検出された表面波の検出時刻に差が生じること、通過した後に表面波の振幅が減衰することがわかり、それらはひび割れ深さに関係があることがわかった。

実験結果より、ひび割れ通過前後の検出時刻差と振幅比の減衰に対する二つの実験式を得た。ひび割れ深さを  $a$  検出時刻差を  $\Delta t$  としたとき検出時刻差を用いた実験式は

$$a = \frac{\Delta t}{1.8 \times 10^{-4}} \quad (3-7)$$

である。ひび割れ深さを  $a$ 、振幅比を  $A/A_0$  としたとき振幅比を用いた実験式は

$$a = \left\{ -\frac{1}{7.4} \ln \left( \frac{A}{A_0} \right) \right\}^{-0.53} \quad (3-8)$$

である。

表面波はひび割れまで伝播した後、ひび割れの下を通り抜けた成分が検出されたと考えられる。その際、深さに応じた検出時刻の遅延が生じる。検出時刻差の実験式は、最大 58% の真値からのずれで深さ 75mm までのひび割れを評価できた。ひび割れ深さに対して減衰が指数的であるとした振幅比の実験式は、最大 57% の真値からのずれで深さ 100mm までのひび割れを評価できた。両方の実験式は互いに独立しているので、同時に適用することで最大 53% の真値からのずれで深さ 75mm までのひび割れ評価が可能である。

## 参考文献

- [3.1] Bernard Masserey and Edoardo Mazza, Ultrasonics vol.46, 195–204 (2007) など
- [3.2] M. Rahman, T. Michelitsch, Wave Motion vol.43, 272–276(2006)

## 第4章 多チャンネル検出器を用いたレーザー励起超音波によるひび割れ深さ計測

### 4-1 はじめに

第3章ではフォトリフラクティブ型干渉計を用いて表面状態が粗いコンクリートを対象に干渉計測を行い、主に振幅の大きな表面波を用いて表面ひび割れ深さの計測が可能であることを示した。弾性体に衝撃を与えることにより励起される超音波には表面波以外にも縦波、横波があり、検出点において表面波が検出される時間にはこれら全ての波が到達している。検出時刻による表面ひび割れ深さ評価において、どの種類の波がいつ到達したのかを正確に把握することはひび割れ深さを推定する上で重要である。衝撃点と検出点間の距離を長くすれば、励起される縦波、横波、表面波の伝播速度はそれぞれ異なるので弁別することは可能と考えられるが、伝播距離が長くなるほど距離による減衰がおこり、コンクリート内部を伝播する縦波、横波などの体積波とよばれる種類の波の減衰は距離による影響を特に強く受ける。そこで本章では、最初に単独で検出されると考えられる縦波の検出される時刻を計測することを目的とし、信号対雑音比（以下 S/N 比と表記）を向上させるため装置の改良を行い、その結果を報告する。

粗面からの散乱光はスペックル状に散乱するため空間的な強度分布を持っている。そこでこのスペックル状の散乱光を多チャンネル構造の光検出器で分割して検出し、S/N 比が向上するようチャンネルの取捨選択を行い、縦波の検出時刻を求めた。

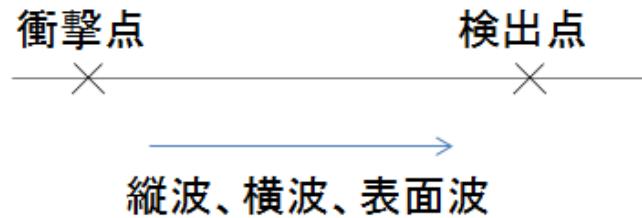
### 4-2 理論

#### 4-2-1 超音波とひび割れの相互作用

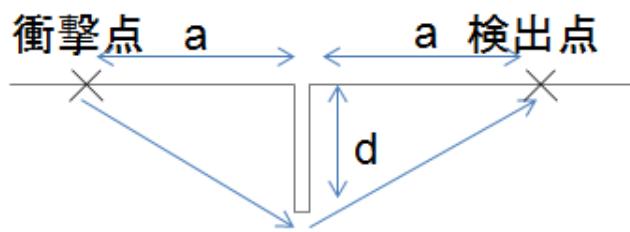
超音波によるコンクリートのひび割れ深さの測定では、一般的に、送信側と受信側をひび割れを挟んで配置し、ひび割れ先端を回折または散乱した超音波の伝播時間からひび割れ深さを求める手法がよく用いられる。励起された超音波はコンクリート内部を縦波または横波、表面付近を表面波として伝播する。ひび割れが存在しない場合、送信側で励起されたそれぞれの波は、受信側でそれぞれの速度と送受信間の距離に応じた時刻で検出される。一方、コンクリート表面にひび割れが存在する場合、励起された波はひび割れ先端で回折され、ひび割れを挟んだ受信側で検出される。それぞれの伝播の様子を図 4.1 に示す。コンクリート内部を伝播する縦波や横波では、送信点 - ひび割れ先端 - 受信点を結んだ経路を伝わるため、ひび割れが存在しない場合と比べて伝播経路が長くなり、検出時刻が異なる。

超音波によるひび割れ深さ探知は古くより接触式の送受信機を用いて行われてきた。第1章で述べたとおり、その多くは圧電素子を利用するものが主で、送信側の素子と受信側

(a)



(b)



(c)

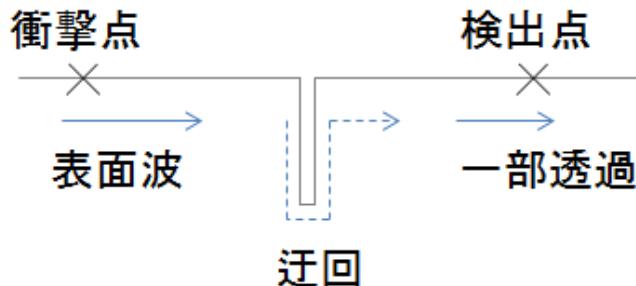


図 4.1 波の伝播経路

(a) ひび割れが存在しない場合 (b) 縦波, 横波の伝播経路

(c) 表面波の伝播経路

の素子をひび割れを挟んで配置し, ひび割れを回折してきた波の検出時刻と, 健全部の検出時刻との差異からひび割れ深さを推定する Tc-To 法などが用いられている. また, 受信側の素子を送信側の素子とひび割れの間に配置し, ひび割れからの反射波を利用するパルス・エコー法でもひび割れ深さを求められると報告されている [4. 1-2]. ひび割れ開口端からの反射波の他にひび割れ先端からモード変換されたと考えられる反射波が確認され, この反射波の検出時間がひび割れ深さに関係のあるものとなっているためひび割れ深さを決定することができる. 周波数成分の変調からひび割れ深さを求める手法も用いられている [4. 2-7]. これらはおもに, ひび割れ部を通過した後の信号波形の周波数成分と健全部での信号波形の周波数成分の変化の割合がひび割れ深さに依存することを利用して, ひび割れ

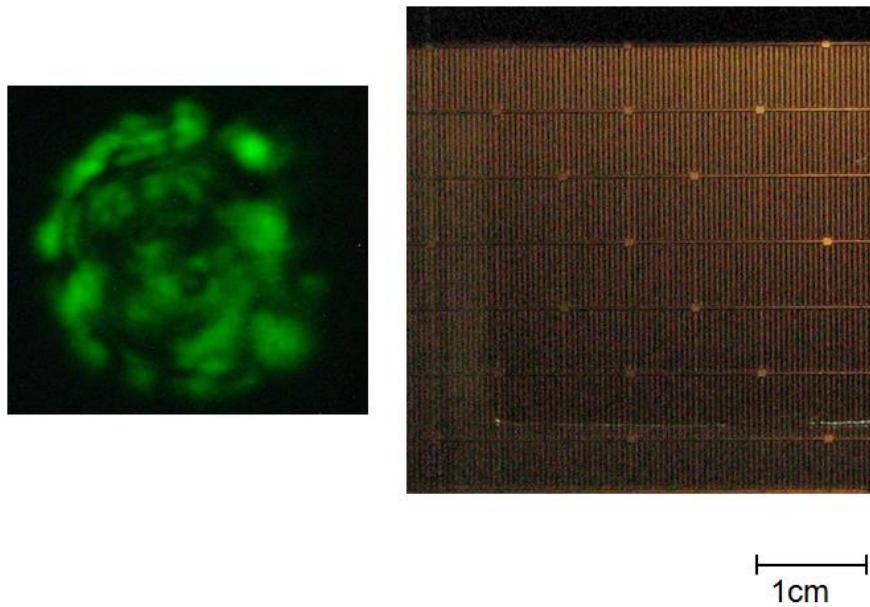


図 4.2 スペックルパターンと多チャンネル検出器の検出面

深さを決定する手法である。表面波の振幅の減衰からひび割れ深さを決定する手法も報告されている[4.8-9]。これらの手法をレーザー超音波法に適用してひび割れ深さを計測した。

#### 4-2-2 スペックルパターンの多チャンネル検出

コンクリートのような表面状態が均一でない試験体からの反射光はスペックル状に散乱する。これに伴う位相分布の乱れはフォトリフラクティブ型干渉計を用いることにより、第3章で述べたとおり解決出来た。しかし、図 4.2 のような空間的な強度分布を依然有しており、従来の光検出器では平均化された信号として検出される。そこで、多チャンネル光検出器を用いてこのスペックルパターンを持つ信号光を分割し、感度の低いチャンネルを除去するなどの処理を行うことで、全体としての検出感度の向上を図った。

### 4-3 実験

#### 4-3-1 実験配置

衝撃波励起用レーザーとして、炭酸ガスレーザー (ALLTECH ALLMARK 870) を2台用いた。エネルギーはそれぞれ約3.4Jと約3.7J、パルス幅は100nsのメインパルスに $2\mu\text{s}$ のテイル、波長 $10.6\mu\text{m}$ 、 $12\text{mm} \times 9\text{mm}$ の矩形に集光されている。表面波検出用レーザーには、Nd:YVO レーザー (COHERENT, Verdi V6) 波長532nmを連続発振で用いた。出力は0.7Wである。レーザー干渉計装置には、フォトリフラクティブ結晶を用いたホモダイン検出法

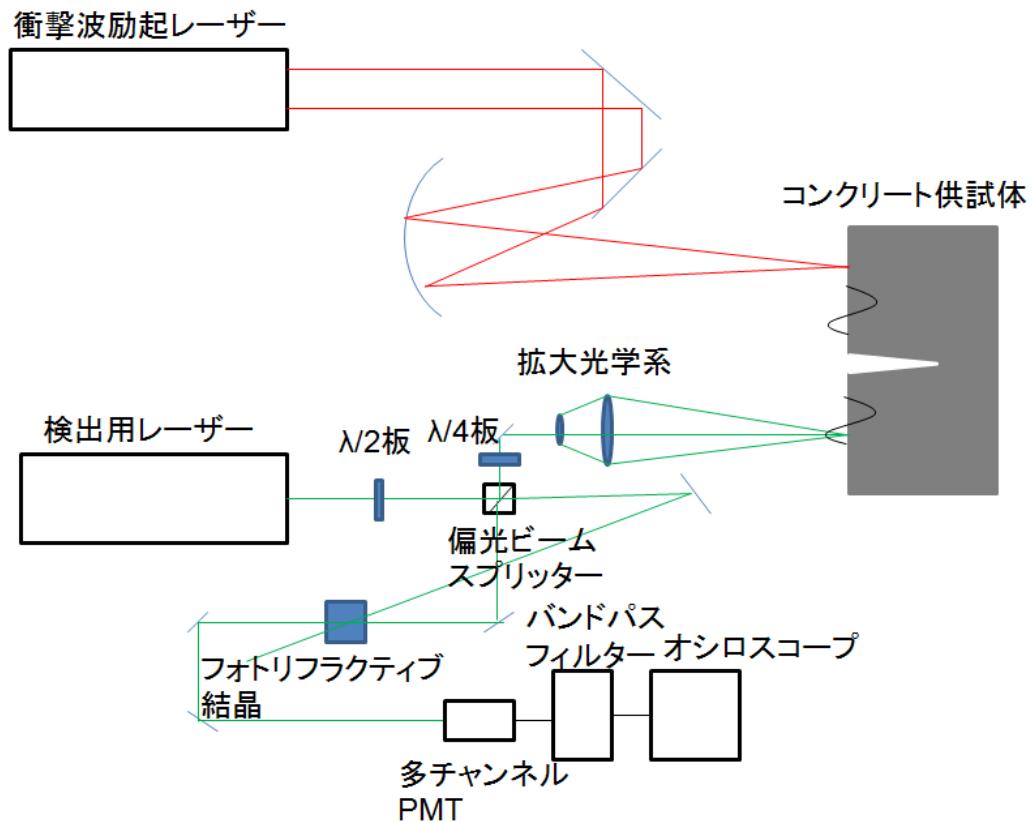


図 4.3 実験配置図

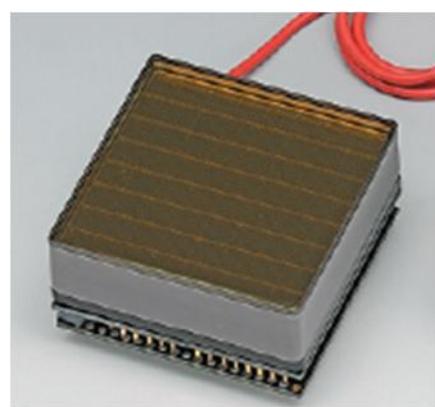


図 4.4 多チャンネル光検出器

Front view							
1	2	3	4	5	6	7	8
9	10	11	12	13	14	15	16
17	18	19	20	21	22	23	24
25	26	27	28	29	30	31	32
33	34	35	36	37	38	39	40
41	42	43	44	45	46	47	48
49	50	51	52	53	54	55	56
57	58	59	60	61	62	63	64

図 4.5 使用したチャンネル

を用い、検出器には多チャンネル光検出器（浜松フォトニクス H8500C）を用い、バンドパスフィルターを通した後オシロスコープで出力した。検査対象には、300×300×250mmで正面中央を上部から下部まで達する模擬ひび割れ（幅 1.2mm, 深さ 25mm, 50mm, 75mm）を有するコンクリート供試体と模擬ひび割れを有さない供試体を用いた。コンクリート供試

表 4.1 配合表と物性値

G max (mm)	スランプの 範囲 (cm)	空気量の 範囲(%)	W/C (%)	S/a (%)	単位材量 (kg/m <sup>3</sup> )				ボアソ ン比	ヤング率 (kN/mm <sup>2</sup> )	密度 (kg/m <sup>3</sup> )
					W	C	G	S			
25	10±2	4.5	64.3	42	180	280	1,120	794	0.19	31	2400

W : 練り混ぜ水量 C : 普通ポルトランドセメント G : 粗骨材 S : 細骨材

体の配合表と物性値を表 4.1 に示す。図 4.3 に実験配置を、図 4.4 に多チャンネル検出器を図 4.5 に使用したチャンネルを示す。本実験では図 4.5 中の色つきで示した中心の 4×4 チャンネルを使用した。

レーザーの照射配置を図 4.6 に示す。ひび割れなしの供試体ではインパクトーディテクション間の距離が 50mm の場合で実験を行った。ひび割れ有りの供試体ではそれぞれのひび割れ深さに対して、衝撃波励起側はひび割れから 25mm の位置を照射し、検出側はひび割れから-25mm の位置での超音波を検出した。

