

## Introduzione

La Picosecond Acoustics e' nata nel 1980 alla Brown University, con il nome di Picosecond Ultrasonics, grazie al lavoro svolto da Humphrey Maris ed il suo gruppo di ricerca. E' una tecnica pump-probe non distruttiva che sfrutta laser ad impulsi ultrabrevi per la generazione e lo studio della propagazione di onde acustiche nei materiali.

Essa ci permette di ottenere informazioni su diverse proprieta' del materiale come la conducibilita' termica, la velocita' e l'attenuazione delle onde sonore su campioni di diverso tipo: solidi, liquidi, film sottili e nanostrutture. Tutto cio' viene fatto con un'elevata risoluzione (spaziale di  $\sim 100$  nanometri), su scale temporali molto brevi (l'intervallo di tempo studiato corrisponde a  $\sim 2\text{ ns}$ ) e senza danneggiare il materiale studiato.

Nella Picosecond Acoustics un impulso ultrabreve di pump e' parzialmente assorbito da un sottile trasduttore metallico sul quale e' depositato il campione. L'espansione termica "istantanea" del metallo lancia un pacchetto di onde acustiche longitudinali la cui propagazione e' monitorata da un fascio di probe.

Lo scopo primario della tesi e' l'utilizzo di questa tecnica ottica per la misura delle proprieta' meccaniche di campioni allo stato solido. Si vuole misurare la velocita' del suono e l'indice di rifrazione di un campione di PMMA depositato su un trasduttore di alluminio con l'ausilio di un laser Ti:Sapphire capace di emettere impulsi ultrabrevi della durata di  $\sim 150\text{ fs}$  con uno spettro che copre un ampio intervallo di frequenze nel visibile. Durante gli esperimenti si e' riscontrata la presenza di un materiale sconosciuto interposto tra il metallo ed il campione da studiare, abbiamo dunque sfruttato l'occasione per provare a scoprire, mediante le informazioni forniteci da questa tecnica, che cosa fosse.

La tesi e' sviluppata nei diversi capitoli con questo ordine: nel primo capitolo si svolge la trattazione teorica che spiega i principi su cui si basa la tecnica e che ci permettono di ricavare le grandezze da studiare partendo dalle misure fatte. Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale usato. Le misure acquisite dall'analizzatore ed elaborate mediante il software LabView vengono presentate nel terzo capitolo, in cui si suddivide la trattazione per i due casi studiati: angolo di incidenza piccolo e grande. Qui viene anche introdotta la problematica sorta durante l'esperienza di laboratorio che ha dato spunto per un ulteriore sviluppo della tesi: la presenza di uno strato di materiale inaspettato nel campione da studiare. Nel capitolo successivo, il quarto, viene svolta l'analisi dei dati per le misure ai due angoli e per i due diversi materiali. Si e' usato il software MATLAB per estrapolare i dati cercati e per la rappresentazione grafica delle grandezze. Infine nel quinto capitolo ci si sofferma sui risultati ottenuti, sulla loro interpretazione e sull'indagine del materiale sconosciuto cercando di trarre delle conclusioni sulla base di quanto trovato.

# Contents

|          |                                           |           |
|----------|-------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Tecnica della Picosecond Acoustics</b> | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Apparato sperimentale</b>              | <b>6</b>  |
| <b>3</b> | <b>Misure</b>                             | <b>7</b>  |
| 3.1      | Misura dell'angolo d'incidenza . . . . .  | 8         |
| 3.2      | Angolo d'incidenza piccolo . . . . .      | 9         |
| 3.3      | Angolo di incidenza grande . . . . .      | 11        |
| <b>4</b> | <b>Analisi dei dati</b>                   | <b>12</b> |
| 4.1      | Angolo piccolo . . . . .                  | 13        |
| 4.1.1    | PMMA . . . . .                            | 13        |
| 4.1.2    | Materiale sconosciuto . . . . .           | 16        |
| 4.2      | Angolo grande . . . . .                   | 20        |
| 4.2.1    | PMMA . . . . .                            | 20        |
| 4.2.2    | Materiale sconosciuto . . . . .           | 22        |
| <b>5</b> | <b>Risultati e conclusioni</b>            | <b>24</b> |
| <b>6</b> | <b>Bibliografia</b>                       | <b>26</b> |

# 1 Tecnica della Picosecond Acoustics

La Picosecond Acoustics (PA) e' una tecnica interferometrica nel dominio del tempo con cui si studia la propagazione di onde sonore longitudinali generate da impulsi di luce ultrabrevi. Essa si basa su un esperimento di pump-probe in cui un impulso ultrabreve viene diviso in un fascio di pump e uno di probe. Il fascio di pump viene focalizzato sul substrato e assorbito da un trasduttore metallico causando l'espansione termica "istantanea" dello stesso. L'espansione lancia un'onda di pressione nel materiale che si propaga sotto forma di un pacchetto di fononi acustici longitudinali. Il fascio di probe compie un cammino ottico diverso percorrendo una linea di ritardo e viene poi focalizzato sul campione. Il probe e' riflesso in parte dal substrato ed in parte dalla discontinuita' di indice di rifrazione viaggiante dovuta al propagarsi dell'onda acustica (l'onda di pressione causa un aumento locale della densita' e quindi una discontinuita' dell'indice di rifrazione). Le due onde cosi riflesse interferiscono costruttivamente o distruttivamente, a seconda della distanza percorsa dall'onda sonora nel tempo  $\tau$  a cui arriva l'impulso di probe rispetto al pump, dando una periodica variazione dell'intensita' raccolta dall'analizzatore in funzione di  $\tau$ . L'intensita' ha un andamento oscillante di periodo  $T$  che dipende dalla lunghezza d'onda del fascio di probe. Facendo arrivare il probe a ritardi  $\tau$  sempre maggiori si ha una misura del cambiamento della riflettivita' del materiale nel tempo da cui si puo' infine calcolare la velocita' di propagazione delle onde acustiche in base a note relazioni teoriche.

Vediamo teoricamente come si puo' mettere in relazione la quantita' misurata, cioe' la variazione periodica della riflettivita' del materiale, con le quantita' di interesse: prendiamo il caso in cui le due onde riflesse di probe interferiscano costruttivamente. In questa situazione lo sfasamento tra le fasi delle due onde, dovuto alla differenza di cammino ottico  $z$ , deve essere pari ad un multiplo intero di  $2\pi$ .

$$kz = 2m\pi$$

Dove  $k$  e' il vettore d'onda che si puo' esprimere in funzione della lunghezza d'onda di probe:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_{probe}}n \text{ con } n \text{ indice di rifrazione del materiale.}$$

$z = 2a$  dove  $2a$  e' la differenza di cammino tra le due onde ed e' pari a:

$a = L \cdot \cos\theta'$  , qui  $L$  e' la distanza dal trasduttore metallico a cui trovo l'onda acustica che si calcola come:  $L = v_s\tau$  con  $v_s$  velocita' dell'onda sonora nel materiale

$\theta'$  e' l'angolo d'incidenza interno al materiale legato all'angolo d'incidenza esterno dalla relazione di Snell:

$n \sin \theta = n' \sin \theta'$  con  $n, n'$  indici di rifrazione dei due materiali.

Mettendo insieme queste relazioni nella condizione per avere interferenza costruttiva si ha:

$$\frac{2\pi}{\lambda_{probe}} n \cdot z = 2m\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_{probe}} n \cdot (2L \cdot \cos \theta') = 2m\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_{probe}} n \cdot (2 \cdot v_s \tau \cdot \cos \theta') = 2\pi$$

$$\frac{\tau}{m} = T = \frac{\lambda_{probe}}{2 \cdot v_s n \cdot \cos \theta'} = \frac{\lambda_{probe}}{2 \cdot v_s \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$$

I ritardi  $\tau$  a cui ho interferenza costruttiva tra le onde riflesse sono legati al periodo di oscillazione  $T$  dell'onda acustica, in particolare:  $\tau = mT$ .