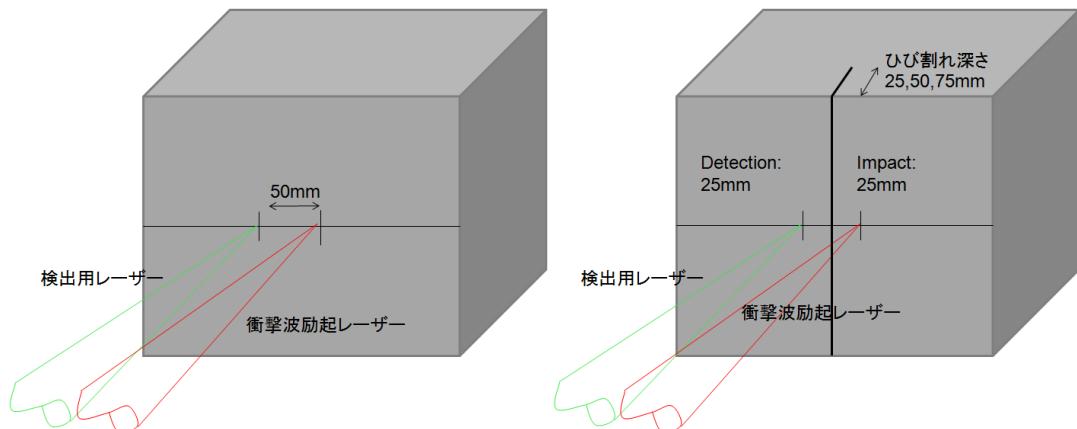


図 4.6 レーザー照射配置 (左) ひび割れ無し供試体 (右) ひび割れ有り供試体

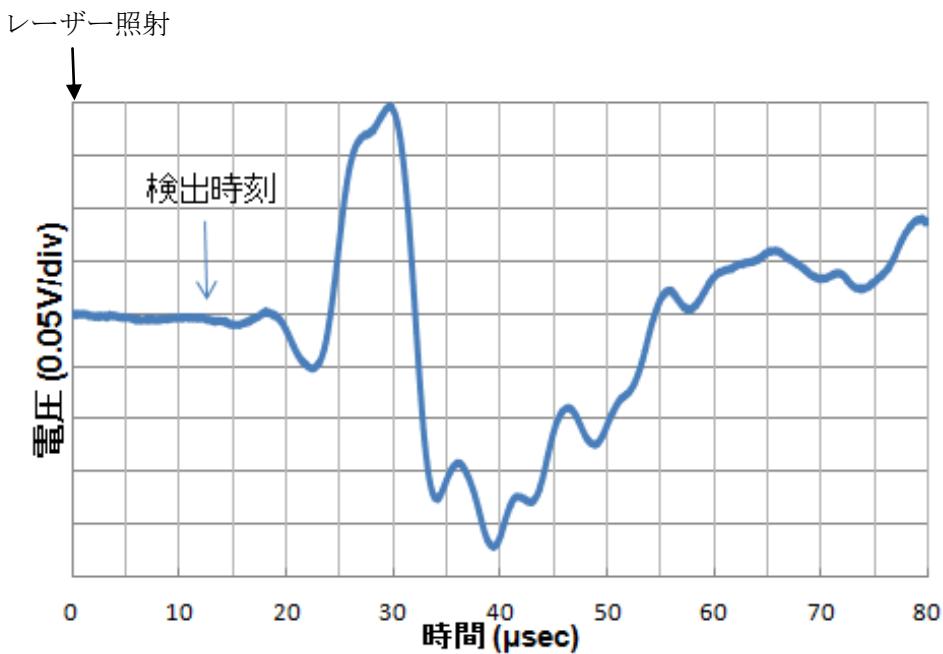


図 4.7 ひび割れ無し供試体の信号波形

#### 4-3-2 実験結果

図 4.7 にひび割れ無しの供試体から得られた衝撃波の信号波形を示す。縦軸に電圧、横軸に時間を示す。レーザーインパクトの時刻を  $t=0$  とした。異なる 5 か所で計測を行い、信号波形の最初に現れる下向きのピーカの立下り時刻と距離との関係より、波の伝播速度を約  $4400 \pm 400 \text{m/sec}$  と求めた。また、材料試験から得られた縦波速度は  $4400 \text{m/sec}$  である。

図 4.8-10 に各ひび割れ深さにおけるインパクト位置 25mm、ディテクション位置-25mm を照射した場合の、一回のショットで得られた各チャンネルにおける信号波形を示す。チャンネル数は 16 で、縦軸が電圧、横軸が時刻を表す。各チャンネルで信号が検出され、波形が異なる様子が確認できた。最初に確認される波の最大値と最小値を振幅とし、ノイズレベルとの比 (S/N 比) が最大となるようチャンネルの取捨選択を行い、検出感度が向上する組み合わせを求めた。

図 4.11 にインパクト位置 25mm、ディテクション位置-25mm における、各ひび割れ深さに対して得られた信号波形を示す。それぞれの深さについて、S/N 比の最大化を行い、それらの 20 ショットの平均を示す。縦軸が電圧、横軸が時刻を表す。ひび割れ無しの場合と同様に検出時刻を定義したとき、ひび割れ深さが深くなるにつれて、波の検出時刻が遅れる様子が確認できた。図中の矢印が検出時刻を示す。

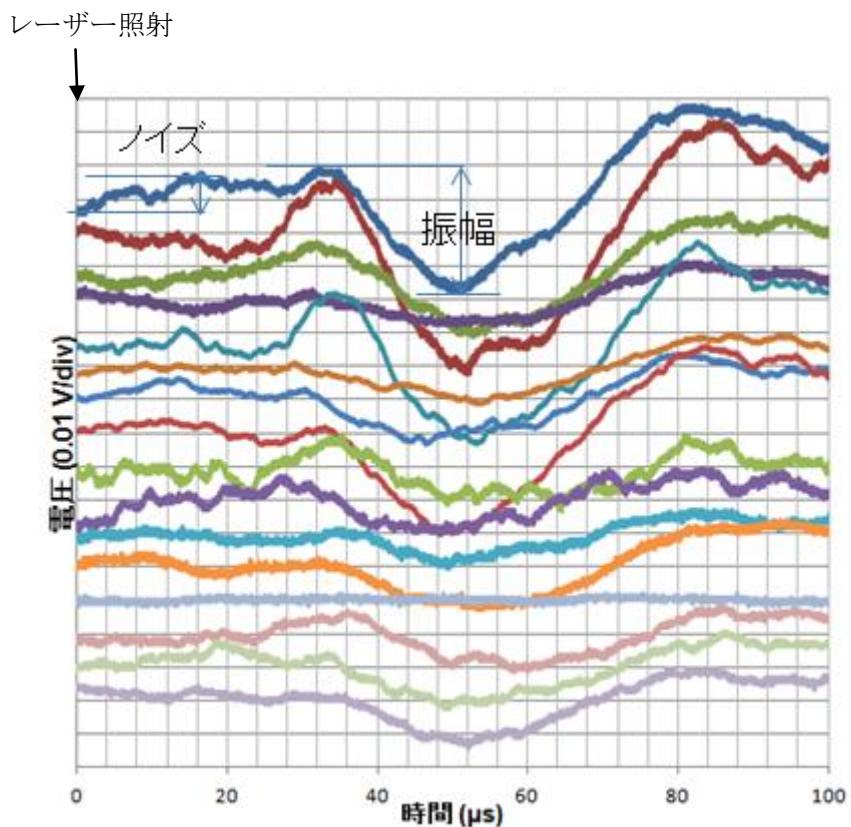


図 4.8 ひび割れ深さ 25mm の供試体における各チャンネルの信号波形

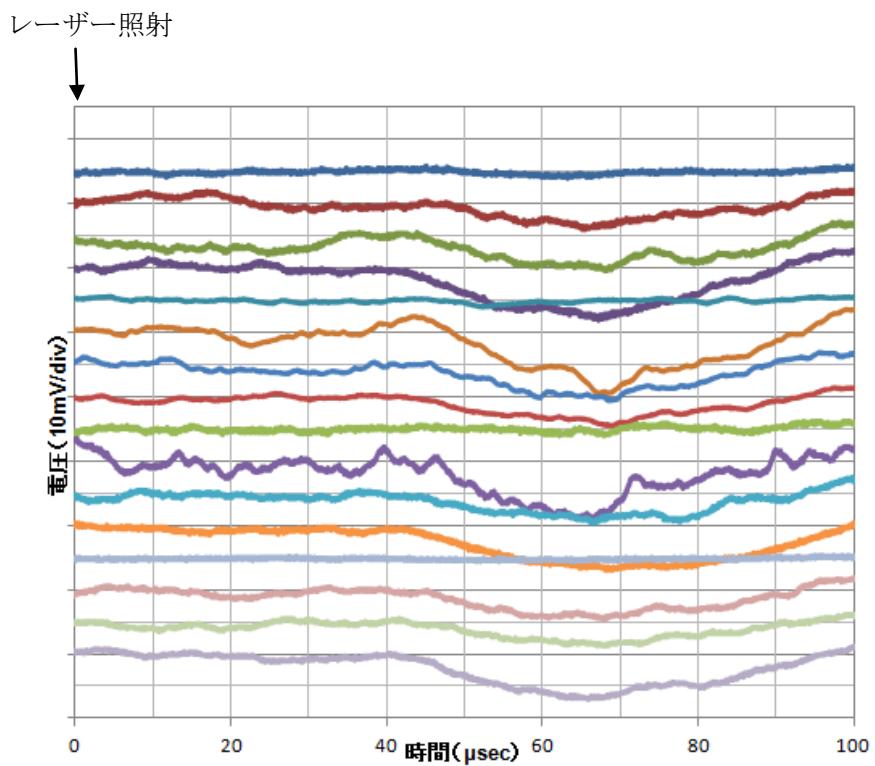


図 4.9 ひび割れ深さ 50mm の供試体における各チャンネルの信号波形

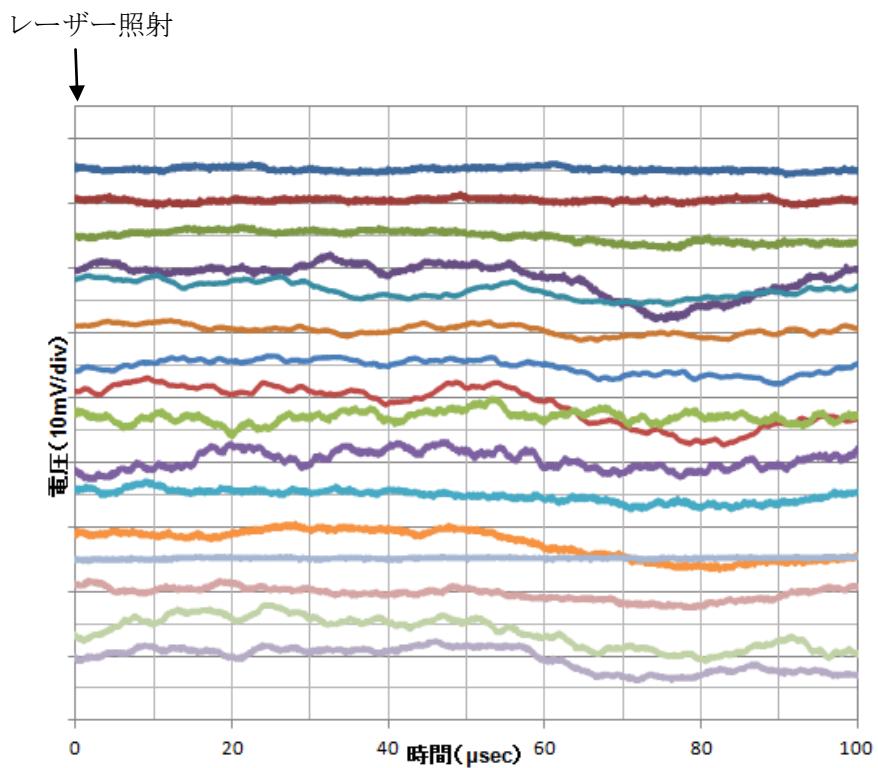


図 4.10 ひび割れ深さ 75mm の供試体における各チャンネルの信号波形

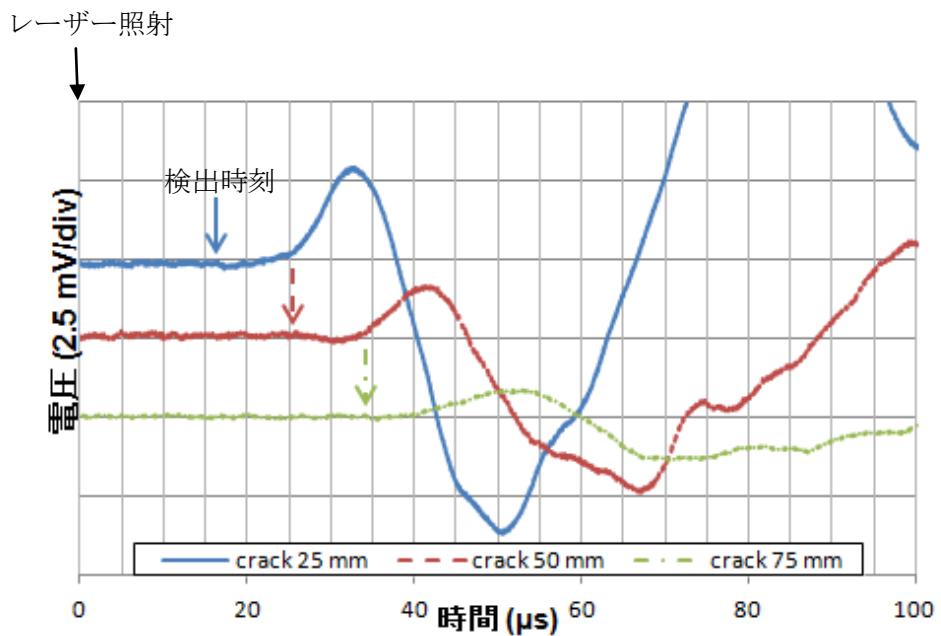


図 4.11 各供試体から得られた信号を 20 ショット平均し S/N 比最大化を行った信号波形. 図中の矢印はそれぞれのひび割れ深さにおける検出時刻を示す.

### 4-3-3 考察

#### 多チャンネル化による効果

S/N 比が向上するためには、信号の増大もしくはノイズの減少が必要である。信号の振幅を大きくするためには励起される超音波の振幅を大きくする、すなわち衝撃力を大きくしたり、光検出器に入射する光量を多くすることなどが考えられる。これらは衝撃レーザーや検出レーザーの照射強度や出力を大きくすることで達成できる。ここでは主に、ノイズの減少について述べる。この実験でノイズレベルを下げるために行った処理は平均化と S/N 比が最大になるようチャンネルの取捨選択を行うことの 2 つで、まず平均化によるノイズレベルの低下について考える。

信号波形におけるノイズは白色雑音であると考えられ、検出されるノイズの波形は正規乱数に従う。よってそれぞれのノイズの信号波形の平均を取るとノイズレベルは低下していく。図 4.12 にそれぞれのショット毎のノイズレベルの平均値で規格化した平均化ノイズレベルと平均回数の関係を示す。縦軸は

$$\frac{n\text{回平均した波形のノイズ}}{\text{各ショットのノイズの平均値}} = \frac{\text{noise}_{01+02+\dots+n}}{(\text{noise}_{01} + \text{noise}_{02} + \dots + \text{noise}_n)/n}$$

で表される。

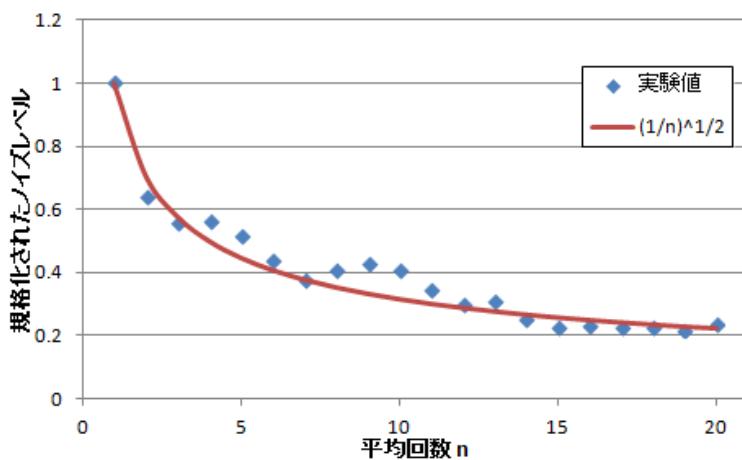


図 4.12 規格化されたノイズレベルと平均回数の関係

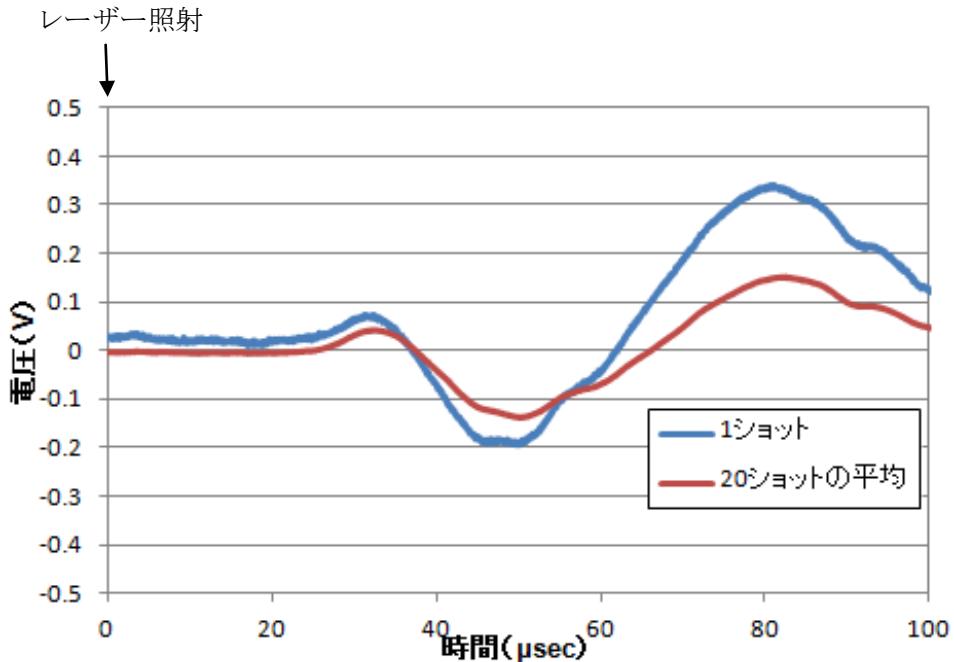
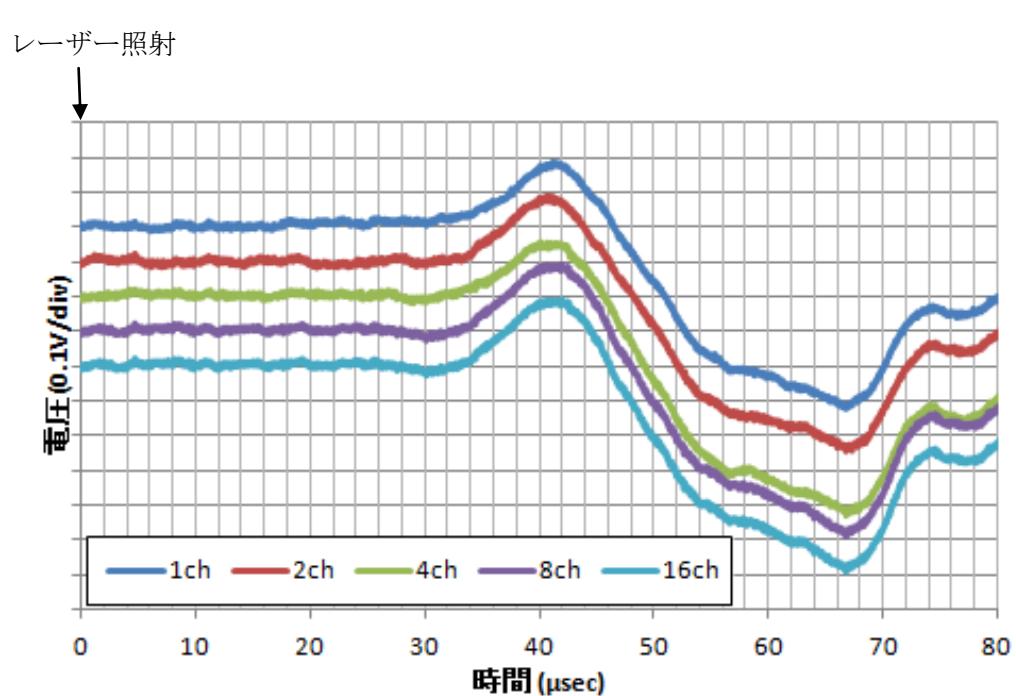
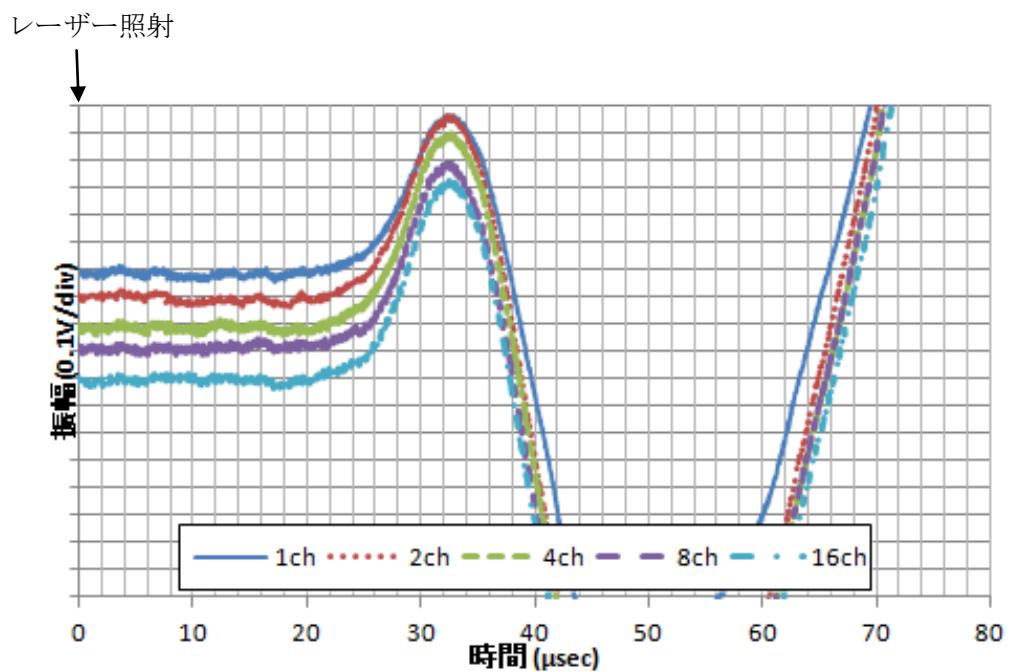


図 4.13 1回の照射で得られる信号波形と 20 回平均した信号波形

規格化されたノイズレベルは平均回数を増やすと $(1/n)$ の二乗根に従って減少していくとすると実験結果とよくあう. 図 4.13 にひび割れ深さ 25mm の供試体を照射したときの, 1回のショットで得られる信号波形と 20 ショットの信号波形を平均化したものと示す. 平均化により信号波形の振幅が小さくなつたが, ノイズの大きさも小さくなつておる, S/N 比は 1 ショットの信号波形では 12.6 であったものが 20 ショット平均することで 30.6 となつた.

次に分割するチャンネル数による違いを確認するため, 得られた 16 チャンネル分の信号データを結合し, 擬似的に 1,2,4,8,16 チャンネルのデータを作成した. 例えば 1 チャンネルであれば 16 チャンネル分全てのデータを足し合わせ 1 つのデータとして見なし, 2 チャンネルであれば 16 チャンネルを 8 チャンネルずつに分けそれぞれ足し合わせ 2 つのデータとする. 図 4.14-16 にそれぞれのひび割れ深さにおける, S/N 比の最大化を行いさらに 20 回平均した各チャンネル数での信号波形を示す. また, チャンネル数に対して S/N 比がどのように変化したかを図 4.17 に示す. 1 チャンネルでの S/N 比を基準として (S/N 比=1) 増加割合を示す. 使用するチャンネル数が増えると S/N 比も大きくなり, 最大で約 1.9 倍となつた. これは, 使用する検出器の 1 チャンネルあたりの面積と, 信号光のスペックルパターンの明部または暗部の面積が適切となるよう決定したこと, S/N 比が向上したことを示唆する.

図 4.18 にひび割れ深さ 25mm の供試体を照射したときの, 1回のショットで得られる信号波形と 20 ショットの信号波形を平均化したものと S/N 比最大化+20 ショット平均したものと示す. S/N 比最大化+20 ショット平均した場合の S/N 比は 56.2 となり, 20 ショット平均するのみの場合より高い値となつた.



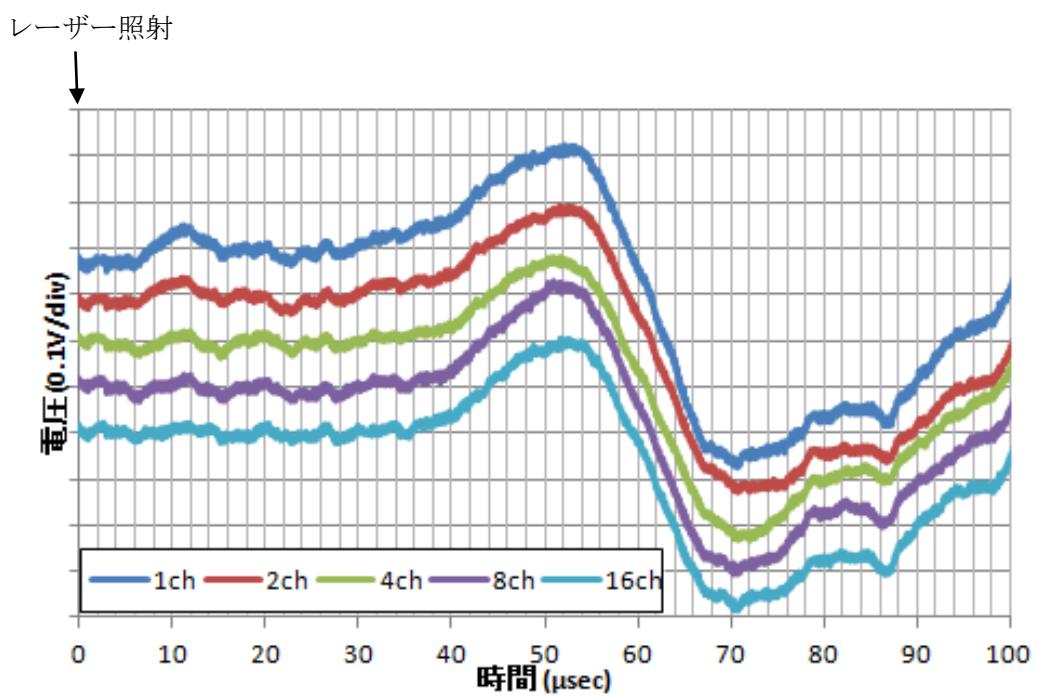


図 4.16 ひび割れ深さ 75mm の場合の各チャンネル数での信号波形

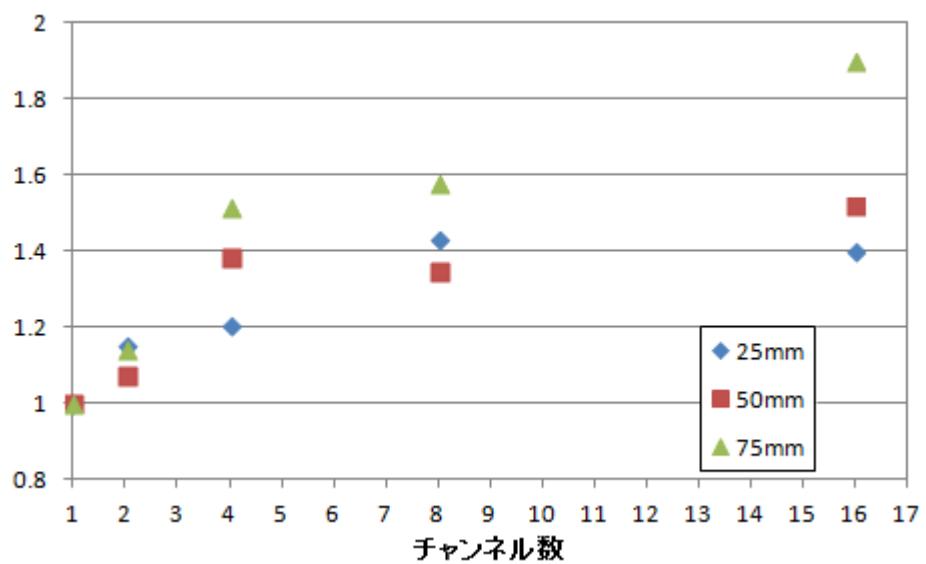


図 4.17 各ひび割れ深さにおける S/N 比のチャンネル数による増加割合

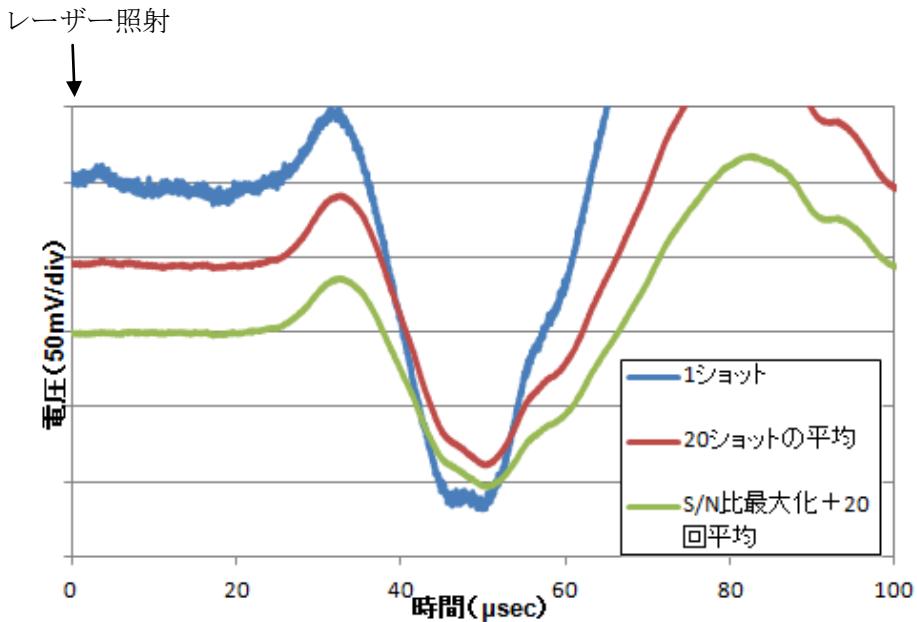


図 4.18 各条件における信号波形

#### 縦波の検出時刻によるひび割れ深さ評価

信号波形から得られた検出時刻を用いて、ひび割れ深さの評価を行った。図 4.19 に示す経路でパルスレーザーにより励起された縦波がひび割れまで到達し、ひび割れ先端を回折して検出される。衝撃点からひび割れまで、ひび割れから検出点までの距離をそれぞれ  $a$  とすると、ひび割れ深さ  $d$  は、ひび割れが無い場合から得られた縦波速度  $V_p$  と検出時刻  $t$  を用いて、式(4-1)のように表すことが出来る。

$$d = \sqrt{\left(\frac{V_p \times t}{2}\right)^2 - a^2} \quad (4-1)$$

ひび割れ無しの場合と同様にノイズレベルより大きくなる信号波形の立ち下がり時刻を検出時刻とし（図 4.11 中の矢印で示した時刻），これとひび割れ無しコンクリート供試体を照射した場合得られた縦波速度を用いた場合、式(4.1)より得られるひび割れ深さを図 4.20 に示す。また比較のため接触式の超音波測定器（東横エルメス、エルソニック）で得られた結果を図 4.21 に示す。縦軸を式(4-1)より得られたひび割れ深さ、横軸を実際のひび割れ深さとし、それぞれのチャンネル数での計測点と、破線で実際のひび割れ深さからの差異を示している。式(4-1)で用いた縦波速度は計測位置により異なるので、それによるばらつきをエラーバーで示す。チャンネル数が少ないと実際より深く評価する傾向にあり、チャンネル数が増えるに従い、実際のひび割れ深さとの差異は小さくなる。実際のひび割れ深さに対するずれを表 4.2 に示す。本実験でのコンクリートの状態では、信号光を 8 チャンネル以上に分割することで、精度の高い検出時刻を用いたひび割れ深さ評価が可能である。