Per ogni  $\lambda_{probe}$  ottengo valori diversi del periodo  $T$ , i fotoni con una particolare  $\lambda_{probe}$  infatti interagiscono solo con fononi dell'onda acustica con una particolare frequenza. Imponendo la conservazione dell'energia e della quantita' di moto ad angolo di incidenza rispetto alla normale nullo, si puo' trovare la relazione tra le due grandezze che corrisponde a quella appena trovata nello studio dell'interferenza tra i fasci di probe riflessi.

Conservazione dell'energia:  $\hbar\omega_i = \hbar\omega_r + \hbar\omega_{fonone}$

Conservazione della quantita' di moto:  $k_i = k_r + q$

Visto che  $\omega_{fonone} \ll \omega_{probe}$  si ha:

$$|q| \approx 2|k_i| \approx 2|k_r| = \frac{4\pi n}{\lambda_{probe}}$$

$$q = \frac{2\pi\nu}{v_s} = \frac{4\pi n}{\lambda_{probe}} \longrightarrow \nu = \frac{2nv_s}{\lambda_{probe}}$$

che e' la relazione trovata prima. Questa e' valida nel caso in cui  $|q| \ll \frac{\pi}{a}$  dove  $a$  e' la distanza tra due atomi del materiale. In tale situazione la dispersione e' lineare e la velocita' del suono e' costante.

Una volta ottenuto il periodo in funzione di tutte le lunghezze d'onda di probe utilizzate, se ne puo' fare un grafico rispetto alle lunghezze d'onda del probe. La funzione cosi' trovata e' una retta; se ne estraiamo il coefficiente angolare ( $\frac{T}{\lambda_p}$ ) vediamo che esso dipende essenzialmente da tre grandezze:

- la velocita' del suono nel materiale
- l'indice di rifrazione del materiale
- l'angolo di incidenza del fascio di probe

Possiamo quindi ricavare queste grandezze incognite una volta noto il valore del coefficiente angolare in diverse situazioni. Nel nostro caso vogliamo conoscere l'indice di rifrazione del materiale e la velocita' delle onde sonore al suo interno. Noto l'angolo d'incidenza, per trovare queste due incognite abbiamo quindi bisogno di due equazioni che si ottengono grazie a misure a due angoli d'incidenza diversi.

Se chiamiamo  $\theta_s$  e  $\theta_l$  gli angoli di incidenza esterni piccolo e grande, possiamo scrivere due equazioni per T ai due diversi angoli:

$$\begin{cases} \frac{T_s}{\lambda_{probe}} = \frac{1}{2 \cdot v_s \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s}} \\ \frac{T_l}{\lambda_{probe}} = \frac{1}{2 \cdot v_s \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_l}} \end{cases}$$

Con alcuni calcoli si possono isolare le quantita' d'interesse; si avra':

$$\begin{cases} n = \sqrt{\frac{\left(\frac{T_l}{T_s}\right)^2 \sin^2 \theta_l - \sin^2 \theta_s}{\left(\frac{T_l}{T_s}\right)^2 - 1}} \\ v_s = \frac{1}{2 \left(\frac{T_s}{\lambda_{probe}}\right) \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s}} = \frac{1}{2 \left(\frac{T_s}{\lambda_{probe}}\right) \sqrt{\frac{\left(\frac{T_l}{T_s}\right)^2 \sin^2 \theta_l - \sin^2 \theta_s}{\left(\frac{T_l}{T_s}\right)^2 - 1}}} \end{cases}$$

## 2 Apparato sperimentale

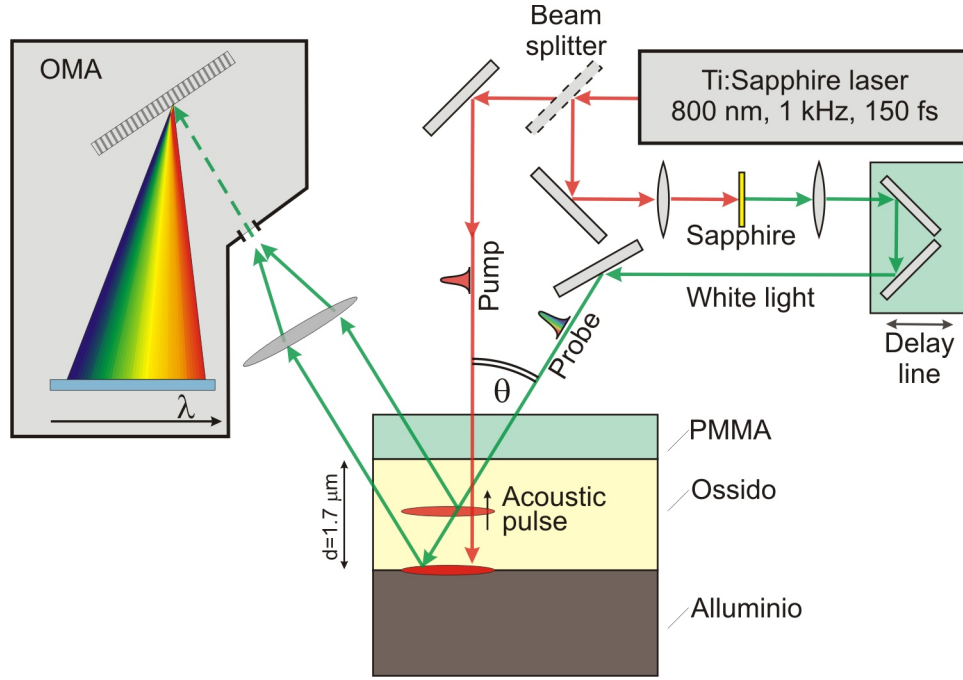


Figure 1: Set-up sperimentale usato in laboratorio

Il set-up sperimentale è quello di un esperimento di pump-probe in riflessione. Il laser utilizzato è un Ti:Sapphire, il quale ha il massimo di emissione alla lunghezza d'onda di 800nm, operante in regime di mode-locking con impulsi di durata di 150fs e frequenza di ripetizione di 1kHz. All'uscita dal laser il fascio viene diviso in impulso di pump ed impulso di probe attraverso un beam splitter; i due impulsi percorrono poi cammini ottici diversi fino a essere di nuovo spazialmente sovrapposti sul campione.

Il fascio di pump viene fatto passare attraverso un attenuatore d'intensità variabile che ci permette di "calibrare" la potenza incidente sul materiale in modo da impedire la fusione dello stesso. Poi passa attraverso un elemento meccanico rotante, il chopper, che blocca il passaggio della radiazione luminosa a determinati intervalli di tempo e ruota ad una frequenza di 500Hz, lasciando quindi passare un impulso di pump ogni due impulsi emessi dal laser. Questo ci permette di fare le misure della riflettività del materiale a pump on e pump off. Dato che l'intervallo di tempo tra due impulsi di pump è di 1ms, cioè un tempo molto maggiore rispetto alla scala temporale in cui avvengono i fenomeni misurati (centinaia di picosecondi), possiamo quindi ritenere che il campione sia nello stato fondamentale quando viene sondato dal fascio di probe a pump off. Il fascio viene infine focalizzato sul campione mediante una serie di elementi

ottici.