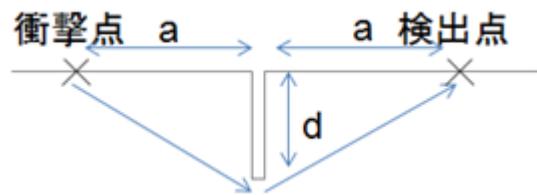


図 4.19 縦波の伝播経路

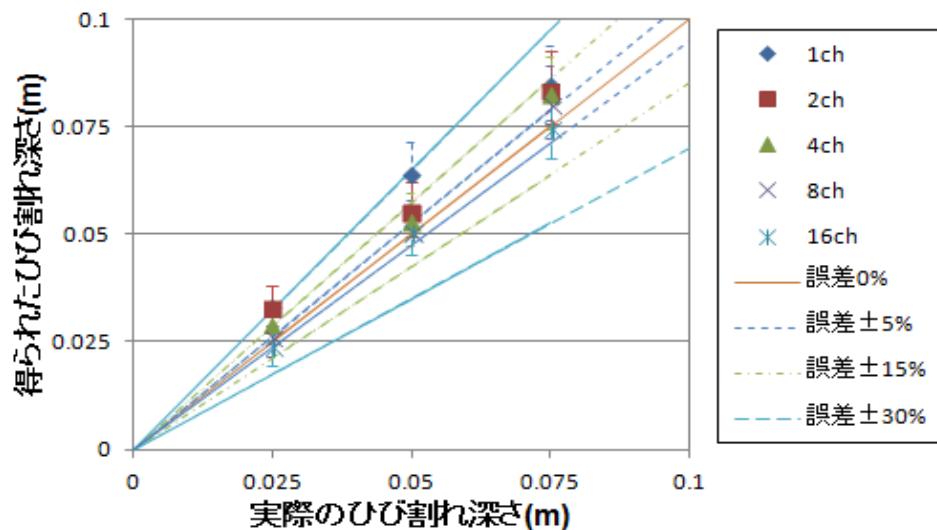


図 4.20 検出時刻から求めたひび割れ深さ

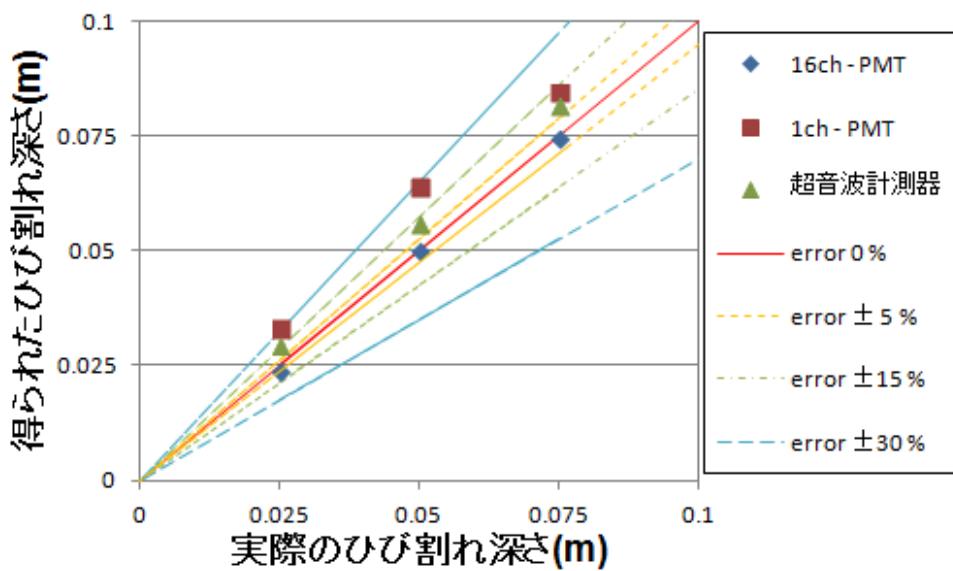


図 4.21 検出時刻から求めたひび割れ深さ

表 4.2 得られた結果の真値からのずれ(%)

ひび割れ深さ(m)	1ch	2ch	4ch	8ch	16ch	超音波
0.025	32.5	32.5	15.9	4.3	-4.2	18.2
0.05	28.2	10.5	5.7	1.0	1.0	11.9
0.075	12.7	11.2	9.7	6.7	-0.5	8.8

#### 4-4 まとめ

より確度の高い検査法を開発するため、信号対雑音比 (S/N 比) の向上を目的とした実験を行った。スペックル状の散乱パターンを持つ信号光に対して、光検出器を多チャンネル化し各チャンネルから得られた信号の取捨選択を行うことで、単チャンネルで検出する場合より S/N 比が大きくなるような組み合わせが存在することを示した。

実験から、多チャンネル光検出器を用いたフォトリフラクティブ型レーザー干渉計を用いることで S/N 比が向上し、コンクリート内部を伝播する縦波を検出することがわかつた。また、縦波の検出時刻からひび割れ深さを推定できることを確認した。単チャンネル検出で信号処理を行わない場合では 50%程度あった真値からのずれが、多チャンネル化により 5%程度まで向上したことを示した。また超音波探傷器の結果から、従来の接触型の計測器と比較しても遜色のない確度で測定が可能であることを示した。

## 参考文献

- [4.1] J.A.Cooper, R.J.dewhurst and S.B.Palmer, Phil.Trans.R.Soc.Lond.A, Vol.320, 319-328(1986)
- [4.2] 落合誠, 仏円隆, 三浦崇広, 黒田英彦, 空本誠喜, 兼本茂, 日本原子力学会誌, Vol.43, No.3, 91-97(2001)
- [4.3] 福地哲生, ポーンテープチワヴィブル, 緒方隆志, 超音波 TECHNO, 30-35(2005)7-8
- [4.4] R.S. Edwards, S. Dixon and X. Jian, Ultrasonics, Vol.44, 93-98( 2006)
- [4.5] P.A. Doyle and C.M. Scala, Ultrasonics, Vol.16, No.4, 164-170(1978)
- [4.6] D.GAggelis, T.shiotani, D.Polyzos, cement & Concrete Composites, Vol.31, 77-83(2009)
- [4.7] B. Masserey, E. Mazza, Ultrasonics, Vol.46, 195-204(2007)
- [4.8] 蔡ほか, 土木学会年次学術講演会 V-194(2009)
- [4.9] Chai,H.K., S.Momoki, Aggelis .D.G., T.Shiotani , ACI Materials, No.24, 2411-2418(2010)

## 第5章 傾きをもったコンクリート表面ひび割れの傾き角度評価

### 5-1 はじめに

実現場におけるコンクリート構造物に生じる表面ひび割れは、表面に対して垂直に生じやすいとは考えられるが、一般的には様々な方向に生じる。

表面に対して斜めに入ったひび割れは、進展することで剥離し落下する危険性があり、また傾きの有無や角度がひび割れ深さ計測の結果に影響を及ぼすことも考えられるため、ひび割れの傾いている方向や角度を測定し把握しておくことは重要である。

本章では、フォトリフレクティブ型レーザー干渉計を用いて、コンクリート表面に人工的に傾きをつけて刻んだひび割れの向きと角度を検出する実験を行った結果を報告する。

### 5-2 理論

#### 5-2-1 超音波と傾きをもったひび割れの相互作用

図 5.1 に示すような傾きをもったひび割れに対して、ひび割れが傾いている側に衝撃波励起レーザー、検出レーザーともに照射すると、傾いたひび割れで反射された反射波が検出される。伝播する波の種類と伝播経路が決まればひび割れの角度を推定することが出来る。最初に検出される反射波は、衝撃点 - ひびわれ - 検出点を結ぶ最短距離を伝播してきたものだと考えられるので、これよりひび割れの傾き角度は求められる。

ひび割れの傾きを  $\theta$ 、ひび割れから衝撃点までの距離を  $a_{imp}$ 、ひび割れから検出点までの距離を  $a_{det}$  とすると最短距離  $x$  は

$$x = \sqrt{(a_{det} - a_{imp})^2 + 4a_{det}a_{imp} \cos^2 \theta} = V \times t \quad (5-1)$$

と表される。この距離を超音波が速度  $V$  で伝播し時刻  $t$  に検出されたとすると、全てのパラメータを式 (5-1) に代入することでひび割れの傾き角度  $\theta$  を求めることが出来る。

### 5-3 実験

#### 5-3-1 実験配置図

用いた装置は第4章で使用したものと同じで、衝撃波励起用レーザーとして、炭酸ガスレーザー (ALLTECH ALLMARK 870) を2台用いた。エネルギーはそれぞれ約 3.4J と約 3.7J、パルス幅は 100ns のメインパルスに 2μs のテイル、波長 10.6μm、12mm × 9mm の矩形に集光されている。表面波検出用レーザーには、Nd:YVO レーザー (COHERENT, Verdi V6) 波

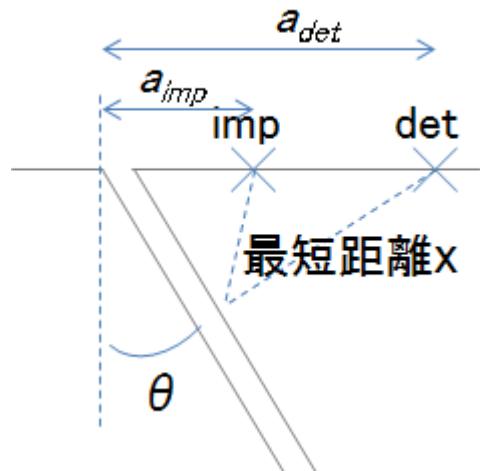


図 5.1 傾いたひび割れの概略図

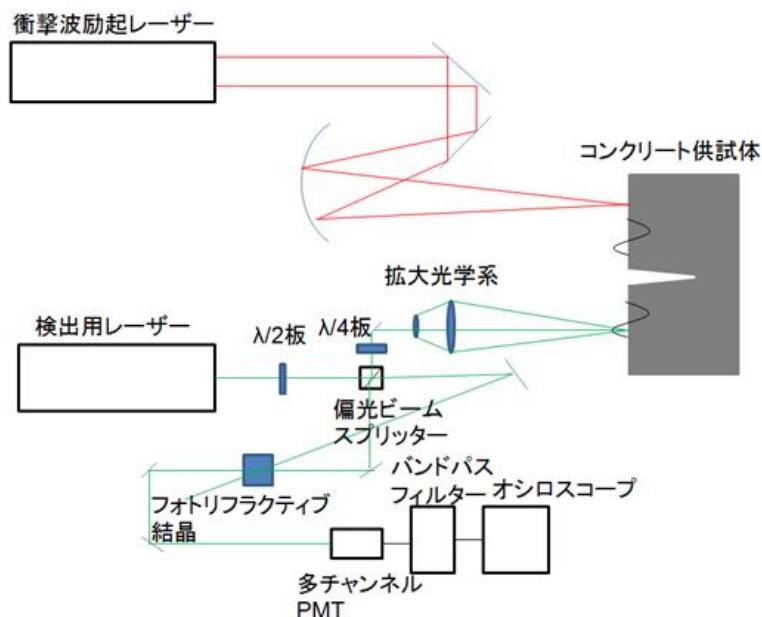


図 5.2 実験配置図

長 532nm を連続発振で用いた。出力は 0.7W である。レーザー干渉計装置には、フォトトリフラクティブ結晶を用いたホモダイン検出法を用い、検出器には多チャンネル光検出器（浜松フォトニクス H8500C）を用い、バンドパスフィルターを通して後オシロスコープで出力した。検査対象には、 $300 \times 300 \times 250\text{mm}$  で正面中央を上部から下部まで達する模擬ひび割れ（幅 1.2mm, 深さ 75mm）を有しそれらの傾きが  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  であるコンクリート供試体を用いた。図 5.2 に実験配置図を示す。

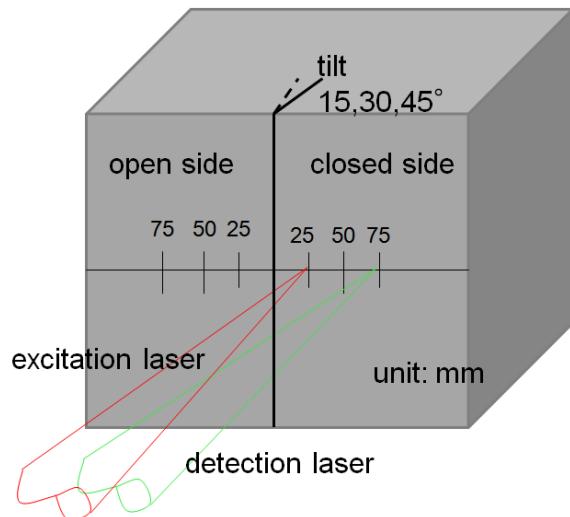


図 5.3 レーザーの照射配置

レーザーの照射配置を図 5.3 に示す。ひび割れが傾いた側を closed side, 反対側を open side と定義した。closed, open 両サイドにおいて、衝撃波励起レーザーをひび割れから 25mm の位置、検出レーザーをひび割れから 75mm の位置に照射した。

### 5-3-2 実験結果

図 5.4 にひび割れの傾き 45° のコンクリート供試体の両サイドを照射した場合に得られた信号波形を示す。両者の信号波形は異なることが確認でき、closed side を照射した場合○で示した時間に反射波が検出されていることが分かる。

図 5.5 に closed side を照射し、傾きを変えていった場合に得られた信号波形を示す。○で示した反射波の検出時刻はひび割れの傾きが小さくなるにつれて遅くなっていくことが確認できる。

### 5-3-3 考察

図 5.4 で検出された反射波が式 (5-1) で表される最短距離を伝播してきたとすると、波の伝播速度は約 2470m/s であり、これは横波の速さとほぼ一致する。図 5.5 で検出された他の角度の反射波でもほぼ同様の値となるため、この装置と照射条件で最短距離を横波の速度で伝播してきた反射波を検出することが可能であると言える。

よって式 (5-1) の超音波の伝播速度に横波の速度を、既知のものである  $a_{imp}$ ,  $a_{det}$  をそれぞれ代入し、実験より得られた検出時刻  $t$  を用いて、傾いたひび割れの角度  $\theta$  を評価することが出来る。図 5.6 に検出時刻と傾きの関係を示す。計算値は式 (5-1) を表している。

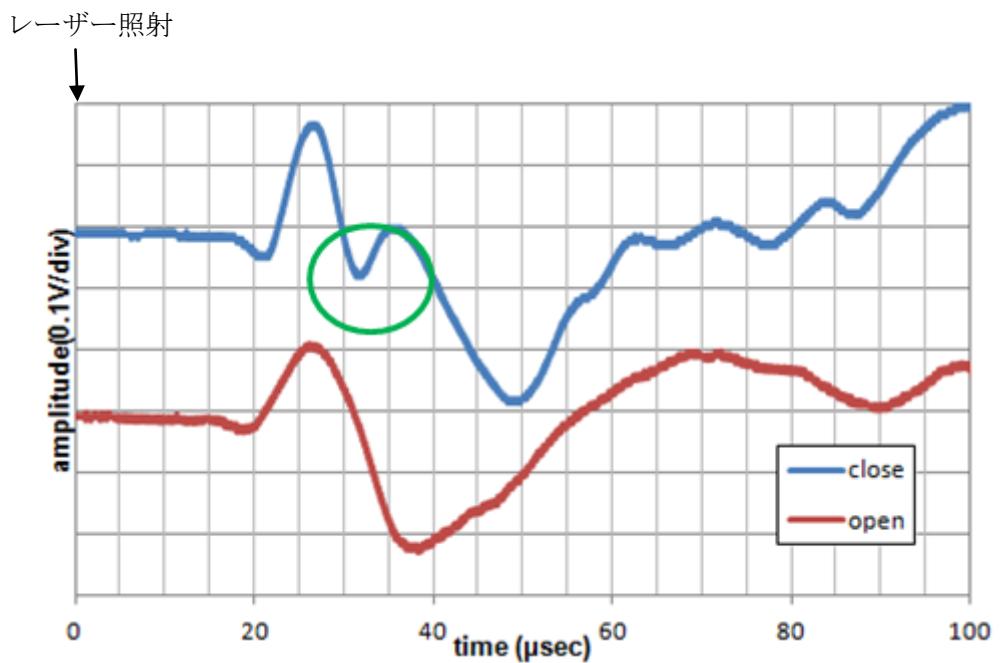


図 5.4 両サイドを照射した場合の信号波形. 図中の○は反射波の検出を示す.

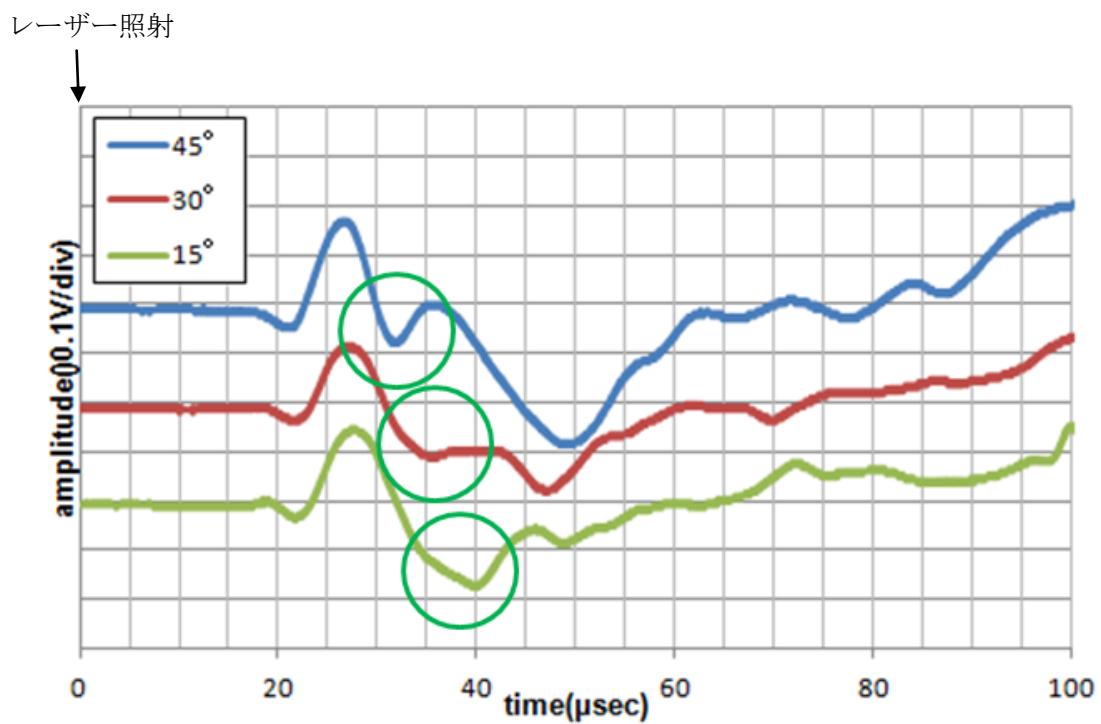


図 5.5 closed side を照射しひび割れの傾き角度を変えた場合の信号波形.

図中の○はそれぞれの傾きにおける反射波の検出を示す.

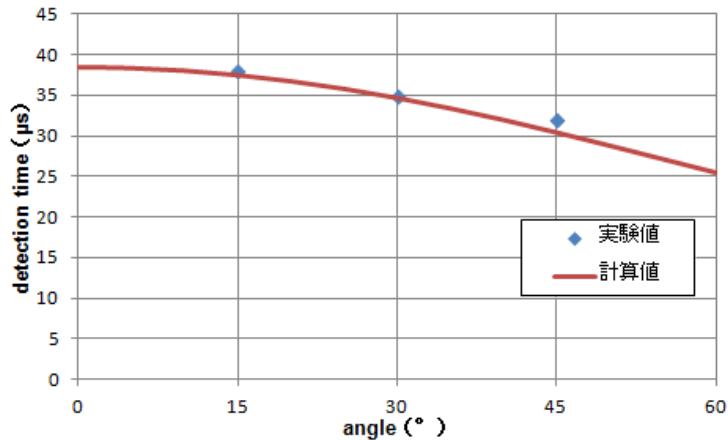


図 5.6 検出時刻と傾きの関係

#### 5-4 まとめ

フォトリフラクティブ型レーザー干渉計を用いて、コンクリート表面に人工的に傾きをつけて刻んだひび割れの向きと角度を検出する実験を行った。

衝撃波励起レーザーと検出レーザーをひび割れに対して同じ側を照射することで、ひび割れがどちらに傾いているのかを知ることが出来ることを示した。ひび割れが傾いている側を照射すると、ひび割れからの反射波を検出することが出来る。

衝撃点 - ひびわれ - 検出点を結ぶ最短距離を伝播してきた横波速度で伝播する反射波をとらえていることを示し、反射波の検出時刻を用いることで傾いたひび割れの角度を求め出来る事を示した。横波の速度を  $V_s$ 、検出時刻を  $t$ 、ひび割れから衝撃点までの距離を  $a_{imp}$ 、ひびわれから検出点までの距離を  $a_{det}$  とするとひび割れの角度  $\theta$  は

$$\theta = \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{(V_s t)^2 - (a_{det} - a_{imp})^2}{4 a_{det} a_{imp}}} \right) \quad (5-2)$$

と表される。

## 第6章 レーザー差動干渉法を用いた環境振動由来の背景雑音成分の低減手法

### 6-1 はじめに

本章では、地面の揺れや騒音などの環境振動の影響下にある状態で計測を行うための手法について述べる。

トンネルや橋梁等に代表されるコンクリート構造物を対象にレーザーによる検査を行う場合、検査対象の存在する系と干渉計測を行う系は互いに独立していることが多いと想定される。高架橋のように載荷の移動や風の影響を受け環境振動条件下にある構造物を検査しようとした場合、検査対象と干渉計が相対的に静止していないため、これらの環境振動を検出してしまい、背景雑音成分増加の一因となる。

さらに、検査対象面が環境振動などの影響を受け不規則に振動し、変位が動作波長を大きく上回ると、許容される位相ずれ内に收めることができないため、信号光と参照光間の位相差は検査対象が受ける振動の総変位量と振動数に応じて変化するため、干渉縞は明滅を繰り返し不安定になる。

干渉縞の明滅の周波数が、検出したい衝撃波の周波数より十分低ければ、効率は下がるもののが検出は可能である。しかし、検査対象が受ける環境振動による明滅の周波数と検出したいたい衝撃波の周波数が近しい場合、二つの振動を区別することは非常に困難である。

そこで検査対象が受ける環境振動により引き起こされる干渉縞の明滅の周波数を低くするため、従来一本のみ検査対象面に照射していたプローブ光を二本照射し、反射した光をそれぞれ信号光、参照光とするレーザー差動干渉法<sup>3</sup>を用いることにより環境振動を補償する方法を考案した。二つのビームを照射する差動干渉法は以前より提案されており、プラズマ密度の測定[6.1]、熱膨張の測定[6.2]、微小変位の測定[6.3]などに用いられてきた。しかし、これらは本提案と異なり環境振動の補償を主眼とした研究ではない。

本手法を用いることにより、信号光と参照光はともに検査対象面の不規則な振動の影響を受けるため、従来手法を用いた場合と比べ、信号光と参照光間の位相のずれを小さくすることが可能であると考えられる。

レーザー差動干渉法を用いて、模擬的な環境振動を与えた鋼板接着コンクリート供試体の内部欠陥を検出する実験を行った結果を報告する。

### 6-2 理論

#### 6-2-1 レーザー干渉計による振動計測

レーザー干渉を用いた振動計測において、検査対象の振幅がレーザーの動作波長より十分大きくなる場合、実際より高い周波数の振動として検出されてしまうことがある。これは、二つの光を干渉させたとき干渉光強度が二光の位相差により強めあう、または弱めあ

う条件を満たすため、本来の振動の周波数とは異なる周波数で明滅を繰り返すことに起因している。

信号光、参照光の電界は次式のように表される。

$$E_{sig}(x, t) = E_1 \exp \{i(\omega t - kx_{sig} + \phi_{sig})\} \quad (6-1)$$

$$E_{ref}(x, t) = E_2 \exp \{i(\omega t - kx_{ref} + \phi_{ref})\} \quad (6-2)$$

$E_1, E_2$ ：信号光、参照光の振幅

$k$ ：信号光、参照光の波数

$\omega$ ：角周波数

$\phi_{sig}, \phi_{ref}$ ：信号光、参照光の初期位相

簡単のため、一次元方向についてのみ考えるものとする。このときある位置における干渉光強度は次のように表される。

$$I(x) = |E_{sig} + E_{ref}|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2E_1 E_2 \cos \{k(x_{ref} - x_{sig}) + (\phi_{sig} - \phi_{ref})\} \quad (6-3)$$

検査対象面が静止しているとき、干渉強度は時間に依らず一定であることがいえ、光検出器などでは、直流成分として検出される。

検査対象面が光の入射方向に対して振動している場合、信号光が検査対象面に照射され反射し検出されるまでの光路長  $x_{sig}$  が振動に応じて時間的に変化する。

$$x_{sig}(t) = u \sin(2\pi ft + \phi) \quad (6-4)$$

$u$ ：振動の振幅、 $f$ ：振動の周波数、

$\phi$ ：振動の初期位相

とし、式(6-3)における参照光の光路長  $x_{ref}$ 、各初期位相  $\phi_{sig}, \phi_{ref}$  のそれぞれが時間変化しないと考えた場合、干渉項とよばれる右辺第3項は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} 2E_1 E_2 \cos \{k(x_{ref} - x_{sig}) + (\phi_{sig} - \phi_{ref})\} &= 2E_1 E_2 \cos \{kx_{ref} + \phi_{sig} - \phi_{ref} - kx_{sig}\} \\ &= 2E_1 E_2 \{\cos(kx_{ref} + \phi_{sig} - \phi_{ref}) \cos(kx_{sig}) + \sin(kx_{ref} + \phi_{sig} - \phi_{ref}) \sin(kx_{sig})\} \\ &\equiv A \cos(kx_{sig}) + B \sin(kx_{sig}) = A \cos\{ku \sin(2\pi ft + \phi)\} + B \sin\{ku \sin(2\pi ft + \phi)\} \\ A &\equiv 2E_1 E_2 \{\cos(kx_{ref} + \phi_{sig} - \phi_{ref})\}, B \equiv 2E_1 E_2 \{\sin(kx_{ref} + \phi_{sig} - \phi_{ref})\} \end{aligned} \quad (6-5)$$

$A, B$  はともに定数であるため、光検出器からの出力は検査対象面の振動に由来する項で決定される。

式(6-5)は第一種ベッセル関数を用いた級数展開が可能であり、それぞれ次式で表される。

$$\cos\{ku \sin(2\pi ft + \phi)\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(ku) \cos(2\pi fnt + \phi) \quad (6-6)$$

$$\sin\{ku \sin(2\pi ft + \phi)\} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(ku) \sin(2\pi fmt + \phi) \quad (6-7)$$

波数と振幅の積の値によって決まるベッセル関数を振幅とした振動の重ね合わせを考えることができ、検査対象面の振動の周波数の整数倍の振動も検出されうることが分かる。

振幅の大きな環境振動条件下でレーザーを用いた干渉による微小振動計測を行おうとす

ると、上式に従い高調波成分まで検出される場合があるため背景雑音成分の増加となり、検査に必要な振動の検出が困難である。

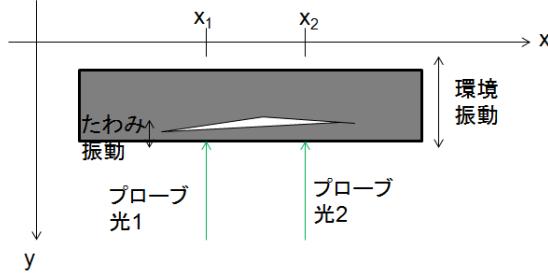


図 6-1 レーザー差動干渉法の照射配置

### 6-2-2 レーザー差動干渉法

レーザー差動干渉法では、信号光と参照光とともに検査対象面からの散乱光を用いることによって、高調波成分の原因となる環境振動の振幅の影響を低減することができる。

図 6-1 に示すように、コンクリート供試体全体に環境振動を与え、さらに内部欠陥を有する領域に衝撃を与える場合を考える。簡単のため検査面を一次元とし、2つのプローブ光の照射位置をそれぞれ  $x_1, x_2$  とした。たわみ振動、環境振動とともに正弦波で表されると仮定したとき、検出点における面外方向の変位はそれぞれ次式で表される。

$$y_1(x, t) = M_{plate}(x_1)A_{plate} \sin(2\pi f_{plate}t) + M_{env}(x_1)A_{env} \sin(2\pi f_{env}t) \quad (6-8)$$

$$y_2(x, t) = M_{plate}(x_2)A_{plate} \sin(2\pi f_{plate}t) + M_{env}(x_2)A_{env} \sin(2\pi f_{env}t) \quad (6-9)$$

添え字の *plate, env* はそれぞれたわみ振動、環境振動を表すものとし、 $M(x)$  は固有モード、 $A$  は振幅、 $f$  は周波数を示す。

それぞれのプローブ光より得られた信号光を干渉させ得られる干渉信号の交流成分  $I_{ac}$  は次式で表される。

$$\begin{aligned} I_{ac}(x, t) &= \cos\left\{\frac{-4\pi}{\lambda}(y_1(x, t) - y_2(x, t))\right\} \\ &= \cos\left[-\frac{4\pi}{\lambda}\{(M_{plate}(x_1) - M_{plate}(x_2))A_{plate} \sin(2\pi f_{plate}t) + (M_{env}(x_1) - M_{env}(x_2))A_{env} \sin(2\pi f_{env}t)\}\right] \\ &\equiv \cos(a_{plate} \sin\omega_{plate}t + a_{env} \sin\omega_{env}t) \\ &\quad \left( a \equiv -\frac{4\pi}{\lambda}(M(x_1) - M(x_2))A, \omega = 2\pi f \right) \end{aligned} \quad (6-10)$$

環境振動の振幅  $A_{env}$  が各点における固有モードの差によって低減されることが分かる。

また、式 (6-10) は第一種ベッセル関数を用いた級数展開が可能であり、次式で表される。[6.4]

$$\cos(a_{plate} \sin\omega_{plate}t + a_{env} \sin\omega_{env}t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_m(a_{plate}) J_n(a_{env}) \cos(m\omega_{plate}t + n\omega_{env}t) \quad (6-11)$$

式 (6-11) より環境振動下における干渉計測では、検出されるたわみ振動の周波数は本来の周

波数を中心として,環境振動の周波数×n 分両側に変調された周波数が検出されることがわかる.