Il fascio di probe segue invece un percorso diverso, anch'esso e' attenuato con un attenuatore d'intensita' variabile, viene poi fatto incidere su una sottile lamina di zaffiro che per un effetto non lineare produce un allargamento dello spettro del fascio di probe che si presenta adesso come un fascio di luce bianca (lo spettro contiene lunghezze d'onda da  $430\text{ nm}$  a  $700\text{ nm}$ ). Viene poi fatto passare attraverso un filtro che elimina la componente piu' intensa dello spettro cioe' il picco di emissione dello zaffiro a  $800\text{ nm}$ . Il fascio continua il suo percorso passando per una slitta micrometrica comandata elettronicamente che serve a modificare il ritardo con cui esso arriva sul campione dopo l'impulso di pump, aumentandone il cammino in aria (in realta' il fascio di probe fa' un percorso fisso e quello di pump ha un cammino variabile in modo da poter "anticipare" il suo arrivo a tempi sempre maggiori). La precisione di spostamento della slitta e' di  $0,1\text{ }\mu\text{m}$  che temporalmente corrisponde ad un intervallo di tempo minore della durata dell'impulso. Infine il probe incide sul campione in modo da essere spazialmente sovrapposto al pump cosi da essere certi di investigare la zona eccitata. La parte di probe riflessa dal campione e' raccolta e focalizzata nell'analizzatore che misura l'andamento temporale della sua intensita' a tutte le lunghezze d'onda del suo spettro. L'analizzatore ottico multicanale (OMA) ci permette di registrare i dati relativi alle variazioni d'intensita' a tutte le lunghezze d'onda contemporaneamente. Il fascio che incide su di esso viene infatti disperso e raccolto da una serie di fotodiodi. Ogni fotodiodo campiona le variazioni d'intensita' ad una particolare lunghezza d'onda del fascio incidente, permettendo l'acquisizione "in parallelo" dell'andamento temporale dell'intensita' per tutte le frequenze che compongono lo spettro del fascio di probe.

### 3 Misure

In laboratorio abbiamo effettuato misure su campioni di PMMA depositati con la tecnica del drop-casting su un trasduttore di alluminio, metallo abbastanza riflettente da poter raccogliere buona parte dell'intensita' riflessa e analizzarla attraverso l'analizzatore ottico multicanale. Le misure sono state fatte a due angoli diversi per poter stimare tutte le grandezze necessarie a verificare la teoria.

Durante gli esperimenti abbiamo riscontrato la presenza di un ulteriore strato di spessore micrometrico di un materiale sconosciuto rivelato dal netto cambiamento del periodo di oscillazione della riflettivita' differenziale. Questo film ricopre il metallo ed e' probabilmente un coating protettivo che serve a combattere la corrosione del metallo; uno degli obiettivi inaspettati dell'esperienza e' stato quindi cercare di scoprire che tipo di materiale fosse grazie alle informazioni sull'indice di rifrazione e sulla velocita' delle onde sonore longitudinali al suo interno ricavate dalle misure.

L'intervallo di tempo totale campionato e' di circa 2 nanosecondi ( $1.8\text{ ns}$ ), durante il quale possiamo distintamente vedere le due diverse dinamiche di dis-

eccitazione per i due materiali. Si puo' notare che la dinamica nel materiale sconosciuto ha una durata di circa 250 picosecondi mentre la dinamica nel PMMA e' visibile dall'arrivo dell'onda acustica al suo interno fino alla fine del campionamento.

La grandezza misurata e' il cambiamento di riflettivita' in funzione del tempo e della lunghezza d'onda di probe. Questa grandezza e' rappresentata dalla variazione della riflettivita' differenziale, definita cosi:

$$\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau) = \frac{R_{pump-on}(\lambda_{probe}, \tau) - R_{pump-off}(\lambda_{probe}, \tau)}{R_{pump-off}(\lambda_{probe}, \tau)}$$

E' una misura della differenza di riflettivita' del campione quando esso e' eccitato o allo stato fondamentale ad un determinato ritardo dall'eccitazione. Misurando tale quantita' per tutti i ritardi  $\tau$  dell'esperimento possiamo ottenere le informazioni che ci interessano.

Dalle immagini si nota come le frange abbiano una certa inclinazione, cio' sta' ad indicare un aumento del periodo di oscillazione della riflettivita' differenziale all'aumentare della lunghezza d'onda; e' un primo modo qualitativo che ci permette di vedere come le misure siano in accordo con la teoria che predice una proporzionalita' tra la lunghezza d'onda ed il periodo.

### 3.1 Misura dell'angolo d'incidenza

L'angolo d'incidenza e' stato misurato rispetto alla normale alla superficie. Per misurarlo si e' tracciato un triangolo avente come vertici tre punti toccati dal fascio di probe: la lente che focalizza il fascio sul campione, la superficie del campione e lo specchio che raccoglie la radiazione riflessa.

Misurando le lunghezze dei lati di questo triangolo siamo riusciti a dare una stima dell'angolo d'incidenza sul campione. Sfruttando infatti il teorema di Carnot, noto anche come teorema del coseno, si puo' stabilire il valore di uno degli angoli del triangolo noti i suoi lati.

Per l'angolo d'incidenza piccolo abbiamo un triangolo scaleno:

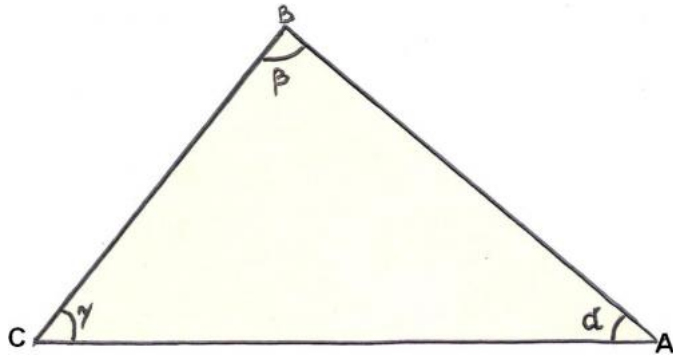


Figure 2: Triangolo nel caso di angolo di incidenza piccolo ( $\frac{\gamma}{2}$ )



Il teorema afferma che:  $AB^2 = AC^2 + BC^2 - 2 \cdot AC \cdot BC \cdot \cos \gamma$

invertendo la relazione si ha:  $\gamma = \arccos \left( \frac{AC^2 + BC^2 - AB^2}{2 \cdot AC \cdot BC} \right)$

L'angolo d'incidenza vale poi:  $\theta = \frac{\gamma}{2}$

Con:  $AB = 173mm$   $AC = 410mm$   $BC = 253mm$

si ottiene:  $\theta_s = 6^\circ$

Per l'angolo di incidenza grande invece abbiamo un triangolo ottusangolo:

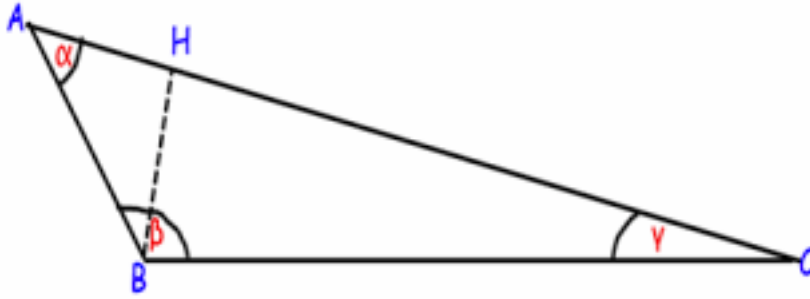


Figure 3: Triangolo nel caso di angolo grande  $\left( \frac{\beta}{2} \right)$

Anche qui usando il teorema di Carnot si trova:

Con:  $AC = 396mm$   $AB = 212mm$   $BC = 248mm$

si ha:  $\theta_l = 59^\circ$

L'incertezza sulla misura dell'angolo e' dovuta all'incertezza nella misura dei lati dei triangoli che si puo' quantificare in  $\pm 5mm$ . L'effetto sull'angolo e' un'incertezza corrispondente di circa  $\pm 1^\circ$ , che e' quindi causa di elevato errore relativo nel caso di angolo d'incidenza piccolo mentre e' trascurabile nel caso di angolo d'incidenza grande.