### 6-3 実験

#### 6-3-1 実験配置

図 6-2 に示す差動干渉法によるレーザー干渉計を用いて, 振幅の大きい環境振動下における, 構造物中の空洞の検出実験を行った.

レーザー干渉計は CW プローブレーザー(COHERENT, Verdi V6, 波長 532nm, 出力 0.7W), 光学素子 (誘電多層膜ミラー, 1/2 波長板(HWP), 1/4 波長板(QWP), 偏光ビームスプリッタ(PBS), ハーフミラー(HM), 空間フィルター(SF), 光検出器(Photo detector) からなる.

プローブ光 1 は偏光ビームスプリッターパーツ PBS1 で分割された光が用いられ, 検査対象に照射される. 反射された光は信号光 1 として, ビームスプリッターパーツ BS に反射された後, 光検出器に到達する. プローブ光 2 は偏光ビームスプリッターパーツ PBS1,2 を透過した光が用いられ, 検査対象に照射される. 反射された光は信号光 2 として, ビームスプリッターパーツ BS を透過した後, 光検出器に到達する. ビームスプリッターパーツ BS の後で両信号光は干渉し, レーザー差

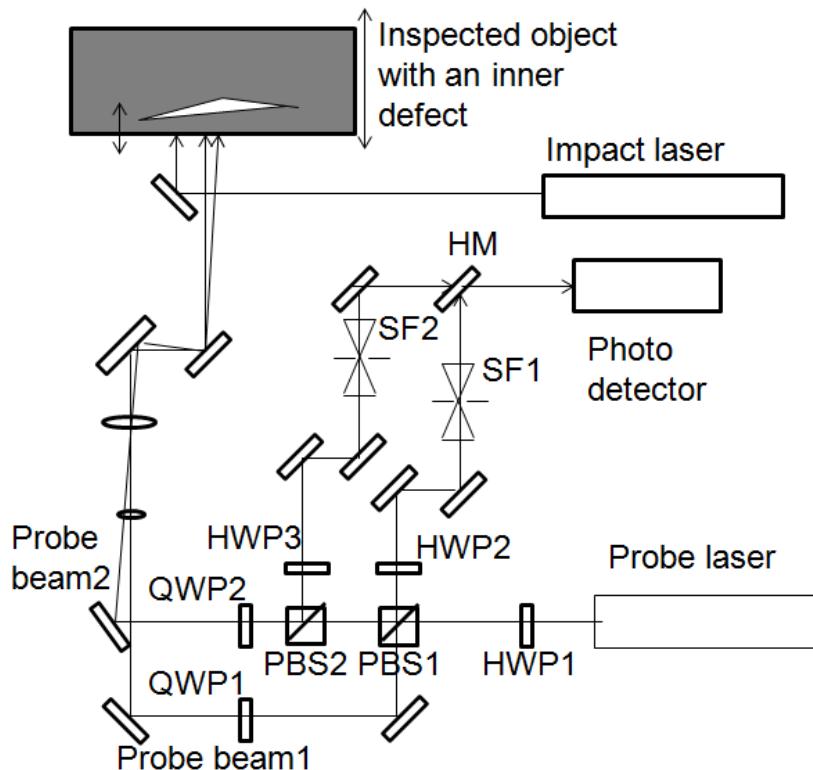


図 6-2 差動干渉法による実験配置図

動干渉法による干渉縞を生成する。

検査対象は鋼板接着床版コンクリートで、縦横 500mm 深さ 45mm の位置に縦 200mm、横 200mm、厚さ 50mm の空洞が人工的に配されている。レーザー干渉計と検査対象の間の距離は約 8m である。

はじめに検査対象に環境振動として、正弦波様の振動を与えた際に得られる干渉信号を確認するための実験を行った。検査対象を振幅約 2.5mm、周波数約 2Hz で加振し、差動干渉法による干渉信号と、従来手法による干渉信号の違いを確認した。

粗面からの反射の影響を取り除くため、コンクリート表面に固定したコーナーキューブからの反射光を信号光として用いた。次に環境振動下において空洞を検出するための振動計測が可能かを確認するための実験を行った。パルスインパクトレーザーには炭酸ガスレーザー(ALLTECH ALLMARK 870, 波長  $10.6\mu\text{m}$ , パルス幅  $100\text{ns}+2\mu\text{s}$  tail, エネルギー約 4J)を用いて、検査対象面に衝撃を与え、それにより励起された空洞とコンクリート表面間のたわみ振動を、差動型レーザー干渉計を用いて計測した。図 6-3 に実験に用いた模擬剥離を配した鋼板接着床版コンクリート供試体の概略と各レーザーの照射配置を示す。インパクトレーザーは供試体中心に照射され、二つのプローブ光はそれぞれインパクトレーザー照射位置の両側に 25mm 離れた位置に照射された。供試体上端中央に荷重が加えられ、模擬環境振動を生じる。

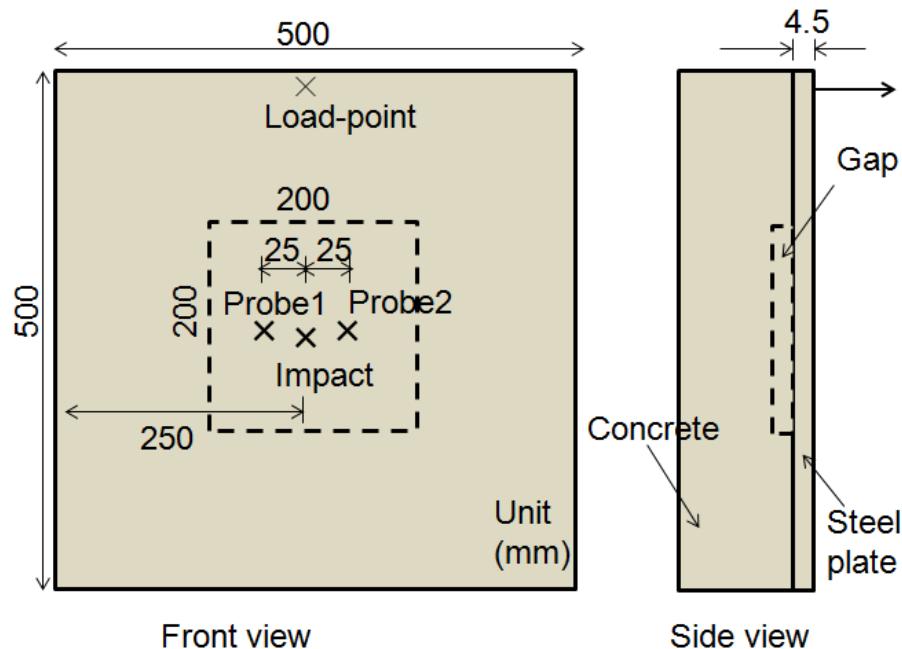


図 6-3 鋼板接着床版コンクリート供試体の概略と各レーザーの照射配置

### 6-3-2 環境振動による位相変化

コーナーキューブからの反射光を信号光として用いて、環境振動を模擬した正弦波様の振動を計測した。得られた信号波形と、それぞれの信号波形を 20 ミリ秒毎に区切って高速フーリエ変換(FFT)を行った結果を図 6-4 に示す。従来手法による干渉計から得られた信号波形とその周波数スペクトル(図 6-4 (a), (b))は、与えられた振動の振幅が波長よりも大きいのでそれに伴う位相の変化量(Phase Change Rate:PCR)が大きくなり、干渉信号の明暗の繰り返し数が大きくなるため、与えられた振動の本来の周波数 2Hz よりもはるかに大きな周波数(~数十 kHz)をもち、またそれらが時間により異なることを示している。これは、環境振動の腹の部分のように振動の速度が速いと PCR が大きくなるため高い周波数を示し、節の

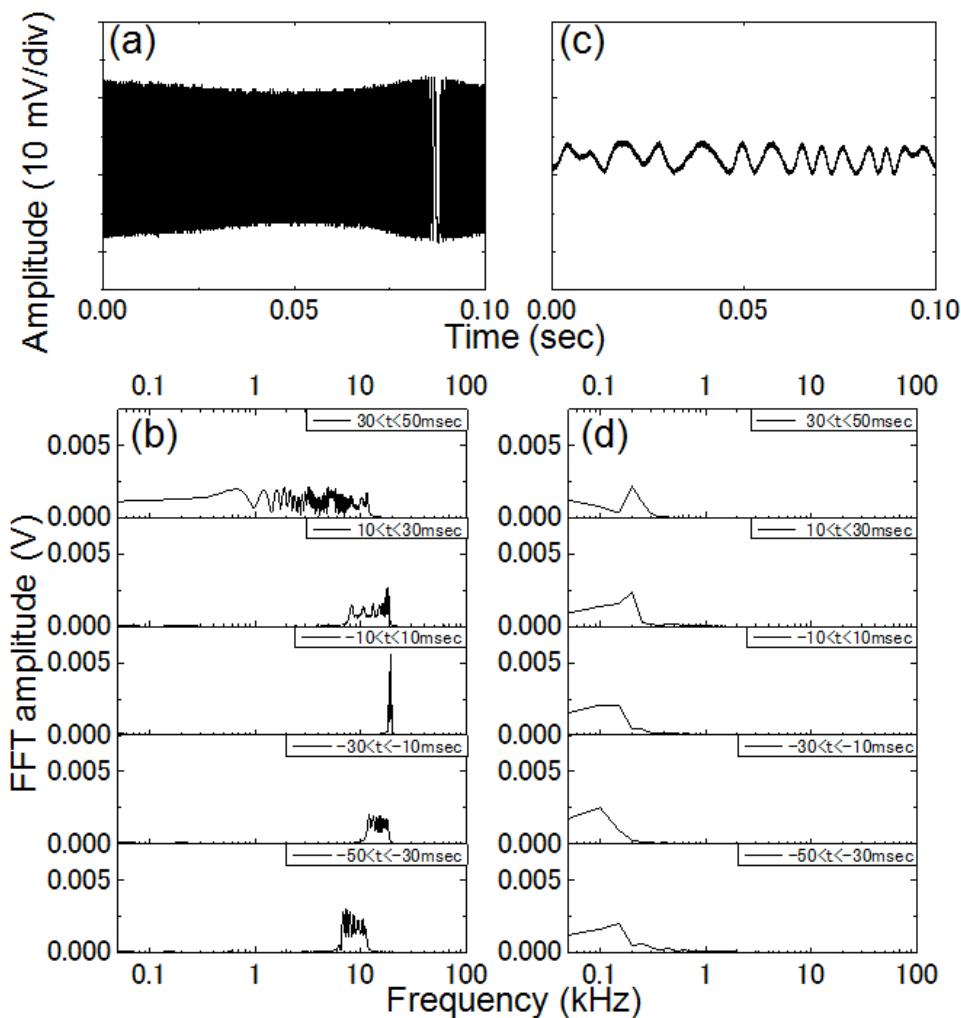


図 6-4 環境振動を計測したとき得られた干渉信号。 (a) 従来手法で得られた信号波形 (b) (a) の振幅スペクトル (c) レーザー差動干渉法で得られた信号波形 (d) (c) の振幅スペクトル

部分のように振動の速度が遅いと PCR が小さくなるので周波数は低くなるためと考えられる。よって、節の部分を含む時間を除き、周波数成分は高周波側に存在することがわかる。一方、レーザー差動干渉計から得られた信号波形とその周波数スペクトル(図 6-4(c), (d))は、あきらかに従来型のものより低い周波数(1kHz 以下)を示している。これは、従来型の干渉計では参照光は干渉計内で静止しているミラーからの反射光が用いられるのに対して、レーザー差動干渉法では信号光と同様の正弦波様の環境振動を受けている参照光を用いるため、信号光と参照光間の相対的な位相のずれが従来手法と比べて小さくなるためである。よって、レーザー差動型干渉法を用いると、環境振動がレーザー干渉計の動作波長を超える振幅で振動している場合、位相のずれが原因で生じる背景雑音の高周波成分を低減することが可能であり、特に実証機において重要となるたわみ振動の計測に必要な周波数領域である 500Hz から 15kHz までの成分を顕著に低下させることができ、全ての周波数成分が 500Hz 未満の領域に存在することを確認した。

### 6-3-3 コンクリート粗面によるスペックルの影響

コンクリートのように検査対象の表面が粗面である場合、入射した光はスペックル状に散乱する。そこに振動が加わると、レーザー光の照射位置が振動に応じて異なるため、スペックルパターンも変化する。プローブ光 1 本のみを正弦波様の振動を与えたコンクリー

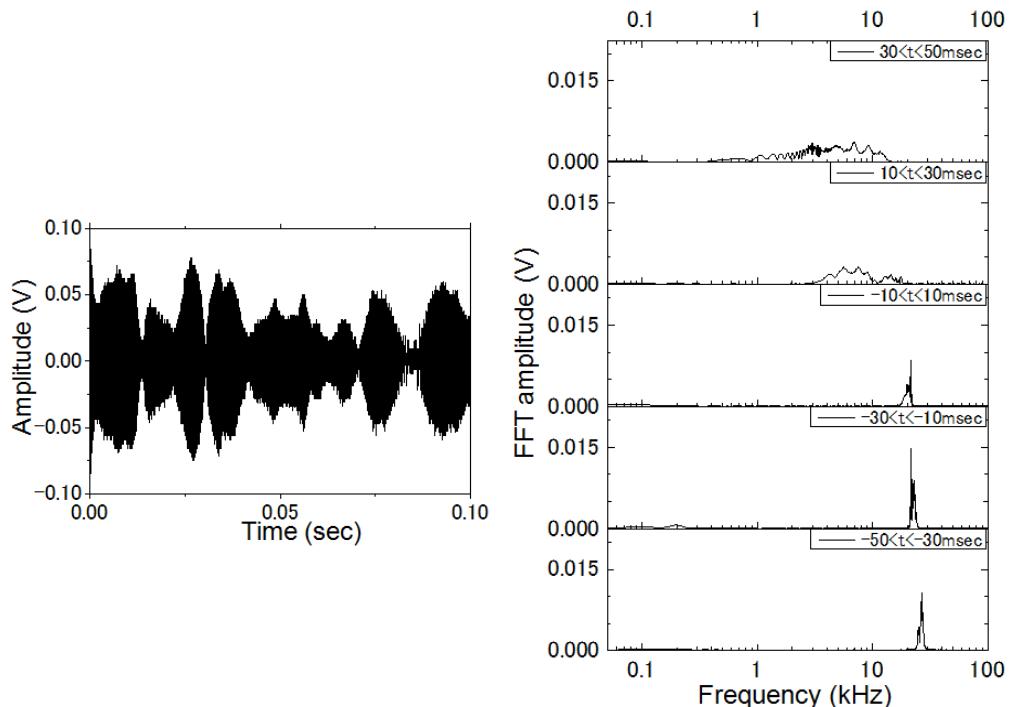


図 6-5 コンクリート供試体表面からの散乱光を計測した結果 (左) 信号波形  
(右) 信号波形を 20 ミリ秒毎に区切った場合の振幅スペクトル

トの表面に照射し、散乱された光を検出し得られた信号を図 6-5 に示す。この信号は参照光と干渉させていないため、スペックルの明暗をそのまま反映しており、また環境振動による位相変化は反映されていない。スペックルの明暗による信号（スペックルノイズ）を 20 ミリ秒毎に区切って FFT を行った結果、環境振動の場合と同様に、振動の速度に応じて変化する様子が確認され、振動の腹の部分のように速度が速いところでは高くなり、節のように遅いところでは低くなる。

環境振動下にあるコンクリート構造物に対する干渉計測の適用を考えた場合、これら環境振動による信号とスペックルノイズと、欠陥の有無を示すたわみ振動からの信号が区別できなければならない。

#### 6-3-4 環境振動下での振動計測実験

はじめに環境振動を与えない状態でコンクリート供試体の欠陥部を有する領域にパルスインパクトレーザーを照射し、図 6-2 に示されるレーザー差動干渉法の実験配置を用いてたわみ振動の計測を行った。得られた信号波形とそれを高速フーリエ変換（FFT）して得られた振幅スペクトルを図 6-6 に示す。3~4kHz の卓越した周波数で主に振動するたわみ振動

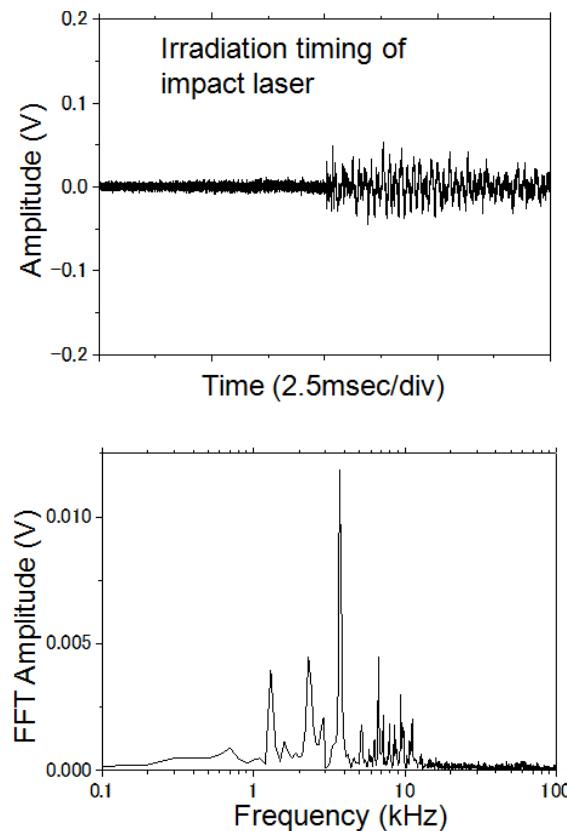


図 6-6 環境振動なしの時に得られた信号波形とその振幅スペクトル

が検出された。次に、環境振動として正弦波様の振動を与えたコンクリート供試体にパルスインパクトレーザーを照射し、従来手法とレーザー差動干渉法による干渉計測を行った。得られた信号波形を図 6-7 に示す。レーザー照射後( $0 < t$ )の領域では、環境振動による高周波成分、スペックルノイズが存在する状態に加えて、本研究で検出したいたわみ振動からの信号の 3 つが計測される。たわみ振動の信号は、変調され検出される。従来手法による信号波形(図 6-7 (a))では環境振動による位相変化、スペックルノイズとともに高周波成分が主であり、変調されたたわみ振動の信号も環境振動による位相変化の周波数に近いものとなるので、信号波形からの区別が困難である。

一方、レーザー差動干渉法による信号波形(図 6-7 (c))では、環境振動による位相変化が低周波成分、スペックルノイズが高周波成分を主としており、そのため変調されたたわみ振動の信号の周波数成分は低周波側に生じる。低周波側の変調された様子は信号波形からも確認できる。

再現性の確認のためレーザー差動干渉法による実験を複数回行い、それらの結果を図 6-8 に示した。

検出時における環境振動の位相が異なるためスペックルノイズの周波数がそれぞれの実

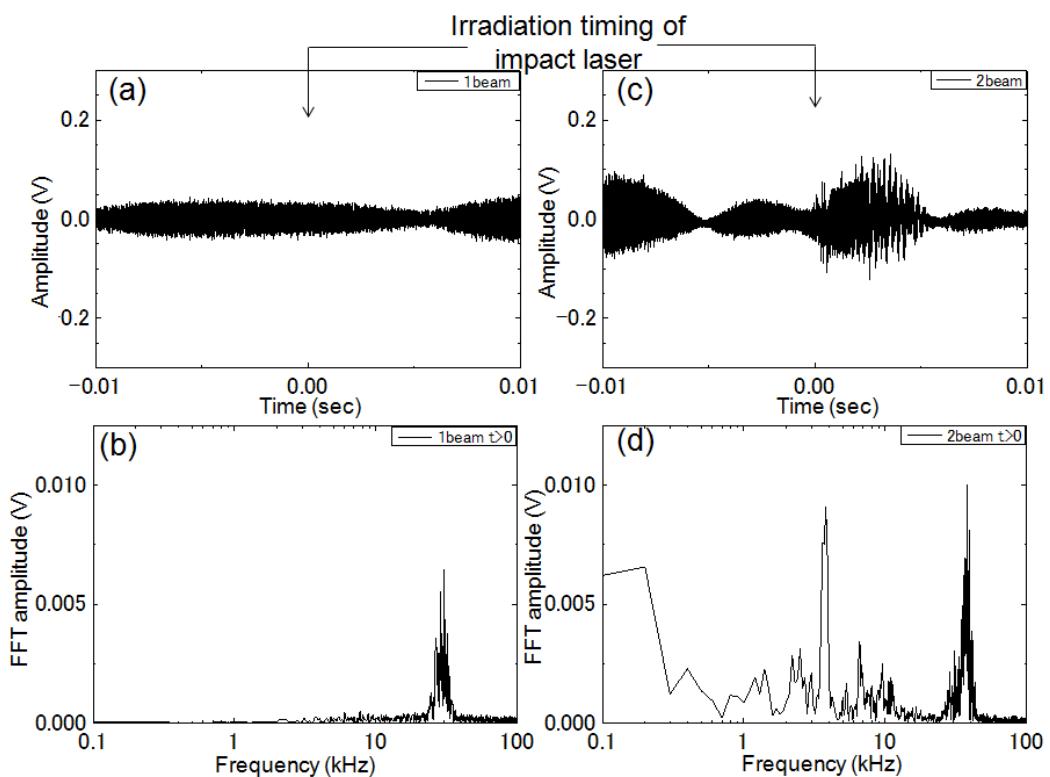


図 6-7 環境振動条件下で得られた信号波形と振幅スペクトル。 (a) 従来手法により得られた信号波形。 (b)  $t > 0$  における (a) の振幅スペクトル。 (c) レーザー差動干渉法により得られた信号波形。 (d)  $t > 0$  における (c) の振幅スペクトル

験において異なるが、いずれの場合も変調されたたわみ振動を検出することが出来ている。位相のずれやスペックルの明暗は、検査対象が静止している場合ともに起こらないことから、それぞれから得られる信号の周波数成分は検査対象の振動する速度に比例すると考えられる。検査対象の振動の速度は、振幅や振動の周波数に依存するので、振幅が動作波長に比べて十分に小さい場合や、振動の周波数が低い場合は従来手法、レーザー差動干渉法のどちらでもたわみ振動からの信号は検出できる。この条件を満たさない場合では、従来手法では検出したい信号は高周波側で変調されるためその区別が難しく、明確な検出は困難である。

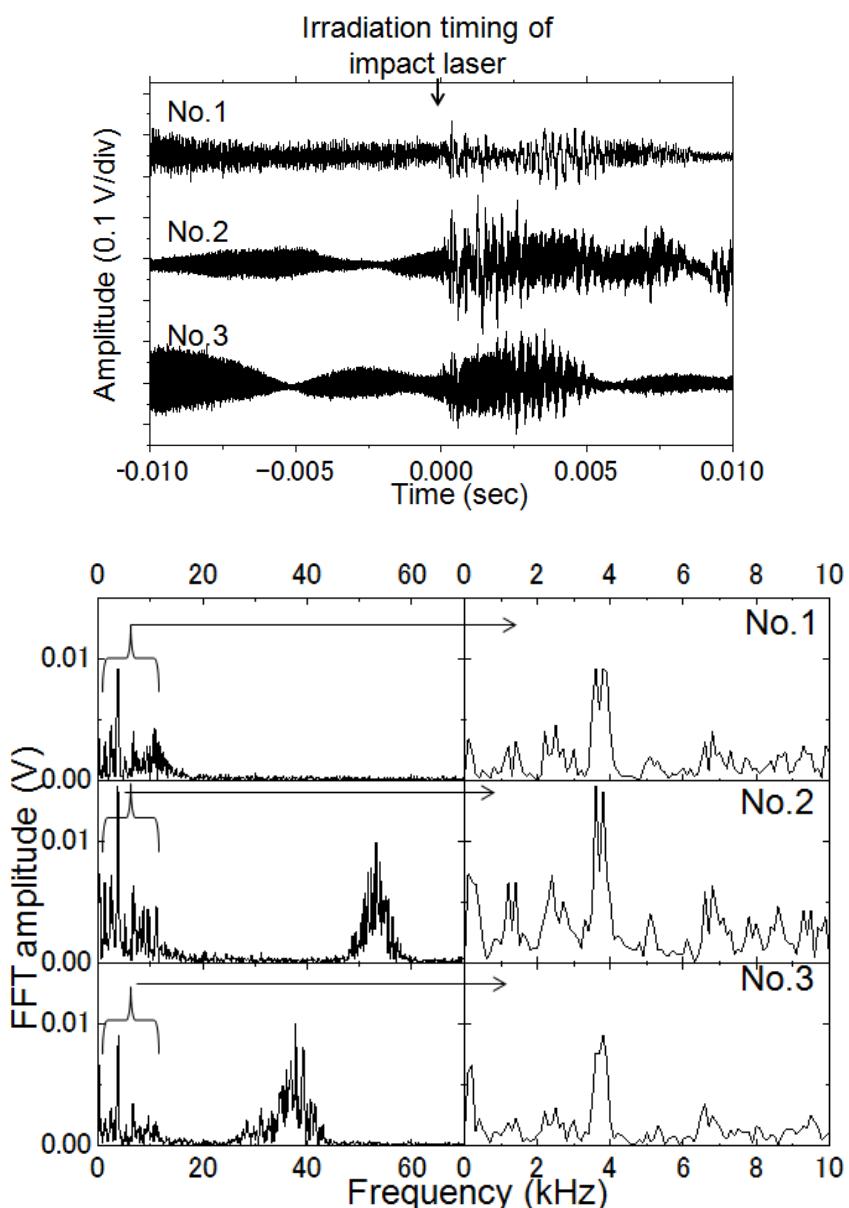


図 6-8 異なる照射タイミングから得られた信号波形とそれぞれの振幅スペクトル  
右は 0 から 10kHz の拡大図

る。レーザー差動干渉法では、環境振動による高周波成分を低減できるので、スペックルノイズの周波数成分が検出したい信号の周波数成分と区別できる程度離れている場合、検出が可能である。振動の変位のピークなどの速度がゼロに近い時間領域で計測を行うと、スペックル側の周波数成分が低くなり、検出したい信号と明確に区別できず、検出が行えない可能性がある。

#### 6-4 まとめ

コンクリート構造物全体が揺れるような環境振動下において、構造物内部欠陥に起因するたわみ振動の検出を行うため、レーザー差動干渉計を用いた実験を行った。従来のレーザー干渉法では、環境振動の振幅がレーザーの波長より大きくなると干渉光の位相変化が大きくなるため、環境振動本来の周波数の高調波として検出されることが分かっており、内部欠陥の存在を示すたわみ振動はこの高調波で変調されて検出されるため、たわみ振動そのものを弁別することが困難であった。レーザー差動干渉法を用いることにより、環境振動による位相変化の周波数は低減され、たわみ振動の信号の周波数より低くすることが可能であることを示し、複数の成分からなる検出された信号のうち、たわみ振動による成分を弁別出来ることを示した。本研究においては、従来手法では 30kHz 程度の値を示していた環境振動による位相変化の周波数を 500Hz 以下まで低減することができ、0.5~15kHz までの周波数領域にピークを持つたわみ振動を検出することが出来た。

#### 参考文献

- [6.1] W. X. Ding, D. L. Brower, B. H. Deng and T. Yates: Rev. Sci. Instrum. 77 (2006)10F105
- [6.2] K. Masuda, D. Erskine, and O. L. Anderson: American Mineralogist 85(2000)279
- [6.3] C.-K. Lee and T.-W. Wu: AIAA JOURNAL 33 (1995)1675
- [6.4] 森屋倣昌, 関和雄: 高周波計測 (東京電機大学出版局, 1998) p.43. など

## 第7章 結論

本研究では、遠隔・非接触を実現し、従来の接触型の計測機器と同等の確度を有するレーザーによるコンクリート表面ひび割れの検査法の開発に関する研究を行った。

本章では以下に実証した成果と今後の課題を各章ごとにまとめ、本論文の結論とする。

第1章では、本研究の背景である現在用いられているコンクリート構造物の劣化に対する検査手法とその適用条件をまとめ、遠隔・非接触検査技術の必要性を述べた。さらに、遠隔・非接触検査技術として期待されるレーザー超音波法の現状について述べた。最後に、本研究の目的が、従来のレーザー超音波法が持つ課題を改善し、信頼性のあるコンクリート構造物に対する遠隔・非接触の検査手法の開発であることを述べた。

第2章では、本研究の要となるフォトリフラクティブ効果のモデルと2光波混合について述べ、またBSO結晶の光学的特性を確認するための実験を行い、高感度での検出を行うために最適な条件を明らかにした。実験結果ではそれぞれ、結晶に入射する信号光と参照光の2ビーム間の角度が信号光の増幅率に与える影響、結晶内に屈折率格子が形成される立ち上がり時間、結晶に入射する2ビーム間の角度と印加電界の大きさが振動に対する検出感度に与える影響を示した。

BSO結晶内に形成された屈折率格子によって回折された参照光による信号光の増幅率と信号光と参照光の2ビーム間の角度には相関が見られ、増幅率がピークになる角度が存在することを示した。