### 3.2 Angolo d'incidenza piccolo

L'angolo di incidenza misurato e' di circa 6 gradi. L'andamento del  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  mostra la presenza di due materiali differenti; si vede infatti come il periodo di oscillazione della riflettivita' cambi in modo netto. Cio' significa che abbiamo una variazione della velocita' di propagazione delle onde sonore dovuta al di-

verso materiale in cui esse viaggiano.

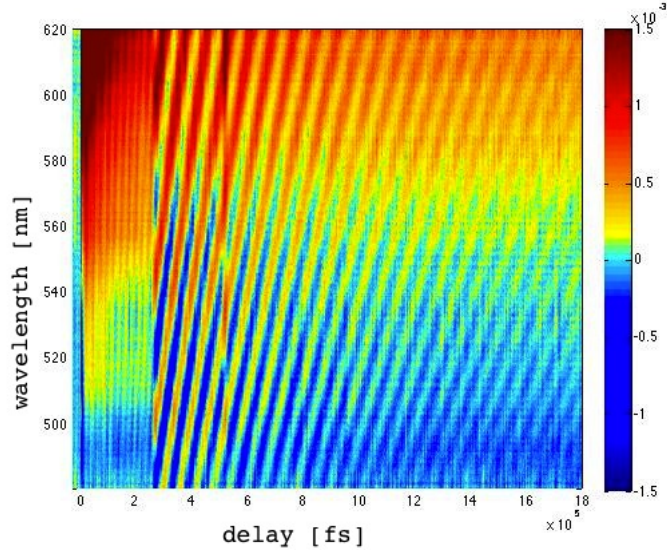


Figure 4: Mappa bidimensionale della riflettività differenziale

Di seguito il  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  del materiale sconosciuto, nell'intervallo temporale in cui esso e' visibile ( $0 \div 250 ps$ )

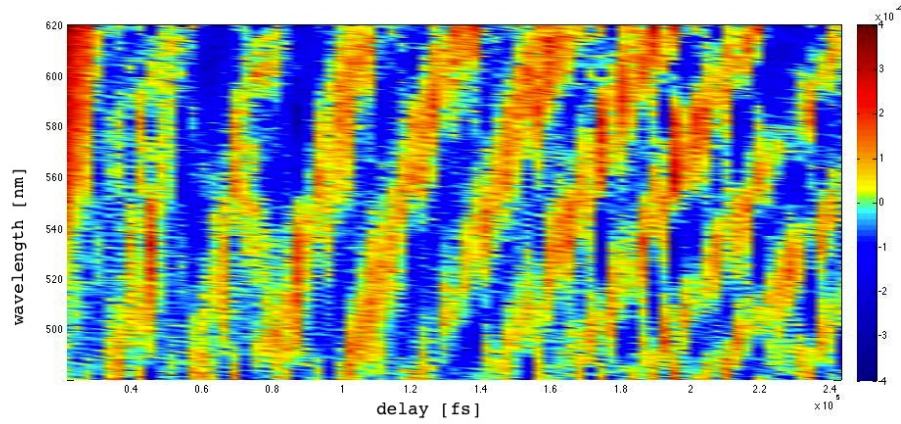


Figure 5:  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  del materiale sconosciuto

L'andamento della riflettività differenziale nel PMMA risulta evidente in

quest'altro intervallo temporale ( $250\text{ ps} \div 1.8\text{ ns}$ )

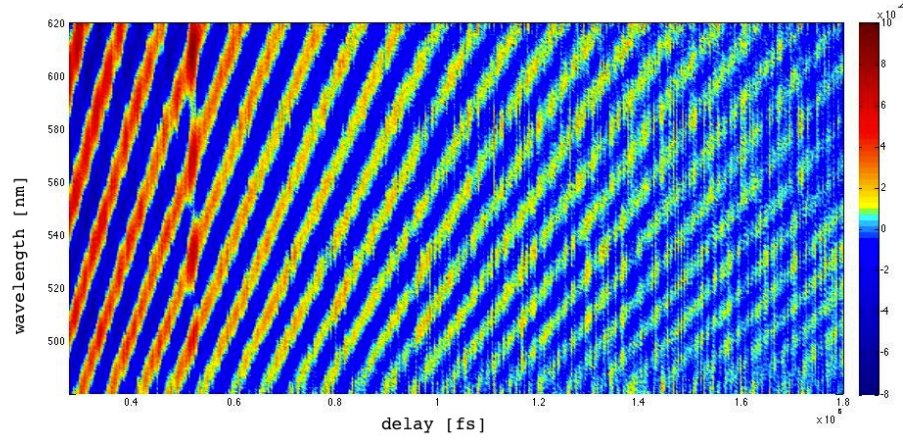


Figure 6:  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  del PMMA

### 3.3 Angolo di incidenza grande

Qui l'angolo di incidenza e' di circa 60 gradi, si puo' ancora vedere chiaramente la presenza di un materiale diverso dal PMMA. Il periodo di oscillazione sara' leggermente maggiore data la proporzionalita' con l'angolo di incidenza esterno.

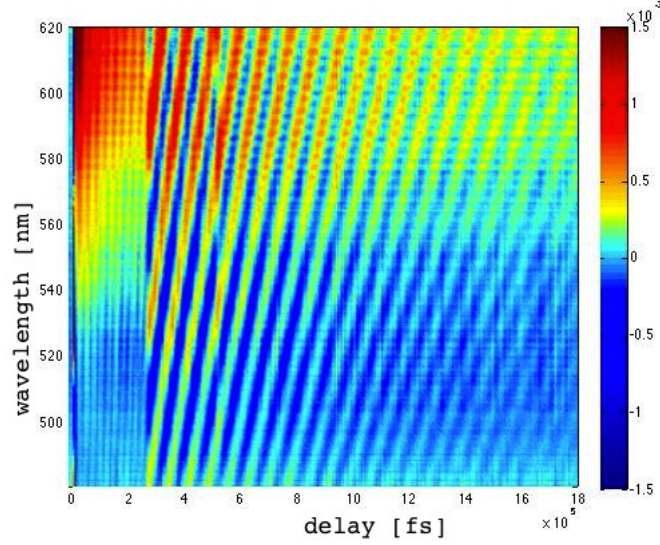


Figure 7:  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  nel caso di angolo d'incidenza grande

## 4 Analisi dei dati

Si e' proceduto poi all'analisi dei dati raccolti attraverso il software MATLAB. Abbiamo estrapolato le dinamiche della riflettivita' differenziale per tutte le lunghezze d'onda d'interesse tagliando la mappa bidimensionale del  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  "orizzontalmente".