BSO結晶内に屈折率格子が形成されるのに必要とする時間は、結晶に電界を印加しない場合約17ミリ秒、電界を印加した場合は約30ミリ秒であった。

結晶に入射する2ビーム間の角度と印加電界の大きさは、振動の検出感度に影響を与えることを確認した。2ビーム間の角度を小さくして、印加する電界を大きくすることで、振動に対する検出感度を高くすることが可能である。

第3章では、レーザーにより励起された表面波による検査手法について述べた。受信側の干渉計測部にフォトリフラクティブ型干渉計を用いることにより、低周波数帯域での計測と、フォトリフラクティブ効果を用いることで従来の干渉計では困難であった粗面からの散乱光による干渉計測が可能であることを示した。

実験から、レーザー干渉計を用いてコンクリート表面を伝播する表面波の速度が求められることがわかった。また、ひび割れを通過する前後で検出された表面波の検出時刻に差が生じること、通過した後に表面波の振幅が減衰することがわかり、それらはひび割れ深さに関係があることがわかった。

実験結果より、ひび割れ通過前後の検出時刻差と振幅比の減衰に対する二つの実験式を得た。ひび割れ深さを $a$ 検出時刻差を $\Delta t$ としたとき検出時刻差を用いた実験式は

$$a = \frac{\Delta t}{1.8 \times 10^{-4}} \quad (7-1)$$

である。ひび割れ深さを  $a$ 、振幅比を  $A/A_0$  としたとき振幅比を用いた実験式は

$$a = \left\{ -\frac{1}{7.4} \ln \left( \frac{A}{A_0} \right) \right\}^{-0.53} \quad (7-2)$$

である。表面波はひび割れまで伝播した後、ひび割れの下を通り抜けた成分が検出されたと考えられる。その際、深さに応じた検出時刻の遅延が生じる。検出時刻差の実験式は、最大 58% の真値からのずれで深さ 75mm までのひび割れを評価できた。ひび割れ深さに対して減衰が指数的であるとした振幅比の実験式は、最大 57% の真値からのずれで深さ 100mm までのひび割れを評価できることを示した。

第 4 章では、多チャンネル検出器を用いたレーザー励起超音波による検査手法について述べた。スペックル状の散乱パターンを持つ信号光に対して、光検出器を空間的に多チャンネル化し各チャンネルから得られた信号の取捨選択を行うことによって、単チャンネルで検出する場合より S/N 比が大きくなるような組み合わせが存在することを示した。

実験から、多チャンネル光検出器を用いたフォトリフラクティブ型レーザー干渉計を用いることで S/N 比が向上し、コンクリート内部を伝播する縦波を検出することがわかつた。また、縦波の検出時刻からひび割れ深さを推定できることを確認した。単チャンネル検出では 50% 程度あった真値からのずれが、多チャンネル化とそれに伴う信号処理により 5% 程度まで向上したことを見た。また超音波探傷器の結果から、従来の接触型の計測器と比較しても遜色のない確度で測定が可能であることを示した。

本研究では S/N 比の大きくなる組み合わせを決定する際に、全ての組み合わせを確かめたのではなく、はじめに総和を求めておいてそこから S/N 比が大きくなるよう波形を除いていく手法を用いた。このアルゴリズムを改良することでより迅速に、またさらにおおきな S/N 比となるような組み合わせを決定できる可能性がある。

第 5 章では、傾いたひび割れに対する検査手法について述べた。フォトリフラクティブ型レーザー干渉計を用いて、コンクリート表面に人工的に傾きをつけて刻んだひび割れの向きと角度を検出する実験を行い、衝撃波励起レーザーと検出レーザーをひび割れに対して同じ側を照射することで、ひび割れがどちらに傾いているのかを知ることが出来ることを示した。ひび割れが傾いている側を照射すると、ひび割れからの反射波を検出することが出来る。

衝撃点 - ひびわれ - 検出点を結ぶ最短距離を伝播してきた横波速度で伝播する反射波をとらえていることを示し、反射波の検出時刻を用いることで傾いたひび割れの角度を求め出来るこことを示した。横波の速度を  $V_s$ 、検出時刻を  $t$ 、ひび割れから衝撃点までの距離を  $a_{imp}$ 、ひびわれから検出点までの距離を  $a_{det}$  とするとひび割れの角度  $\theta$  は

$$\theta = \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{(V_s t)^2 - (a_{det} - a_{imp})^2}{4a_{det}a_{imp}}} \right) \quad (7-3)$$

と表される。

今後、ひび割れが傾いている場合の深さを評価する手法の研究が必要であると考えられる。

第6章では、構造物全体が揺れているような環境振動条件下にあるコンクリート構造物に対してレーザーを用いた劣化検査を行うための手法について述べた。

二本のビームをともに検査面に照射し、帰ってきた光を信号光、参照光として用いるレーザー差動干渉法による環境振動の影響を低減する手法を提案し、実証試験を行った。

レーザー差動干渉法を用いることで、環境振動条件下にあるコンクリート供試体の内部欠陥からの信号を計測することができる事を示した。本手法では、内部欠陥からの信号は環境振動の周波数分変調されて検出されることが分かった。得られた振動の周波数から欠陥の大きさを推定する際などには注意が必要である。

以上の成果をもって、レーザーを用いたコンクリートの劣化に対する非接触検査法の開発は行われた。フォトリフレクティブ型レーザー干渉計の導入により、従来困難とされてきたコンクリートのような表面状態が粗い構造物へのレーザー干渉計測技術の適用が可能となった。加えて、検出器を多チャンネル化し得られた信号を適切に処理することで感度が向上することを明らかにし、より微小な振動を検出することに成功した。また、環境振動下にあるコンクリート構造物に対してレーザー差動干渉法の適用を提案し、内部欠陥の検出が可能である事を明らかにした。これらの技術の開発により、従来型のレーザーを用いた計測装置が持つ遠隔、非接触性や定量評価が可能であるなどの利点はそのままに、検査面の制約が緩和され装置と検査面が相対的に静止していなくても計測が可能であるといった特長を新たに有するため、レーザーを用いた本検査法はより実用的な検査技術へと近づいたと言える。装置の可搬性や電力供給方法など実現場への適用に向けた課題はあるが、プラントの狭隘部やトンネル、橋梁など作業員の近接が困難な箇所への適用が可能で、総合変化をみることで劣化の進展を計測するなどの運用も想定され、今後増大すると危惧される老朽化した社会インフラに対する保守保全技術としても期待できる。

## 謝辞

終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りましたこと、真摯に私の疑問に答え、研究の道筋を示して下さったこと、改めて大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 乗松孝好 教授に深厚なる謝意を表します。

本論文執筆に際し、御指導、御助言頂きました大阪大学 粟津邦男教授、矢吹信喜教授、大阪大学レーザーエネルギー研究センター 猿倉信彦教授に深く感謝申し上げます。

本研究は大阪大学レーザーエネルギー学研究センター及び公益財団法人レーザー技術総合研究所の御協力のもとに行われたものであり、素晴らしい研究の場を御提供してくださいました大阪大学レーザーエネルギー学研究センター センター長 畠地宏教授、公益財団法人レーザー技術総合研究所 所長 井澤靖和所長に心より感謝申し上げます。

研究の遂行にあたり熱心に御指導、御助言頂きました大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 中井光男教授、東京工業大学 長井圭治准教授、東京農工大学 本間啓史助教に感謝申し上げます。

研究生活において数多くの議論をして下さり、助言して頂いた大阪大学レーザーエネルギー研究センター 三間圓興名誉教授、西村博明教授、河仲準二准教授、長友英夫准教授、藤岡慎介教授、藤本靖准教授、有川安信講師、佐野孝好助教、山ノ井航平助教、レーザー技術総合研究所 北村俊幸研究員、本越伸二主任研究員、染川智弘副主任研究員、古河裕之研究員、他スタッフの皆さまに深く感謝いたします。

大阪大学大学院在学中に講義等でお世話になりました、大阪大学 東海明宏教授、近藤明教授、澤木昌典教授、矢吹信喜教授、西嶋茂宏教授、池道彦教授、吉田陽一教授、下田吉之教授、山中伸介教授、東海明宏教授、中村隆夫教授、福田武司教授、山口彰教授、堀池寛教授、福田知弘准教授、黒崎健准教授、秋山庸子准教授、北田孝典准教授、高田孝准教授に深く感謝申し上げます。

本研究を通じて直接細やかな御指導をして頂き、また研究内容に対して常に深い思考をもって本質を捉え、私の研究が常に良い方向へ進むよう導いて下さった公益財団法人レーザー技術総合研究所 島田義則 主任研究員、オレグ・コチャエフ 研究員に心からの謝意申し上げます。

本研究は関西電力株式会社、株式会社環境総合テクノスと共同で行われたものであり、熱

心な議論をしてくださいり、また実験に際し、数多くの御指導御協力を頂いた関西電力株式会社電力技術研究所構築研究室 大江一也氏、中田正剛氏、河野幸彦氏、株式会社環境総合テクノス土木部土木エンジニアリンググループ 石井政博氏に深く感謝いたします。

実現場への適用といった観点から非常にためになる御意見御指導を頂いた西日本旅客鉄道株式会社鉄道本部技術部 御崎哲一氏、曾我寿孝氏、株式会社ユニロック 江本茂夫氏、防衛大学校 篠田昌弘准教授、株式会社駒井ハルテック 橋肇氏、東京工業大学 廣瀬壯一教授、古川陽助教、他関係者の皆様に厚く御礼申しあげます。

共同研究を通じて熱心に御討論下さり、実験の際には多くの御協力を頂いた国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構関西光科学研究所 長谷川登氏、近藤修司氏、岡田一氏、三上勝大氏、錦野将元氏、河内哲也氏、日本原子力研究開発機構 山田知典氏、Nguyen Phi Long 氏大道博行氏、理化学研究所 村上武晴氏、小町祐一氏、木暮繁氏、道川隆士氏、斎藤徳人氏、加瀬究氏、和田智之氏、緑川克美氏に感謝いたします。

熱心に討論、激励を頂きました、長井隆浩氏、安部勇輝氏、近藤裕慈氏、松本昌也氏、岩野圭介氏、岩佐祐希氏他の方々に深く感謝致します。

最後に私の大学生活を支えて下さった家族、親族、友人に心からの感謝を申し上げます。

## －研究業績リスト－

### 1. 主要論文（いずれも査読あり）

1) “レーザー差動干渉計を用いた環境振動下におけるコンクリート構造物の内部欠陥検出法”

倉橋慎理, オレグコチャエフ, 島田義則 (レーザー技術総合研究所), 乗松孝好 (大阪大)  
レーザー研究, Vol.42, No.11, pp.849-853, 2014

2) ”レーザー励起表面波を用いたコンクリート表面のひび割れ深さ計測”

倉橋慎理, 乗松孝好 (大阪大), 島田義則 (レーザー技術総合研究所), 石井政博 (環境テクノス), 河野幸彦 (関西電力)

コンクリート構造物の補修, 補強, アップグレード論文報告集, 11, pp.299-304, 2011

3) ” Measurement of Depth of Surface Cracks in Concrete by Laser Ultrasonic Technique with Multichannel Detector”

S.Kurahashi, Y.Shimada, O.Kotyaev, T.Norimatsu, Y.Kono, S.Nakata, and M.Ishii

REVIEW OF PROGRESS IN QUANTITATIVE NONDESTRUCTIVE EVALUATION  
:VOLUME 32 pp. 317-323, 2013

### 2. 関連するその他の論文

1) ”マルチチャンネルディテクターを用いたレーザー励起超音波によるコンクリート表面のひび割れ深さ計測”

倉橋慎理, 乗松孝好 (大阪大), 島田義則 (レーザー技術総合研究所), 石井政博 (環境テクノス), 河野幸彦 (関西電力)

コンクリート構造物の補修, 補強, アップグレード論文報告集, 12, pp.329-334, 2012

2) ” Relaxation of Surface Tension Waves on a Liquid Metal Mirror for a Fast-Ignition Laser Fusion Plant”,

Takayoshi Norimatsu, Oleg Kotyaev, Yoshinori Shimada, Shinri Kurahashi, Shinji Motokoshi, Katsuhiro Mikami, Kei Sasaki, Takahisa Jitsuno, Kohei Yamanoi, Hiroyuki Furukawa, Tomoaki Kunugi,

Fusion Science and Technology, Vol 70 No 3 FST15-206, 2016年09月,

### 3. 解説・総説

1) ” レーザーによるコンクリートひび割れ深さ計測技術の研究” ,

河野幸彦,島田義則,倉橋慎理

会誌「電力土木」, 平成 25 年 1 月号, No.363, pp.56-60, (2013)

2) “レーザーを用いたコンクリート構造物の欠陥検査技術”,

島田義則, オレグコチャエフ, 倉橋慎理, 北村俊幸

非破壊検査, Vol.65, No.12, pp.600-604, 2016

### 3. 口頭発表・ポスター発表

1) ” Measurement of Depth of Surface Cracks in Concrete by Laser Ultrasonic Technique with Multichannel Detector” ,

S.Kurahashi, Y.Shimada, O.Kotyaev, T.Norimatsu, Y.Kono, S.Nakata, and M.Ishii,

7th QNDE2012 conference, Hyatt Regency Denver Tech Center, Denver, Colorado, July 15–20, 2012

2) 「レーザー励起表面波を用いたコンクリート表面のひび割れ深さ計測」 ,

倉橋慎理, 島田義則, 乗松孝好, 石井政博, 河野幸彦,

第 11 回コンクリート構造物の補修, 補強, アップグレードシンポジウム, 京都テルサ, 2011 年 10 月 28 日

3) 「レーザー励起表面波によるコンクリート表面のひび割れ深さ計測」 ,

倉橋慎理, 島田義則, 乗松孝好, オレグ・コチャエフ, 石井政博, 河野幸彦, 中田正剛.

レーザー学会学術講演会 第 32 回年次大会, TKP 仙台カンファレンスセンター,

2012 年 1 月 30 日 (月) ~2 月 1 日 (水)

4) 「レーザー励起超音波を用いたコンクリート表面のひび割れの深さ計測」 ,

倉橋慎理, 島田義則, 乗松孝好, オレグ・コチャエフ, 石井政博, 河野幸彦, 中田正剛.

平成 24 年 電気学会全国大会, 広島工業大学 五日市キャンパス, 2012 年 3 月 23 日

5) 「マルチチャンネルディテクターを用いたレーザー励起超音波によるコンクリート表面のひび割れ深さ計測」 ,

倉橋慎理, 島田義則, 乗松孝好, 石井政博, 河野幸彦.

第 12 回コンクリート構造物の補修, 補強, アップグレードシンポジウム, 京都テルサ,

2012年11月2日

- 6) 「レーザー励起超音波を用いたコンクリート表面ひび割れの評価」,  
倉橋慎理, 島田義則, 乗松孝好, オレグ・コチャエフ, 石井政博, 河野幸彦, 中田正剛.  
レーザー学会学術講演会 第33回年次大会, 姫路商工会議所, 2013年1月30日
- 7) 「レーザー差動干渉法による高架橋床版の内部欠陥検出法の開発」,  
倉橋慎理, オレグ・コチャエフ, 島田義則, 乗松孝好  
レーザー学会学術講演会 第35回年次大会, 東海大学高輪校舎, 2015年1月11日
- 8) 「レーザーを用いた環境振動下にある高架橋床版内部欠陥遠隔検出技術の開発」  
倉橋慎理, オレグ・コチャエフ, 島田義則, 乗松孝好  
平成27年 電気学会全国大会, 東京都市大学 世田谷キャンパス, 2015年3月26日