Una volta ottenuto l'andamento nel tempo di questa grandezza, si e' potuto ricavare il periodo di oscillazione attraverso l'operazione di trasformata di Fourier. Le dinamiche infatti hanno un andamento sinusoidale ad una frequenza ben precisa come previsto teoricamente. Facendo la trasformata di Fourier si individua immediatamente a quale frequenza essa oscilla. Dopo aver raccolto le frequenze e quindi i periodi di oscillazione del  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$  a tutte le lunghezze d'onda studiate, si e' proceduto a fare un grafico dell'andamento del periodo rispetto alle lunghezze d'onda. Si nota un andamento lineare cioe' il periodo aumenta con la lunghezza d'onda, come previsto teoricamente. Facendo una regressione lineare, si ottiene il valore del coefficiente angolare della retta interpolante. Da questo dato, avendo fatto le misure a due angoli diversi, siamo in grado di fare una stima dell'indice di rifrazione del materiale e della velocita' delle onde acustiche longitudinali al suo interno.

## 4.1 Angolo piccolo

### 4.1.1 PMMA

Dalla mappa bidimensionale della riflettività differenziale e' possibile "tagliare" alle diverse lunghezze d'onda l'andamento temporale del  $\frac{\Delta R}{R}(\lambda_{probe}, \tau)$ . Si noti come esso risulti dalla sovrapposizione di un decadimento esponenziale ad un andamento sinusoidale.

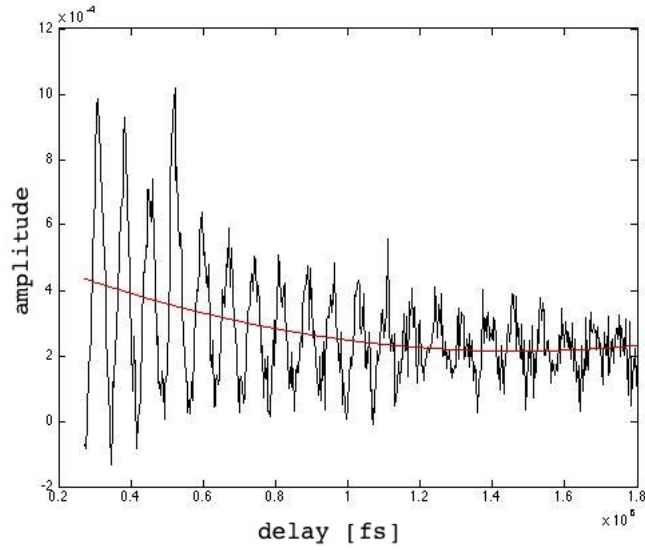


Figure 8: Dinamica della diseccitazione a  $\lambda_{probe} = 573 nm$ . E' evidenziato il fondo da sottrarre al segnale

Sottraendo il fondo attraverso un fit polinomiale, si possono vedere chiaramente le oscillazioni a media nulla smorzate da un decadimento esponenziale

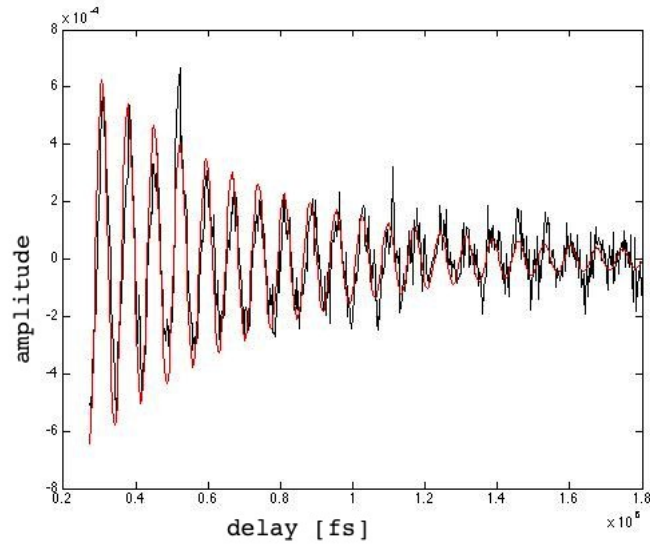


Figure 9: Confronto della dinamica sperimentale con quella sinusoidale smorzata prevista teoricamente

Da queste dinamiche si e' poi acquisita la frequenza di oscillazione mediante l'operazione di trasformata di Fourier (svolta con MATLAB e quindi discreta nel nostro caso) e quindi il periodo.

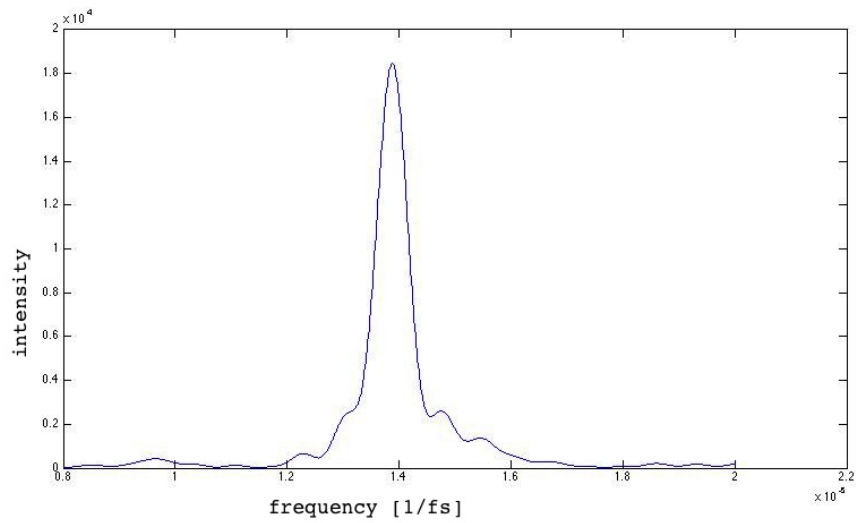


Figure 10: Trasformata di Fourier per  $\lambda_{probe} = 573 \text{ nm}$

Si e' inoltre creata una mappa bidimensionale delle trasformate di Fourier alle rispettive lunghezze d'onda per mettere in evidenza la relazione tra esse.

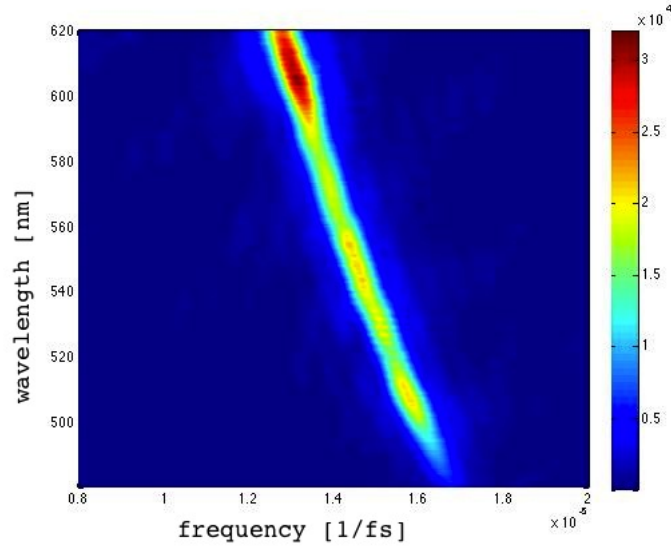


Figure 11: Mappa bidimensionale della trasformata di Fourier a tutte le lunghezze d'onda di probe

Dal grafico si vede chiaramente come per lunghezze d'onda differenti si hanno frequenze di oscillazione diverse. La relazione teorica infatti fornisce un andamento inversamente proporzionale tra la lunghezza d'onda e la frequenza di oscillazione.

Raccogliendo le informazioni sulle frequenze a tutte le lunghezze d'onda d'interesse, si puo' fare un grafico dell'andamento del periodo con la lunghezza d'onda dove si puo' interpolare la funzione trovata, che e' praticamente lineare, con una retta a cui e' stata imposta intercetta nulla (si suppone  $T = 0$  per  $\lambda = 0$ ).

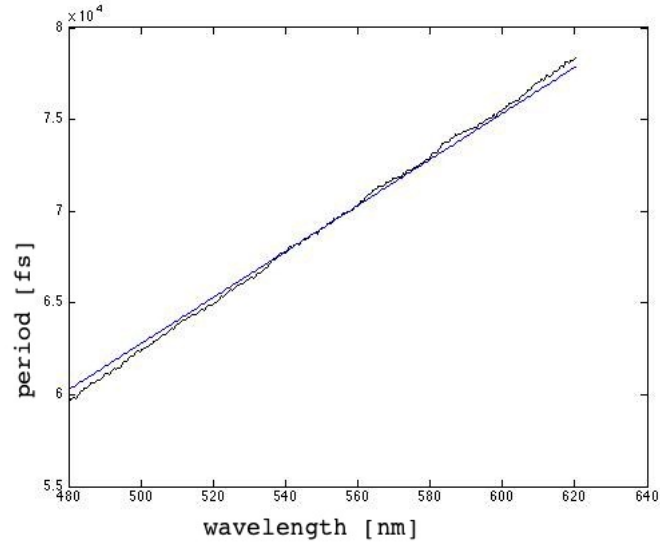


Figure 12: Grafico del periodo d'oscillazione a tutte le lunghezze d'onda di probe

Possiamo quindi ricavare il coefficiente angolare della retta che corrisponde al rapporto  $\frac{T_s}{\lambda_{probe}}$ , che la teoria predice essere una costante. Esso dipende solamente dall'indice di rifrazione del materiale che si puo' ritenere costante nonostante si abbia  $n=n(\lambda_{probe})$ , dalla velocita' delle onde sonore nel materiale e dall'angolo di incidenza del fascio di probe rispetto alla normale del campione.

#### 4.1.2 Materiale sconosciuto

Anche per questo materiale si sono estratte le dinamiche a tutte le lunghezze d'onda d'interesse, nell'intervallo temporale in cui e' visibile il fenomeno



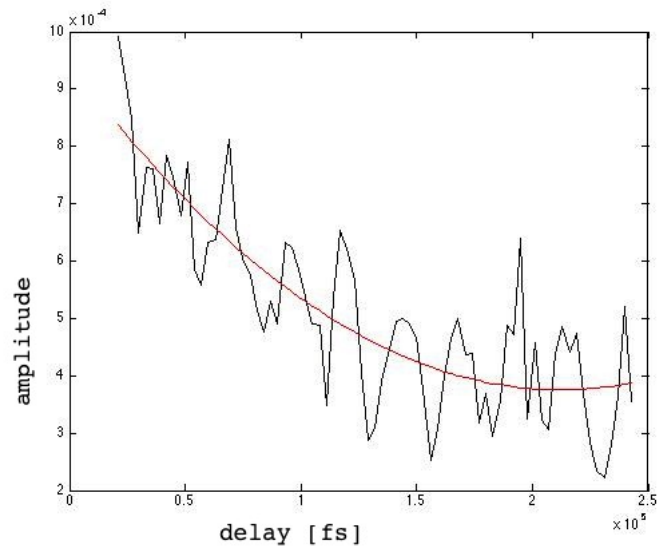


Figure 13: Andamento temporale della dinamica di diseccitazione del materiale sconosciuto per  $\lambda_{probe} = 555 \text{ nm}$

Si puo' anche qui vedere come le oscillazioni abbiano un andamento sostanzialmente sinusoidale una volta sottratto il fondo. In questo caso non si puo' vedere il decadimento esponenziale perche' la scala in cui il fenomeno e' visibile e' molto piccola.

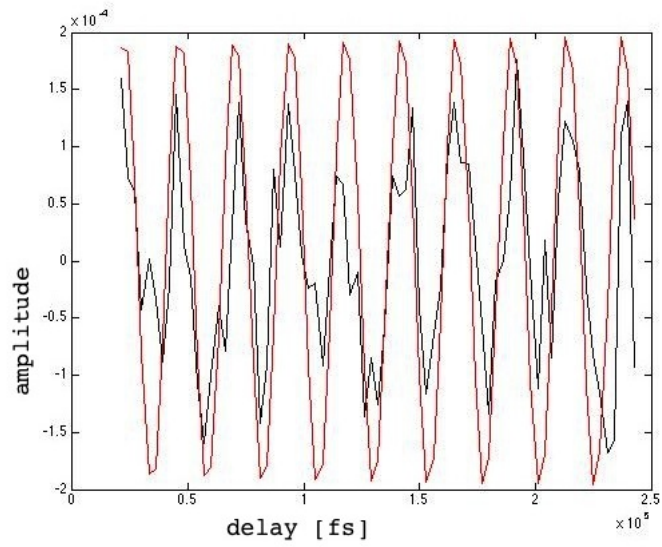


Figure 14: Confronto della misura una volta eliminato il fondo con la previsione teorica

Si puo' poi estrarre la frequenza sempre grazie alla trasformata di Fourier

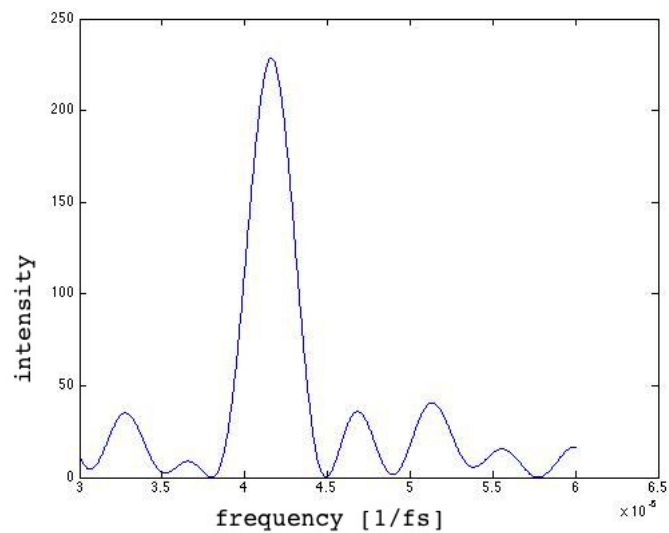


Figure 15: Trasformata di Fourier a  $\lambda_{probe} = 555 \text{ nm}$

e fare una mappa per vedere immediatamente l'andamento rispetto alle

lunghezze d'onda.

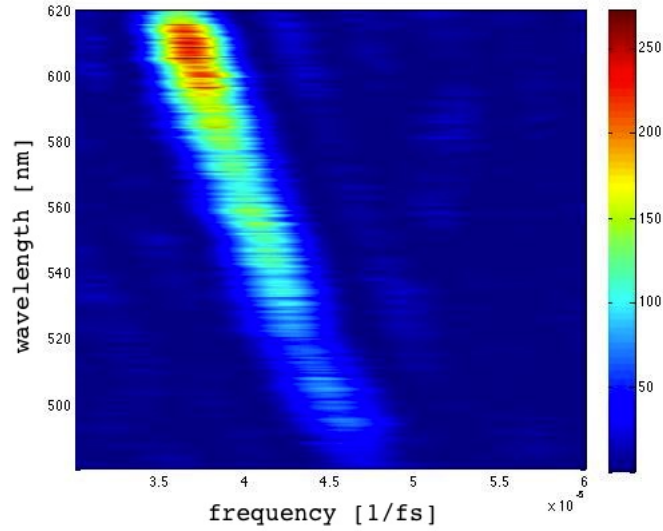


Figure 16: Mappa della trasformata di Fourier per tutte le lunghezze d'onda di probe

Qui si vede che il massimo della trasformata e' un po' meno definito, questo a causa delle deviazioni dall'andamento sinusoidale della riflettivita' differenziale, dove si ha un leggero errore rispetto a quanto ci si aspetta teoricamente.

Si e' infine trovata la costante  $\frac{T_s}{\lambda_{probe}}$  del materiale attraverso l'interpolazione lineare come fatto precedentemente.

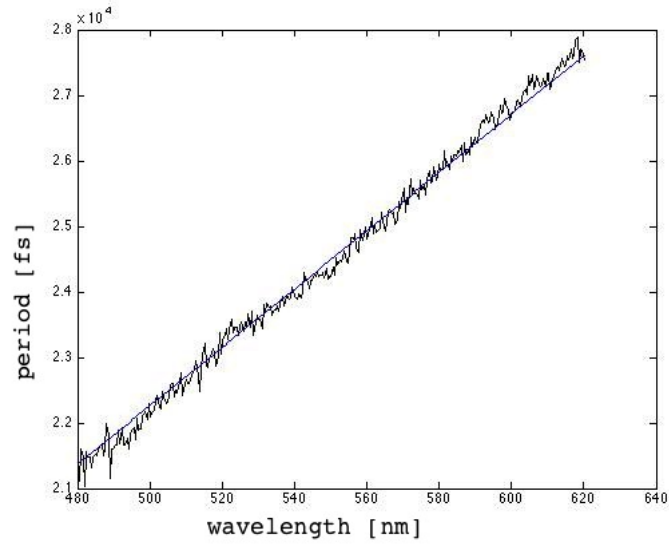


Figure 17: Andamento del periodo rispetto alla lunghezza d'onda di probe

## 4.2 Angolo grande

Per l'angolo di incidenza grande e' stata fatta la stessa analisi e sono state estrapolate le relative quantita'.

### 4.2.1 PMMA

Riportiamo i risultati per una data lunghezza d'onda ( $\lambda_{probe} = 601nm$ ):

la dinamica segue l'andamento previsto

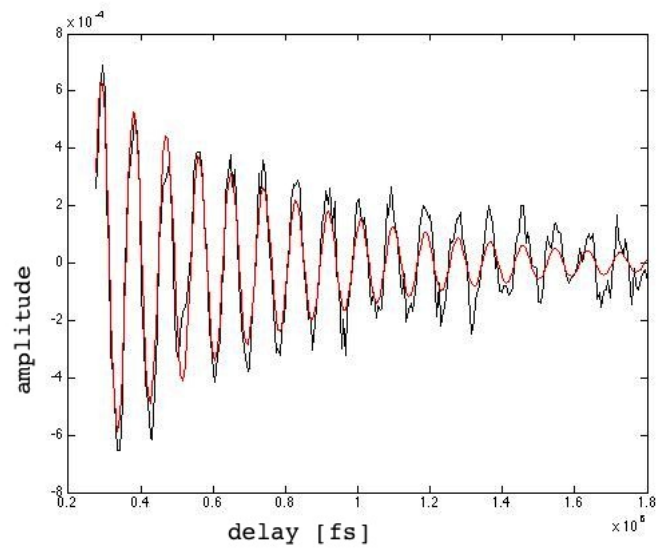


Figure 18: Confronto teoria-esperimento nel caso di angolo d'incidenza grande  
così come le frequenze di oscillazione.

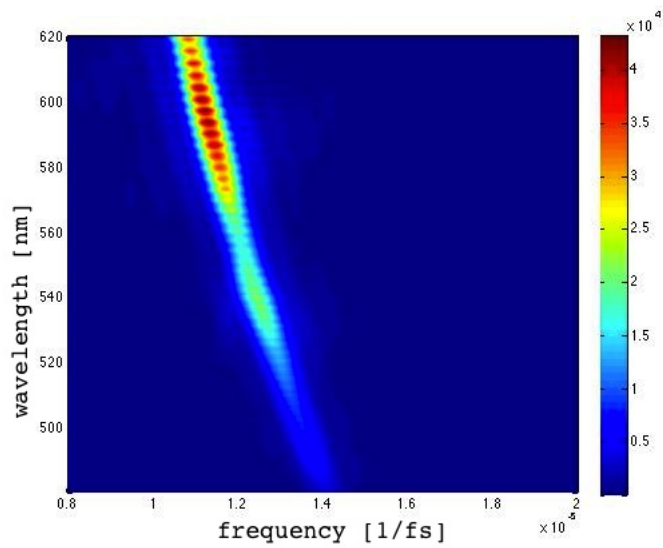


Figure 19: Mappa della trasformata di Fourier

Si arriva quindi a fare il grafico dell'andamento del periodo a tutte le lunghezze d'onda, così da estrarre i dati d'interesse.

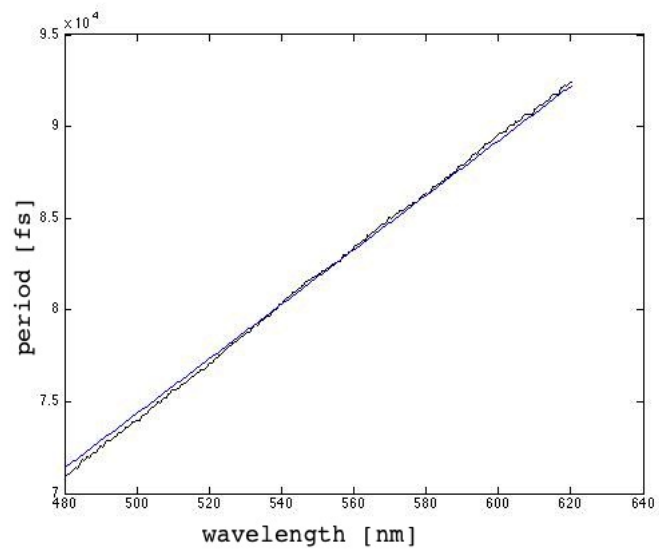


Figure 20: Grafico del periodo in funzione della lunghezza d'onda di probe

#### 4.2.2 Materiale sconosciuto

Si procede con l'analisi delle misure sul materiale sconosciuto nel caso di angolo d'incidenza grande.

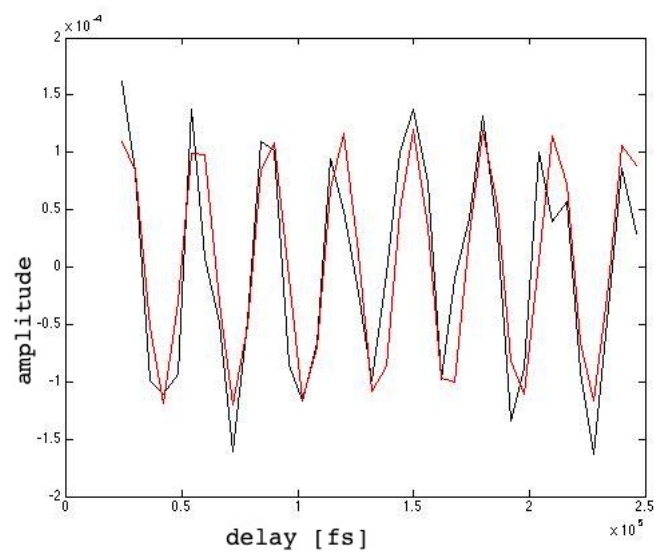


Figure 21: Confronto teoria-esperimento

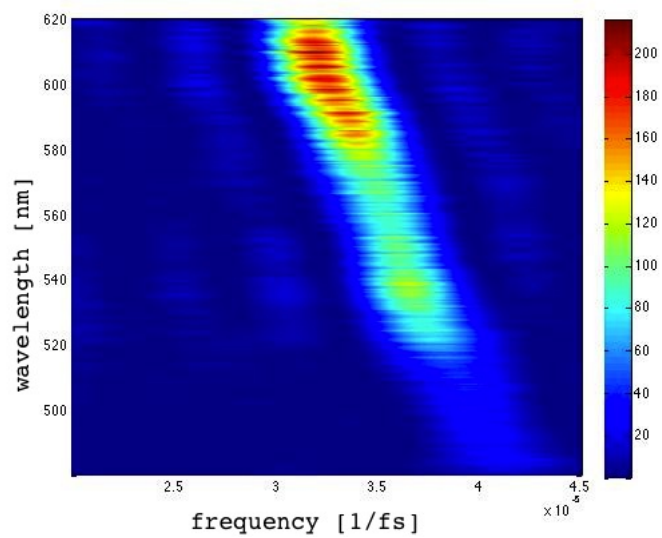


Figure 22: Mappa della trasformata di Fourier

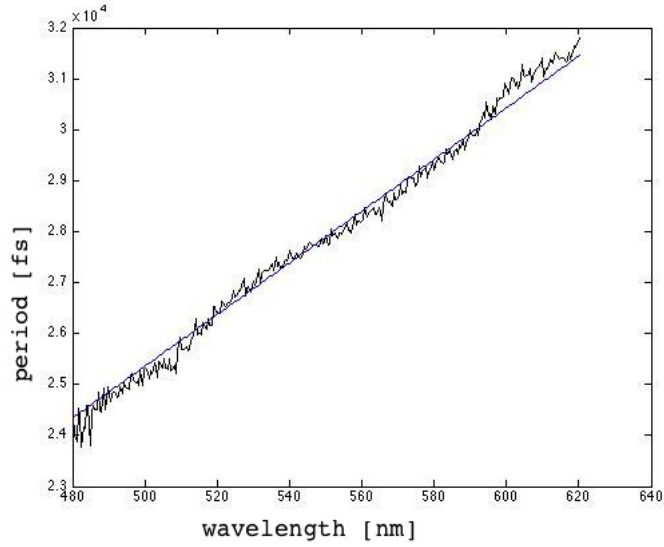


Figure 23: Grafico  $T \div \lambda_{probe}$

Si arriva a estrapolare il coefficiente angolare della retta che interpola l'andamento sperimentale del periodo per poter fare i conti stabiliti teoricamente.

## 5 Risultati e conclusioni

Una volta analizzate le misure fatte, si e' potuto calcolare le grandezze incognite attraverso le equazioni ricavate dalla teoria. Ecco i risultati ottenuti:

### • PMMA

$$\begin{cases} n = 1.5836 \\ v_s = 2500 \text{ m/s} \end{cases}$$

Confrontando i risultati sperimentali con i valori trovati in letteratura, dove l'indice di rifrazione e' dato a  $n = 1.4914(587nm)$ , si trova un errore:

$$\epsilon_n = \frac{n_{exp} - n_{th}}{n_{th}} = 6.2\%$$

Confrontando poi la velocita' del suono ricavata con quella ottenuta teoricamente:

$$v_s = \sqrt{\frac{Y(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

con  $Y$  modulo di Young ( $1800 - 3100 \text{ MPa}$ ),  $\nu$  rapporto di Poisson ( $0.35-0.4$ ) e  $\rho$  densita' del materiale ( $1170 - 1200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ).



Prendendo, ad esempio,  $Y = 3100 MPa$ ,  $v = 0.4$ ,  $\rho = 1170 \frac{kg}{m^3}$  si ottiene una velocità teorica pari a:

$$v_{th} = 2380 \frac{m}{s}$$

abbiamo cioè un errore

$$\epsilon_{v_s} = \frac{v_{th} - v_{exp}}{v_{th}} = 5\%$$

Quest'errore può essere dovuto a diversi fattori, la misura dell'angolo di incidenza piccolo ad esempio è affetta da un'elevata incertezza; inoltre la qualità del campione influisce fortemente sui risultati, piccole diversità nella struttura del materiale infatti possono portare a deviazioni consistenti dai valori teorici previsti o dai valori ottenuti con esperimenti condotti su campioni prodotti diversamente. Possiamo quindi concludere che la tecnica ci ha permesso di ottenere informazioni corrette sulla natura del materiale entro i limiti dettati da inaccuranze di natura sperimentale.

#### • Materiale sconosciuto

$$\begin{cases} n = 1.7715 \\ v_s = 6300 m/s \end{cases}$$

Dalle misure abbiamo ottenuto questi valori per l'indice di rifrazione e la velocità del suono nel materiale a noi ignoto.

Usando la velocità del suono così trovata e la durata temporale della dinamica delle onde sonore nel materiale, possiamo stimare lo spessore di questo film:

$$d = v_s \cdot t = 1,7 \mu m$$

Un tale spessore rientra nelle dimensioni usuali dei rivestimenti anti-corrosione ( $1 \div 10 \mu m$ ). Si è quindi proceduto alla ricerca di un possibile materiale che avesse le caratteristiche misurate tra quelli che vengono usati per trattare i metalli.

Dai valori ottenuti possiamo ipotizzare che il materiale rivelato sia ossido di alluminio ( $Al_2O_3$ ) che ha un indice di rifrazione molto vicino a quello rivelato ( $n_{Al_2O_3} = 1,775$ ) ma una velocità del suono un po' diversa ( $v_s = 9800 m/s$ ). La discrepanza nel valore della velocità può essere imputata alla diversità della struttura cristallina del nostro campione da quelli che vengono negli esperimenti di misura della velocità del suono. Essendo uno strato protettivo, esso viene cresciuto sotto forma di un sottile film sulla superficie da proteggere attraverso il processo di anodizzazione. Ciò dà origine a uno strato di ossido estremamente poroso con una struttura molto diversa rispetto a quella di un cristallo di ossido di alluminio; questo potrebbe essere una buona giustificazione per la differenza tra i valori delle velocità del suono trovati.

Abbiamo inoltre verificato le proprietà di conduzione elettrica di tale materiale con un tester. Si è constatato che lo strato più esterno non conduce; ma se asportiamo parte del materiale, si trova il substrato metallico conduttore, esattamente come ci si aspetterebbe da un metallo trattato con un coating di ossido.

Per concludere, vorrei sottolineare come questa tecnica di caratterizzazione dei materiali sia estremamente utile per il controllo delle proprietà del campione in esame. Vista l'elevata risoluzione temporale e quindi spaziale siamo in grado di osservare con facilità la presenza e lo spessore di strati molto sottili di materiale. Inoltre la relativa rapidità con cui si riesce a raccogliere le misure, rende questa tecnica utile anche per possibili analisi in tempo reale di materiali in deposizione. Nel nostro caso siamo riusciti a caratterizzare il campione studiato e a sfruttare le informazioni ricavate grazie a questa tecnica per scoprire la natura di un materiale totalmente sconosciuto.

## 6 Bibliografia

1. Emanuele Pontecorvo, Michele Ortolani, Dario Polli, Marco Ferretti, Giancarlo Ruocco, Giulio Cerullo and Tullio Scopigno, J. Appl. Phys. 98, 011901 (2011).
2. V. Gusev, A. M. Lomonosov, P. Ruello, A. Ayouch, and G. Vaudel, J. Appl. Phys. 110, 124908 (2011).
3. C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, J. Tauc and J. J. Hauser, Phys. Rev. Lett. 53, 989 (1984).